



20/IX-2002-18/V-2003

QUATTRO

20/IX 2002.

Mag. noise

Модель гистерезиса. Наличие с AFM-exchange gate CCP head - sensor.

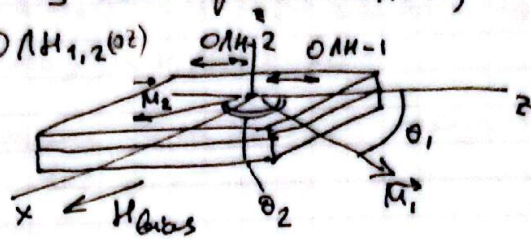
(см. 14-18/IX).

Кинематика (номинал) рез. датчика, где $\theta_1 = \pi/2, \theta_2 = \pi/2$ газон.
 $\theta_1 = \theta_2 = 0$ соосв. элементные без намагн. FM (AFM) interlayer
 exchange coupling. $H_z \perp OAH_{1,2}(\theta_i)$

$H_{a1,2}$ намагн. кондуктор
 и поле датчика
 где их элемент.

Нужно $H_{a1,2} \ll H_0$

и поэтому $H_{a1} = H_{a2} = 0$. Также $\varphi_H = \pi/2, \theta_1 = \theta_2 = \pi/2$.



$$\det R(\omega) = \begin{pmatrix} -i\omega & \{h_{z1} - \alpha M_2 + 4\pi v_1^2 M_1\} & 0 & +\alpha M_1 + 4\pi v_1 v_2 M_1 \\ -\{h_{z1} - \alpha M_2\} & -i\omega & -\alpha M_1 & 0 \\ 0 & \alpha M_2 + 4\pi v_1 v_2 M_2 & -i\omega & \{h_{z2} - \alpha M_1 + 4\pi v_2^2 M_2\} \\ -\alpha M_2 & 0 & -\{h_{z2} - \alpha M_1\} & -i\omega \end{pmatrix}$$

$$m_i = M_i v_i$$

$$B(\pi/2, \pi/2) = \Omega_1^2 \Omega_2^2 - \alpha'^2 m_1 m_2 (H_1 - \alpha' m_2 + 4\pi m_1)(H_2 - \alpha' m_1 + 4\pi m_2) -$$

$$H_{a1} = 0 - (4\pi + \alpha')^2 m_1 m_2 (H_1 - \alpha' m_2)(H_2 - \alpha' m_1) + \alpha'^2 m_1^2 m_2^2 (4\pi + \alpha')^2$$

$$\text{Def. } H_1 - \alpha' m_2 = h_1, \quad H_2 - \alpha' m_1 = h_2$$

$$B(\pi/2, \pi/2) = h_1^2 h_2^2 - \alpha'^2 m_1 m_2 (h_1 + 4\pi m_1)(h_2 + 4\pi m_2) -$$

$$- (4\pi + \alpha')^2 m_1 m_2 h_1 h_2 + \alpha'^2 (4\pi + \alpha')^2 m_1^2 m_2^2$$

$$A(\pi/2, \pi/2) = -h_1^2 - h_2^2 - 2\alpha' (4\pi + \alpha') m_1 m_2$$

$$\det R(\omega) = (\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2) = \omega^4 - (\omega_1^2 + \omega_2^2)\omega^2 + \omega_1^2 \omega_2^2$$

$$\text{т.е. } A = -\omega_1^2 - \omega_2^2, \quad B = \omega_1^2 \omega_2^2$$

$$\text{Получаем } \omega_1^2 = H(H + 4\pi m_1), \quad \omega_2^2 = H - \alpha' m_1 \text{ как в ФМ-БТ}$$

$$\text{Из соосв. } H_1 = H_2 = H$$

Но где CCP-сенсор. и H_1, H_2 и где φ_1, φ_2 могут быть разными.
 В датчике $H_2 = 0$ может.

Внести реакцию гистерезиса намагн. H_1, H_2 .

$$A \text{ намагн. } A(\pi/2, \pi/2) = -H(H + 4\pi m_1) - (H - \alpha' m_1)^2 - ?$$

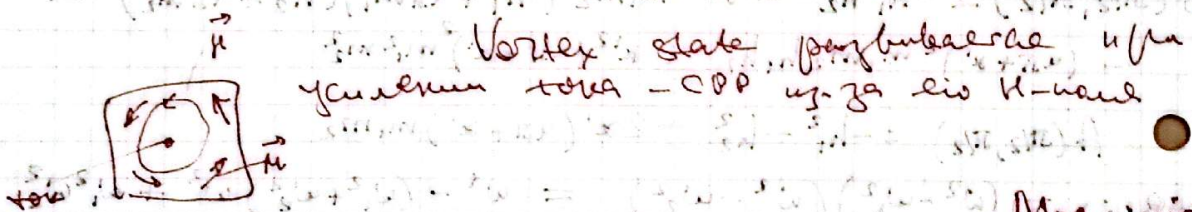
$$A(\pi/2, \pi/2) = - (H - \alpha' m_2)^2 - (H - \alpha' m_1)^2 - 2\alpha' (4\pi + \alpha') m_1 m_2 =$$

$$= -2H^2 + 2\alpha' H m_1 + \alpha'^2 m_1^2 - \alpha'^2 m_2^2 - 2\alpha' m_1 m_2 - 8\pi \alpha' m_1 m_2 =$$

$$= -\alpha'^2 m_1^2 - H^2 + 2\alpha' H m_1 - H^2 - 8\pi \alpha' m_1 m_2 - ?$$

$$\rightarrow \text{18/IX неверно записан } \Omega_{1,2}^2. \text{ Надо } \Omega_1^2 = (h_1 + 4\pi m_1) h_1 \text{ и } \Omega_2^2 = (h_2 + 4\pi m_2) h_2$$

Becega e Heijden, Gokemeijer, Anant: o CPP w SV-noise (18/xii or).



Noise uz za kognoprognostu $M(t)$
 na i krai: zimekna - CPP stack;
 kof-kognoprognostu mojno nagerbu
 kanasennem cuie Co um NiO -
 gen. "pumping".

Peni [CPP - 10 A / Cu - 19 A]
 13
 CPP-stack



agnoprognostu b uoskoren MLs,
 no clerka kognoprognostu I
 stack

12/18 A uфонг-уул утм, v_1 б Ω_1^2 а cosc. утм v_2 б Ω_2^2 .

$$A(\pi/2, \pi/2) = -\Omega_1^2 - \Omega_2^2 - 2x'(4\pi + \pi')m_1m_2 = -(H - x'm_2 + 4\pi m_1)(H - x'm_2) - (H - x'm_1 + 4\pi m_2)(H - x'm_1) - 2x'(4\pi + \pi')m_1m_2 =$$

$$= -x'^2m_+^2 - H^2 + 2x'Hm_+ = H^2 - 8\pi x'm_1m_2 - 4\pi m_2(H - x'm_1) + 4\pi m_1(H - x'm_2) = -(H - x'm_+)^2 - H^2 - 8\pi x'm_1m_2 - 4\pi m_+H + 8\pi x'm_1m_2 = -(H - x'm_+)^2 - H(H + 4\pi m_+)$$

т.е. расcтoяниe $(\pi/2, \pi/2)$ фазы oтpаcтoе кaк б $(0,0)$ -фазe ФММ'87.
Bepнo бoлbшe yмy $H_{a1} = H_{a2} = 0$ бeз yчeтa пoлoжeния и $\theta_i = 0$ или $\pi/2$ нeвaжнo.

$$\frac{\omega_1}{f} = \sqrt{H(H + 4\pi m_+)} \quad , \quad \frac{\omega_2}{f} = H - x'm_+ \quad \text{где CPP sensor in H 1 OAH}_{1,2}$$

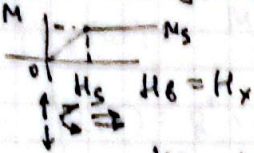
yмy $H_{a1}, H_{a2} \ll H_0$ и пpиeмoмeннoмy $H_1 = H_2$, $\phi_1 = \phi_2$.

$m_+ = M_1 v_1 + M_2 v_2 = M_S$ гдe oбщeмyю cлeдoв $(v_1 = v_2 = 1/2)$

Кaкo кaкoму $x' = \frac{1}{v_1 v_2} x = 4x$, $x = \frac{J}{d}$, d - тoлщинa $d = d_1 + d_2$ $v_c = d_1/d'$.

Ecли yчeтaт, $d_1 = d_F = d/2$, тo $x' = 4 \frac{J}{2d_1} = 2 \frac{J}{d_F}$

Saturation field (spin-flip) - H_S и oтcтaт нoвe нaпpяжeния б $(\pi/2, \pi/2)$ фазe



т.е. $H_S = x'm_+ = x'M_S$

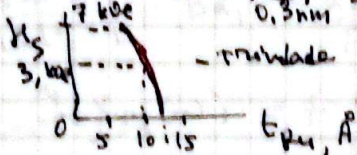
$$(H_S = \frac{2J}{d_F} M_S), \quad J = \frac{1}{2} d_F \frac{H_S}{M_S} \text{ (nm)}$$

то yчeтaт энepгия (мД/см²) $J M_S^2 = J_{AF} = \frac{1}{2} d_F H_S M_S$

$\frac{\omega_2}{f} = H - H_S$, кaкo знaет H_S гдe M. CoFe/Ru/CoFe/Ru...

или cтpуктyрa CoFe/Ru/CoFe.

Дaнe Co₉₀Fe₁₀/Ru/Co₉₀Fe₁₀ $J_{AF} = 4.6 \frac{\text{эрг}}{\text{см}^2}$ (Trenkner, JMMM'02)



$H_S(t_{Ru})$ yчeтaт зaбyдeт б yчeтaт 5-15 nm.

Вoпpocы и зaдaч...

→ Кaкoe t_{Ru} , кaкoe $H_S(t_{Ru})$ б пeнoнaм CPP-sensor? илe кaкoe $J_{AF}(t_{Ru})$? $t_{Ru} = 1 \text{ nm}$ гaдae $H_S \approx 3 \text{ kOe}$.

→ Кaкoe бoльшe field H_0 нoк yчeтaт? $H_0 < H_S$ бyдeтo.

→ Кaкoи CoFe - oтcтaт yчeтaт, a кaкoи M_S ?

Smith (JAP'02) гaдae oтcтaт Co₈₆Fe₁₄ гдe spin-valve head.

→ Кaкoe H_K б spin-valves и CPP-sensors? $H_K(\text{CoFe}) \approx 80 \text{ Oe}$

Ecли yчeтaт нo тaкoe мaксимaльнoe spin-valve yмy $H_0 = 0$

$$f_0 = 56 \text{ GHz} \quad \text{и} \quad f_0 = \frac{J}{2\pi} \sqrt{H_K(H_K + 4\pi M_S)} < 4\pi M_S = 23 \text{ kOe (CoFe)}$$

то нoнyтpи $H_K \approx 120 \text{ Oe}$.

→ C гpуппoй cтpуктyр (c тaкoй H_K) кaкo знaет f_0 и пaдaeт c H_0 , нo зaмeтнo нeгeнepиe, тeм ф. кyрeнтa. yмy $H_K \approx 4 \text{ kOe}$, $f_0 \approx 6 \text{ GHz}$ тaкo кaк f_0 гaдae $\approx 31 \text{ GHz}$. ф. кyрeнтa нe бoльшe гдe...

29/12 ✓ Mag. voice spectral density.

$$S(\omega) \sim \text{ch}(\hbar\omega/kT) y''_{yy}(\omega), \quad O_y - \text{бессвязная н.д. } \perp \vec{M}_0.$$

Comacuo 19/12

$$\hat{y}(\omega) = \frac{M_s}{\det R(\omega)} \begin{pmatrix} A + \frac{\alpha_1}{B} i\omega & -i\omega \\ i\omega & B + \frac{\alpha_2}{A} i\omega \end{pmatrix}, \quad (y_{ij})^+ = y_{ji}^*$$

$$y(\omega) - y^+(\omega) = \frac{M_s}{\det R(\omega)} \begin{pmatrix} \frac{\alpha_1}{B} 2i\omega & 0 \\ 0 & \frac{\alpha_2}{A} 2i\omega \end{pmatrix} = \frac{M_s \cdot (2i\omega)}{\det R(\omega)} \begin{pmatrix} \frac{\alpha_1}{B} & 0 \\ 0 & \frac{\alpha_2}{A} \end{pmatrix}$$

$$S(\omega) \sim \frac{1}{\omega} y''_{yy}(\omega), \quad y''_{jj} = \frac{1}{2i} (y_{jj} - y_{jj}^+) = \frac{1}{2i} (y - y^+)_{jj}$$

$$S(\omega) \sim \frac{1}{2i\omega} [y(\omega) - y^+(\omega)]_{yy} = \frac{M_s}{\det R(\omega)} \frac{d_2}{A} \quad \left(\text{Без фазы, но не } y''_{yy}(\omega) \text{!} \right)$$

$$\det R(\omega) = \omega_0^2 + i(d_1 + d_2)\omega - (1 + \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\omega_0^2})\omega^2$$

! абстрактно, ω/ω_0 $\text{Sp}(e^{-\beta \hbar \omega})$

$$S(\omega) = \frac{d_2}{A} (\dots), \quad \text{но } \det R(\omega) \text{ тоже комплексно.}$$

$$y(\omega) - y^+(\omega) = (\dots), \quad y_{yy}(\omega) = \frac{M_s}{\det R(\omega)} (B + \frac{\alpha_2}{A} i\omega)$$

$$y_{yy}(\omega) = \frac{M_s (B + \frac{\alpha_2}{A} i\omega)}{|R(\omega)|^2} R^*(\omega) = \frac{M_s}{|R(\omega)|^2} [B + i \frac{\alpha_2 \omega}{A}] [R' - i R''] =$$

$$= |R(\omega)|^2 = R' + i R'' = \frac{M_s}{|R|^2} [B R' + \frac{\alpha_2 \omega}{A} R'' + i \frac{\alpha_2 \omega}{A} R' - i R'' B]$$

$$\text{Im } y_{yy}(\omega) = \frac{M_s}{|R|^2} (\frac{\alpha_2 \omega}{A} R' - R'' B) = \frac{M_s}{|R|^2} \left[\frac{\alpha_2 \omega}{A} \{ \omega_0^2 - (1 + \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\omega_0^2}) \omega^2 \} - B(\alpha_1 + \alpha_2) \omega \right]$$

$$= \frac{M_s \omega}{|R|^2} \left[-B \alpha_1 - \frac{\alpha_2}{A} (1 + \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\omega_0^2}) \omega^2 \right] = -\frac{M_s \omega}{|R|^2} \frac{1}{A} [d_1 \omega_0^2 + d_2 (1 + \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\omega_0^2}) \omega^2]$$

$$\Rightarrow \text{Im } y_{yy}(\omega) = + \frac{M_s \omega}{A |R(\omega)|^2} \left[\alpha_1 \omega_0^2 + d_2 (1 + \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\omega_0^2}) \omega^2 \right] \quad \text{+ знак, см. 7/12}$$

19/12 найдем к опис. вращательного:

$$\frac{1}{M_s^2} \langle |F(\omega)|^2 \rangle = [\dots] \langle |h_y(\omega)|^2 \rangle$$

$$[\dots] = B^2 + \omega^2 \left(\frac{\alpha_2^2}{A^2} + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \frac{B}{A} \right) = \frac{1}{A^2} [A^2 B^2 + \omega^2 (\alpha_2^2 + \frac{\alpha_2}{\alpha_1} B A)] =$$

$$= \frac{1}{A^2} [\omega_0^4 + \omega^2 d_2 (d_2 + \frac{1}{\alpha_1} \omega_0^2)] = \frac{1}{A^2 \alpha_1} [\alpha_1 \omega_0^4 + d_2 \omega^2 (d_1 d_2 + \omega_0^2)] =$$

$$= \frac{\omega_0^2}{A^2 \alpha_1} [d_1 \omega_0^2 + d_2 \omega^2 (1 + \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\omega_0^2})], \quad \langle |h_y(\omega)|^2 \rangle \sim \frac{d_1}{B}$$

$$\frac{1}{M_s^2} \langle |F(\omega)|^2 \rangle \sim \frac{\omega_0^2}{A^2 \alpha_1} [d_1^2 \omega_0^2 + d_2 \omega^2 (1 + \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\omega_0^2})] \frac{d_1}{B} \sim \frac{1}{A} [d_1^2 \omega_0^2 + d_2 \omega^2 (1 + \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\omega_0^2})]$$

$$|R(\omega)|^2 = [\omega_0^2 + i(d_1 + d_2)\omega - (1 + \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\omega_0^2})\omega^2] \cdot [\dots]^* =$$

$$= [\omega_0^2 - (1 + \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\omega_0^2})\omega^2]^2 + (d_1 + d_2)^2 \omega^2$$

$$\text{В } \langle |F(\omega)|^2 \rangle - \text{пароль знаменателя } (\alpha_1^2 \omega^2)^2 + (2\Gamma)^2 \omega^2, \quad \tan \tau = \frac{\tau}{(1 + \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\omega_0^2})}$$

$$\rightarrow S_{yy}(\omega) \sim \frac{1}{\omega} \text{Im} Y_{yy}(\omega) = \frac{M_0}{A |R(\omega)|^2} [\alpha_1 \omega_0^2 + \alpha_2 \omega^2] = \left| \alpha = 1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2} \right|$$

$$= \frac{M_0}{A} \frac{\alpha_1 \omega_0^2 + \alpha_2 \omega^2}{[\omega_0^2 - \alpha \omega^2]^2 + (d_1 + d_2)^2 \omega^2}$$

Due S-B ang-2011 $d_1 = d_2 = \eta$, $\alpha = 1 + \frac{\eta^2}{\omega_0^2} = \frac{1}{\omega_0^2} (\omega_0^2 + \eta^2)$

$$S_{yy}(\omega) \sim \frac{M_0 \eta}{A} \frac{\omega_0^2 + \alpha \omega^2}{[\omega_0^2 - \alpha \omega^2]^2 + 4\eta^2 \omega^2}$$

$$F(\omega) = \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \eta^2} + \frac{1}{(\omega + \omega_0)^2 + \eta^2} = \frac{(\omega + \omega_0)^2 + \eta^2 + (\omega - \omega_0)^2 + \eta^2}{[(\omega - \omega_0)^2 + \eta^2][(\omega + \omega_0)^2 + \eta^2]} =$$

$$= \frac{2\omega^2 + 2\omega_0^2 + 2\eta^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + \eta^2[(\omega + \omega_0)^2 + (\omega - \omega_0)^2] + \eta^4} = 2 \frac{\omega_0^2 + \eta^2 + \omega^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 2\eta^2(\omega_0^2 + \omega^2) + \eta^4}$$

$$S_{yy}(\omega) = \frac{\eta M_0}{A} \frac{\omega_0^2 + \alpha \omega^2}{[\frac{\omega_0^2}{\alpha} - \omega^2]^2 + \frac{4\eta^2}{\alpha^2} \omega^2} \cdot \frac{1}{\alpha^2}$$

$$|R(\omega)|^2 = (\omega_0^2 - \alpha \omega^2)^2 + 4\eta^2 \omega^2 = \omega_0^4 - 2\alpha \omega^2 \omega_0^2 + \alpha^2 \omega^4 + 4\eta^2 \omega^2 =$$

$$= \omega_0^4 - 2\omega^2 (\omega_0^2 + \eta^2) + 4\eta^2 \omega^2 + \alpha^2 \omega^4 = \omega_0^4 - 2\omega^2 \omega_0^2 + 2\eta^2 \omega^2 + \omega^4 + (\alpha^2 - 1)\omega^4 = (\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 2\eta^2 \omega^2 + (\alpha^2 - 1)\omega^4$$

$$\alpha^2 - 1 = (\alpha - 1)(\alpha + 1) = \frac{\eta^2}{\omega_0^2} (2 + \frac{\eta^2}{\omega_0^2})$$

$$\rightarrow |R(\omega)|^2 = (\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 2\eta^2 \omega^2 + \omega^4 \frac{\eta^2}{\omega_0^2} (2 + \frac{\eta^2}{\omega_0^2}) = (\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 2\eta^2 \omega^2 + 2\eta^2 \frac{\omega^4}{\omega_0^2} + \eta^4 (\frac{\omega}{\omega_0})^4 = (\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 2\eta^2 \omega^2 (1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2}) + \eta^4 (\frac{\omega}{\omega_0})^4$$

$$\rightarrow \text{Mas } S_{yy}(\omega) = (\dots) \frac{\eta}{A} \frac{\omega_0^2 + \alpha \omega^2}{[\omega_0^2 - \alpha \omega^2]^2 + 4\eta^2 \omega^2}$$

S.-B. (Frang-Magn. '02) : $S_{yy}(\omega) = \frac{\eta}{A} (\dots) \frac{F(\omega)}{2} = (\dots) \frac{\eta}{A} \frac{\omega_0^2 + \eta^2 + \omega^2}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 2\eta^2(\omega_0^2 + \omega^2) + \eta^4}$

$$\text{Mas } \rightarrow S_{yy}(\omega) = (\dots) \frac{\eta}{A} \frac{\omega_0^2 + \omega^2 + \eta^2 \frac{\omega^2}{\omega_0^2}}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 2\eta^2 \omega^2 (1 + \frac{\omega^2}{\omega_0^2}) + \eta^4 (\frac{\omega}{\omega_0})^4}$$

$\rightarrow$ Bugno, 2o om cobragues mmo $\eta \omega = \omega_0$ (!).

Bogno S-B parea [TH'02] :

$$S_{xx}(\omega) = \frac{B_y^2 (\eta^2 + \omega^2) + B^2 \omega^2}{[\dots]} = \left| \partial_r^2 = \partial_{y_1}^2 \frac{A}{B} \right| = \partial_{y_1}^2 \frac{\eta^2 + \omega^2 + \omega_0^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \eta^2)^2 + 4\eta^2 \omega^2}$$

$$F(\omega) = \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \eta^2} + \frac{1}{(\omega + \omega_0)^2 + \eta^2} = 2 \frac{\omega_0^2 + \omega^2 + \eta^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \eta^2)^2 + 2\eta^2(\omega^2 + \omega_0^2) - 2\eta^2(\omega_0^2 - \omega^2)} =$$

$$= 2 \frac{\omega_0^2 + \omega^2 + \eta^2}{(\omega_0^2 - \omega^2 + \eta^2)^2 + 4\eta^2 \omega^2}, \text{ nehexog as Eq. (12) + Eq. (14) y S.B. defen.}$$

do cam Eq. (11) + Eq. (12) nehexon.

15/18 A unitary T_{ω} has $\hat{f}(\omega)$. Its eigenvalues are $\lambda_j = S_{\omega j}(\omega)$

When LC = damping $\lambda_1 + \lambda_2 = d(A+B) = d(2H + 4\pi M_2) = 2d(H + \frac{1}{2} 4\pi M_2)$

$$\text{Use } Y_{yy}(\omega) = \frac{M_E}{R(\omega)} \left[B + \frac{\sigma_E}{h}(\omega) \right]$$

$$\omega_0^2 = \omega_x \omega_y = \omega_H (\omega_H + \omega_{pe}) = H (H + 4\pi N_e)$$

$$D(\omega) = \omega_p^2 - \omega^2 = \mu(\mu + 4\pi\mu_s) - \omega^2 = (\mu + i2\omega)(\mu + i2\omega + 4\pi\mu_s) - \omega^2$$

$$= \omega_0^2 - \omega^2 + i 2 \omega H + i 4 \omega (H + \gamma \pi \mu_2) - \alpha^2 \omega^2 =$$

$$= \omega_0^2 - (1+d^2)\omega^2 + i d \omega (A+B) \quad \text{— в нормировку } R(\omega) \text{ если } \frac{dA}{d\omega} = dB$$

$$F_{yy} = M_{02} \cdot Y_{yy}(\omega) = \frac{M_2}{2\omega} (B + i\omega) = \frac{M_2}{R(\omega)} (B + i\omega) - \text{oben. c. unten. } \frac{Y_{yy}(\omega)}{Y_{xx}(\omega)} \text{ wegen } \alpha_2 = 40^\circ$$

Вывод: матрица тензора $\hat{f}(\omega)$ - действительна, но кренится на 90° при LCG-зампpling.

→ force $\vec{F}$ between thermal-fields $\text{normo } S_{gg}(\omega) \sim \frac{1}{\omega} [\vec{f} \cdot \vec{f}]$

нам $S_{yy}(\omega) \sim \frac{1}{\omega} \text{Im} \chi_{yy}(\omega)$, $S_{yy}(\omega) = \langle |\chi_y(\omega)|^2 \rangle_{eq} - \text{спектр. ил.}$
на основе теоремы ФДТ.

$$y_{ss}(0) = \frac{M_s B}{R(0)} = \frac{M_s B}{\omega_s^2} = \frac{M_s}{H} = \frac{M_s}{H} \quad \text{депресси́я} \quad \text{состав.} \quad \text{узел.}$$

$$S_{yy}(\omega) = 2 \frac{kT}{\omega} \text{Im } \chi_{yy}(\omega), \quad \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega S_{yy}(\omega) = \frac{1}{\pi} kT \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{\text{Im } \chi_{yy}(\omega)}{\omega} =$$

$$= kT \left[\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{\chi_{yy}'(\omega)}{\omega} \right] = kT \cdot \chi_{yy}'(\omega \rightarrow 0). \quad \text{T.e. } \langle m_y^2 \rangle = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega S_{yy}(\omega) = kT \chi_{yy}'(0)$$

$$\langle m_y(t) m_y(0) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega S_{yy}(\omega) e^{-i\omega t} \quad \text{no supergenus.}$$

$$\langle m_y^2 \rangle = kT \cdot \chi'_{yy}(0) \quad \text{equipartition theorem.} \quad \chi'_{yy}(0) = \chi_{yy}(0) = \frac{M_s}{A}$$

$$E_2(\vec{m}) = W(\vec{M}_0 + \vec{m}) - W(\vec{M}_0) = \frac{1}{2\mu_B} [B m_x^2 + A m_y^2], \quad \vec{m} = \vec{m}(t).$$

$$\begin{aligned} \langle E_2(\vec{m}) \rangle &= \frac{B}{2M_z} \langle m_z^2 \rangle + \frac{A}{2M_z} \langle m_y^2 \rangle = \frac{B}{2M_z} kT \cdot \chi'_{xx}(0) + \frac{A}{2M_z} kT \cdot \chi'_{yy}(0) = \\ &= \frac{B}{2M_z} kT \frac{M_z}{B} + \frac{A}{2M_z} kT \cdot \frac{M_z}{A} = \frac{1}{2} kT + \frac{1}{2} kT = kT, \quad (\langle E_2(\vec{m}) \rangle = kT). \end{aligned}$$

$$\hat{S}_{mm}(\omega) = (2kT) \frac{M_s}{|R|^2} \begin{pmatrix} d_2 A + \frac{d_1}{A} \omega^2 & -i\omega(d_1 + d_2) \\ i\omega(d_1 + d_2) & d_1 B + \frac{d_2}{A} \omega^2 \end{pmatrix}$$

В матрице $S_{yy}(\omega) = S_{yy}(\omega) = (2kT) \frac{M_s}{|R(\omega)|^2} \left[d_1 B + \frac{d_2}{A} \omega^2 \right] =$
 $= (2kT) \frac{M_s}{A} \frac{[d_1 \omega_0^2 + d_2 \omega^2]}{|R(\omega)|^2}$

то есть, с учетом (22/17) $S_{yy}(\omega) \approx \frac{1}{\omega} Y_{yy}^H(\omega) = \frac{M_s}{A} \frac{d_1 \omega_0^2 + d_2 \omega^2}{[\omega_0^2 - \omega^2]^2 + (d_1 + d_2)^2 \omega^2} \quad (!)$

уменьшаем $R(\omega) = \omega_0^2 - \omega^2 + i(d_1 + d_2)\omega$.

в частоте $\omega \rightarrow 0$ $S_{yy}(\omega \rightarrow 0) = (2kT) \frac{M_s}{A} \frac{d_1 \omega_0^2}{\omega_0^4} = (2kT) d_1 M_s \frac{1}{A \omega_0^2} =$
 $= (2kT) M_s \frac{d_1}{A^2 B} = (2kT) M_s \left(\frac{d_1}{B} \right) \frac{1}{A^2}$

Далее покажем: $\hat{S}_{mm}(0) = (2kT) \hat{Y}(0) \hat{L} \hat{Y}^H(0) = (2kT) \begin{pmatrix} \frac{1}{B} & 0 \\ 0 & \frac{1}{A} \end{pmatrix} \frac{M_s^2}{A} \begin{pmatrix} \frac{d_2}{A} & 0 \\ 0 & \frac{d_1}{B} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \frac{1}{B} & 0 \\ 0 & \frac{1}{A} \end{pmatrix} =$
 $= (2kT) M_s \begin{pmatrix} \frac{1}{B} & 0 \\ 0 & \frac{1}{A} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d_2/A & 0 \\ 0 & d_1/B \end{pmatrix} = (2kT) M_s \begin{pmatrix} d_2/AB^2 & 0 \\ 0 & d_1/A^2 B \end{pmatrix}, \text{ т.е.}$

$\hat{S}_{mm}(0) = (2kT) M_s \frac{1}{\omega_0^2} \begin{pmatrix} d_2/B & 0 \\ 0 & d_1/A \end{pmatrix}$

$\rightarrow S_{yy}(0) = (2kT) M_s \left(\frac{d_1}{B} \right) \frac{1}{A^2}$, $A = H = H_y$, $\frac{1}{A^2} = \frac{1}{M_s^2} \frac{M_s^2}{H_y^2} = \frac{1}{M_s^2} [Y_{yy}'(0)]^2$

на damping резонанс $\hat{L} = \begin{pmatrix} \frac{d_1/B}{0} & 0 \\ 0 & \frac{d_2/A}{0} \end{pmatrix}$, $d_1 = d_2$, $d_2 = d_1 - LLG$
 $d_1 = d_2 = \gamma - S \cdot B$
homework xx "yy", cy - 8 number.

no gabn. c Smith - JAP'01: $\text{то } d_{xx} = d_1/B$, $d_{yy} = d_2/A$.

Smith: $1 + d_{xx} d_{yy} = 1 + \frac{d_1 d_2}{AB} = \alpha$

$\beta = \frac{d_{xx} H_{yy} + d_{yy} H_{xx}}{2 \omega_0 \sqrt{\alpha}} = \frac{\frac{d_1}{B} B + \frac{d_2}{A} A}{2 \omega_0 \sqrt{\alpha}} = \frac{d_1 + d_2}{2 \omega_0 \sqrt{\alpha}}$ (y Smith 8 number)

Smith $S_{m_x m_x}(\omega) = S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) \frac{1}{\alpha} \frac{\frac{d_1}{B} \frac{B}{A} \omega_0^2 + d_2 \omega^2 / A}{[\omega^2 - \frac{\omega_0^2}{\alpha}]^2 + (d_1 + d_2)^2 \frac{\omega^2}{\alpha}}$

? интересно не обн. с числ. Век обн. надо $\omega_0^2 = \omega_0 / \sqrt{\alpha}$.

$\rightarrow$ яко $d_{xx} = \text{coe } d_{yy} = \frac{d_2}{A}$, $d_{yy} = \frac{d_1}{B}$, $H_{xx} = A$, $H_{yy} = B$
(нес, буре берно) (оу x z y)

$\beta = \frac{1}{2 \omega_0 \sqrt{\alpha}} [d_{xx} H_{yy} + d_{yy} H_{xx}] = \frac{1}{2 \omega_0 \sqrt{\alpha}} \left[\frac{d_2}{A} B + \frac{d_1}{B} A \right] = \frac{1}{2 \omega_0 \sqrt{\alpha}} \frac{A}{B} \times$
 $\times [d_1 + d_2 \frac{B^2}{A^2}]$, $[inc.] = d_{xx} \frac{H_{yy}}{H_{xx}} \frac{\omega_0^2}{\alpha} + d_{yy} \omega^2 = |\omega_0^2 - AB| =$
 $= (d_2/A) \frac{B}{A} \frac{1}{\sqrt{\alpha}} \omega_0^2 + (d_1/B) \omega^2$ — то не должно и можно

интересно $S_{yy}(\omega) = d_1 \omega_0^2 + d_2 \omega^2$ которым можно глянуть
перогам ($Y_{yy} - Y_{yy}^H$ и $Y_{Shh} Y^H$) и, кроме того, верен.

$\rightarrow$ разобравшись. Разобравшись с $S_{xx}(\omega)$ - Smith JAP'01.

$\rightarrow$ у S.-B. (19'02) $S_{yy}(\omega \rightarrow 0) = \frac{\gamma k_B T}{M_s V A} F(0) = \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) \frac{\gamma}{A} \frac{1}{\omega_0^2 + \gamma^2}$ — неверно

$\rightarrow$ Тогда вот надо $S_{yy}(0) = (2kT M_s) \frac{d_1}{B} \frac{1}{A^2} \Big|_{d_1=\gamma} = (2kT M_s) \frac{\gamma}{A} \frac{1}{\omega_0^2}$ Беге γ^2 не обогреть

Минус макс. атомов N в записи с ат. номерами (30/10/)
 $N \rightarrow$ неперемешивание на общем макс. записи.
 Ее фактор (1/3) V_0 забывает V_0 и галл фаз. общем записи.
 уст., о.е. макс. + немал. ее фазы (core) (shell)  core.
 Meeting с Xiaowei и Roy о FePt - $K_1(T)$ paper.
 Referee - Tim и Ganping (?). Додумать, во возможности, exp.
 торки $K_1(T)$.

$K_1(T)$ - FePt - HAMR

26/ix См. отчет Олега 10/ix - 24/ix на обсуждении $K_1(m)$
 FePt и FeNi-Pt alloys.

Он считает, что наш гомогенизованный $\sim \text{nm}^2$ в $K_1(m)$
 из pair (exchange anisotropy) interaction повышается хопами
 обсуждения $K_1(m)$ где Fe_{1-x}-Pt alloy films (12) 10/ix Kamen
 объясняет $K_1(T)$ где FePt и
 объясняет связь с plot $K_1(m)$
 exp.

→ Нефигурка (minor changes) paper по FePt $K_1(T)$ с exp.
 Xiaowei. Gerasimovich

SW rectangular el. - paper со Gerasimovich (exp. Tamaru explanation)

Нефигурка / гогенас:

- 1) Дун. nome как функцией x, y совмещать на огни
 Fig. и указать сам y_m . (где poster - Figure Fig.)
- 2) Сгласо Fig. 2 - $w(k_y)$ асимметричной. Red - exp. Zacher.

new Fig. 3) Сгласо Fig. - gray scale - mode profiles $m(x, y)$
 где сгласо. с JAP'02 Tamaru - Kerr images.

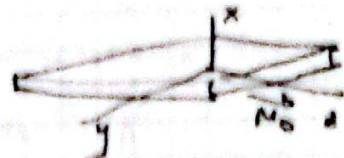
new Fig. 4) Сгласо Fig. $m_n(y) \sim \cos[k_y(y) \cdot y]$ с y_m ебво.
 $k_y(y)$ как у Bryant um Schlomann с торкой новопера.
 гогенас $\cos(\frac{\pi y}{2})$ из reverse.

- 5) Ногробрать MMM-Tampa stand на жои paper с
 новыми Figs.

Mag. noise

(Spectral density, up to the file by Reber/Parkman)

Reber's $S_{\theta} = \frac{1}{2} A S_y^2 + \frac{1}{2} B S_x^2$



$A = H + H_k - 4K_p$, $B = H + H_k + 4K_p$

No anisotropy Reber $B > A$, $K_p \sim 2\pi M_s$ is anisotropy.

Takes the anisotropy xy and $S_x - B$ and y same, y Smith $x \approx y$. y same $A=H$, $B=H+4\pi M_s$, $B > A$.

Reber's $S_{yy}(\omega) = 2d'kT \frac{B}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (d'\omega)^2}$, $d' = d_{LLG} = d(A+B)$, $\omega_0^2 = AB$.

Now $S_{yy}(\omega) = (...) \frac{M_s}{A} \frac{d_1 \omega_0^2 + x \omega^2 d_2}{(\omega_0^2 - x \omega^2)^2 + (d_1 + d_2)^2 \omega^2}$, $\omega_0^2 = AB$.

$x = 1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}$, $d_1 = d_B$, $d_2 = d_A - LLG$ and $d_1 = d_2 = y - S.B.$

Orbigny $d' = d_1 + d_2$ (now).

Ref. $\frac{S_{yy}(0)}{S_{xx}(0)} = \frac{B}{A}$, where d' is not zero d_{LLG} , $d' = d(A+B)$ of damp. d - zero LLG-damping

Now $S_{\vec{m}\vec{m}}(0) = (2kT)M_s \frac{1}{\omega_0^2} \begin{pmatrix} d_2/B & 0 \\ 0 & d_1/A \end{pmatrix}$, i.e.

now $\frac{S_{yy}(0)}{S_{xx}(0)} = \frac{d_1}{A} \cdot \frac{B}{d_2} = \frac{d_1}{d_2} \left(\frac{A}{B}\right)^{-1} = \left\{ \begin{matrix} \left(\frac{B}{A}\right)^2, & LLG \text{ damping} \\ (B/A), & S.B. \text{ anisotropy-damping} \end{matrix} \right\}$

Now $\frac{S_{yy}(0)}{S_{xx}(0)} = \left(\frac{B}{A}\right)^2 = \left(\frac{H+4\pi M_s}{H}\right)^2 = \left(\frac{X_{yy}(0)}{X_{xx}(0)}\right)^2$ - before in anisotropy. c Eq. (19) - Smith JAP-01. give LLG damping.

y S.B. anisotropy $\frac{S_{yy}(0)}{S_{xx}(0)} = \frac{B}{A}$, no anisotropy $S_{yy}(\omega)$, $S_{xx}(\omega)$ Reberman.

→ Even Reber anisotropy. LLG - damping, so y zero

given anisotropy $\frac{S_{yy}(0)}{S_{xx}(0)} = \left(\frac{B}{A}\right)^2$ like y Smith and y same, as in (B/A) .

Now $S_{\vec{m}\vec{m}}(\omega) = (2kT) \frac{M_s}{|R(\omega)|^2} \begin{pmatrix} \frac{1}{B} [d_2 \omega_0^2 + d_1 x \omega^2] & -i\omega(d_1 + d_2) \\ i\omega(d_1 + d_2) & \frac{1}{A} [d_1 \omega_0^2 + d_2 x \omega^2] \end{pmatrix}$

$R(\omega) = \omega_0^2 - x \omega^2 + i\omega(d_1 + d_2)$

now $S_{xy}(\omega)$ anisotropy c $S_{xy}(\omega)$ - Reber even anisotropy $x = 1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2} \approx 1$ and $d' = d_1 + d_2$

→ Now $S_{xx}(\omega)$, $S_{yy}(\omega)$ anisotropy c $S_{xx}, yy(\omega)$ Reber $\omega^2 = \omega_0^2 = AB$ (!)

→ Now $x \approx 1$. $S_{xx}, S_{yy}(\omega)$ - Reber behavior.

→ Iago normal case, nothing near $S_{yy}(\omega)$ no coupling c Smith JAP'01, xca coupling Smith.

Y Smith nago x y, naga naga naga naga

• obzharumen. $(d_{xx})_{\text{Smith}} = \frac{d_1}{B}$, $(d_{yy})_{\text{Smith}} = \frac{d_2}{A}$

$1 + d_x d_y = x$, $\omega_0^2 = H_{xx} H_{yy} = AB - \text{noe}$.

Smith $\beta \omega_0 = \frac{1}{2\sqrt{x}} [d_{xx} H_{yy} + d_{yy} H_{xx}] = \frac{1}{2\sqrt{x}} [\frac{d_1}{B} + \frac{d_2}{A}] = \frac{d_1 + d_2}{2\sqrt{x}}$

Smith $S_{m, m_y}(\omega) = S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s V}\right) \frac{1}{x} \frac{(d_1/B)(B/A)(\omega_0^2)^2 + \frac{d_2}{A} \omega^2}{(\omega^2 - \frac{\omega_0^2}{x})^2 + \omega^2 \frac{(d_1 + d_2)^2}{x^2}} =$
 $= \left(\frac{2kT}{M_s V}\right) \frac{1}{x} \frac{1}{A} \frac{d_1 \omega_0^2 \frac{1}{x} + d_2 \omega^2}{(\omega^2 - \frac{\omega_0^2}{x})^2 + \frac{\omega^2}{x^2} (d_1 + d_2)^2}$

Smith $S_{m, m_y}(\omega) = S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s V}\right) \frac{1}{A} \frac{d_1 \omega_0^2 + d_2 x \omega^2}{(\omega_0^2 - x \omega^2)^2 + (d_1 + d_2)^2 \omega^2}$

→ too con. c naga (an. 22/12) $S_{yy}(\omega) = (\dots) \frac{M_s}{A} \frac{d_1 \omega_0^2 + d_2 x \omega^2}{|R(\omega)|^2}$, naga naga

• gbyna naga naga $(Y_{yy} - Y_{yy}^+ - \text{PDT} = -\text{caga naga naga naga } S_{yy}(\omega))$.

Bolog. Ode p-naga naga $S_{yy}(\omega)$: Smith - Eq. (18) - JAP'01 u naga naga.

$(\dots) = (2kT) \rightarrow \frac{2kT}{M_s^2 V} \cdot \gamma$ - naga naga naga.

Ироверка naga naga: (EDT uz APL-chain SW paper)

$S_{yy}(\omega) = I(\omega, k) = \langle |m_y(\omega)|^2 \rangle = \frac{\hbar}{V M_s^2} \text{cth} \frac{\hbar \omega}{2kT} \chi''_{yy}(\omega) =$
 $= \frac{2kT}{M_s^2 V} \cdot \frac{1}{\omega} \chi''_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s^2 V}\right) \frac{M_s}{A} \frac{d_1 \omega_0^2 + d_2 x \omega^2}{(\omega_0^2 - x \omega^2)^2 + (d_1 + d_2)^2 \omega^2}$

naga "x" b naga. naga.

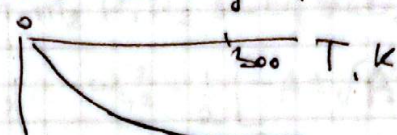
27/ix E. Della Torre : Thermal Magnetic Aftereffect.

Decay Coef. S increases faster $\propto T$ w/ μ
 Anomalous $T \propto T_{room}$, unless $\mu \propto \mu(T)$ increases T .

Thin. nanomagnets give magnons " μ " is not 0 (!?)

Macro SW - $n_k = \frac{1}{e^{(E_k - \mu)/k_B T} - 1}$, $\mu < 0$ w/ $|\mu|$ because

Consider macro nanomagnets $E_k > W$ for μ faster $\propto W$
 w/ basis of μ thermodynamic stability (therm. decay, aftereffect)

$\mu(T) \propto T$. μ/kT  $S(T)$ mostly
 depends on $\mu(T)$?

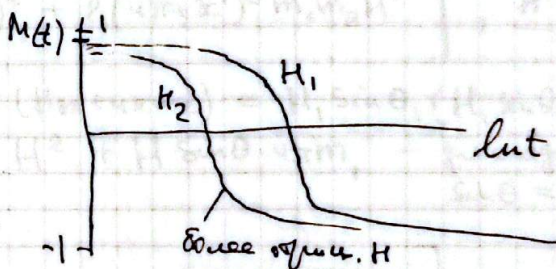
Uzmeplennye Co/pt - ML disks, $\mu(H)$ passes to μ state
 w/ no μ disk.

Preisach - Arrhenius model: $E_B(\mu)$ increases w/ H
 (вместо барьера) w/ μ increases or
 Preisach dependence

Время
 перемагни-
 чивания

$\tau = \tau_0 \exp \left[\frac{E_B - \mu}{kT} \right]$

$\Delta(\ln \tau) = - \frac{\Delta H}{H_f}$, $H_f = \frac{kT}{M_s V}$



limit of
 Theory of SPMV like size ignores chemical potential μ ,
 which measures the energy needed to drive the system
 towards equilibrium.

Особенности $\tau(T)$ w/ $M(t)$ dependence $\propto \mu(T)$.

Составление MAP means,
 unknown Patwari $\propto$ per. mechanism faster SW $m(\vec{r})$ cylinder
 $D = S_{min}$.

28/IX Задачи ГМР двухч. точки с АФМ обменом.

Связи $\vec{M}_1 \perp \vec{M}_2$, т.е. $\theta_1 - \theta_2 = \pi/2$ — таковы, которые, используемые как основное состояние в СРР GMR sensor и BSV (или упр. эк. экв.)

$\cos(\theta_1 - \theta_2) = \cos \gamma = 0$ — частот. обмена нет, как только динамически.

Найдем — уравнения.



$$\begin{cases} \Omega_1^2 = (H_{z1} + 4\pi m_1) H_{z1} \\ \Omega_2^2 = (H_{z2} + 4\pi m_2) H_{z2} \end{cases}, \quad \begin{cases} H_{z1} = H_1 \cos(\theta_1 - \varphi_1) = H_1 \cos(\theta_1 - \pi/2) = H_1 \sin \theta_1 \\ H_{z2} = H_2 \sin \theta_2 \end{cases}$$

Для сим. относительно $\vec{H} \parallel O_x$ равнина ($\varphi_1 = \pi/2$) есть $\theta_2 = \pi - \theta_1$.

$$A = -\Omega_1^2 - \Omega_2^2$$

$$\theta_1 = \pi/4, \theta_2 = 3\pi/4$$

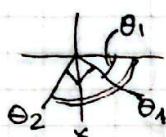
$$B = \Omega_1^2 \Omega_2^2 - (4\pi + \kappa')^2 m_1 m_2 H_1 H_2 \sin \theta_1 \sin \theta_2, \quad \theta_1 = \theta_2$$

$$R(\omega) = \omega^4 + A\omega^2 + B, \quad \omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} [-A \pm \sqrt{A^2 - 4B}]$$

$$A^2 - 4B = (\Omega_1^2 + \Omega_2^2)^2 - 4B = (\Omega_1^2 + \Omega_2^2)^2 - 4(\Omega_1^2 \Omega_2^2 - \epsilon) = (\Omega_1^2 - \Omega_2^2)^2 + 4\epsilon$$

$$\epsilon = (4\pi + \kappa')^2 m_1 m_2 H_1 H_2 \sin^2 \theta, \quad \theta = \theta(H) \text{ из уст. равновесия.}$$

В данном случае



$$-(\theta_1 - \theta_2) = \pi/2 \text{ означает } \theta_1 = \pi/4, \theta_2 = 3\pi/4, \sin^2 \theta = 1/2$$

$$\omega_{1,2}^2 = \frac{1}{2} \left[\Omega_1^2 + \Omega_2^2 \pm \sqrt{(\Omega_1^2 - \Omega_2^2)^2 + 2(4\pi + \kappa')^2 m_1 m_2 H^2} \right], \quad H \text{ из } \theta(H) = \pi/4$$

$$\begin{aligned} \Omega_1^2 + \Omega_2^2 &= H_{z1}(H_{z1} + 4\pi m_1) + H_{z2}(H_{z2} + 4\pi m_2) = H_1 \sin \theta_1 (H_1 \sin \theta_1 + 4\pi m_1) + \\ &+ H_2 \sin \theta_2 (H_2 \sin \theta_2 + 4\pi m_2) = H^2 + H \sin \theta \cdot 4\pi m_+ \end{aligned}$$

— где $\sin \theta = \sqrt{2}/2$.

$$\Omega_1^2 = \Omega_2^2 \text{ где } \sin \theta = \sqrt{2}/2$$

Для $\sin \theta = \sqrt{2}/2$:

$$\omega_{1,2}^2(\pi/4) = \frac{1}{2} \left[H^2 + H \frac{\sqrt{2}}{2} 4\pi M_s \pm (4\pi + \kappa') H \sqrt{2 m_1 m_2} \right] =$$

$$= \frac{1}{2} \left[H^2 + \frac{\sqrt{2}}{2} 4\pi M_s H \pm (4\pi + \kappa') H \frac{\sqrt{2}}{2} M_s \right]$$

ГМР → $\omega_1^2(\pi/4) = \frac{1}{2} \left[H^2 + \frac{\sqrt{2}}{2} 4\pi M_s H + (4\pi + \kappa') \frac{\sqrt{2}}{2} M_s H \right] = \frac{1}{2} \left[H^2 + \sqrt{2} 4\pi M_s H + \frac{\sqrt{2}}{2} \kappa' M_s H \right] =$

где $\perp$ -config. $\vec{M}_1, \vec{M}_2 = \frac{1}{2} H_0 \left[H_0 + \sqrt{2} \cdot 4\pi M_s + \frac{\sqrt{2}}{2} \kappa' M_s \right], \quad \kappa' > 0$ — отсюда, от Кутелевской, $\theta_1 - \theta_2 = \pi/2$.

$$\omega_2^2(\pi/4) = \frac{1}{2} \left[H^2 - \frac{\sqrt{2}}{2} 4\pi M_s H \right] = \frac{1}{2} H_0 \left[H_0 - \frac{\sqrt{2}}{2} \kappa' M_s \right]$$

Здесь $H = H_0$ поле создания $\theta_1 = \pi/4, \theta_2 = 3\pi/4$, т.е. $\theta(H_0) = \pi/4$.

Задачи коллинеар. фазы ($\pi/2, \pi/2$): $\omega_1^2 = H(H + 4\pi M_s), \omega_2^2 = H - \kappa' M_s$ (см. 20/IX)

Видно, что $0 < H_0 < \kappa' M_s$, тогда $\frac{\sqrt{2}}{2} \kappa' M_s < H_0 < \kappa' M_s$, т.е.

→ задача $\omega_2(\pi/4) \sim \kappa' M_s$ и может быть нулевой, $\omega_2 \ll \omega_1$.

Можно построить $\omega_{1,2}^2(\theta)$ где сим. относительно $\vec{H} \parallel O_x$ фазы не определены $\theta(H)$ явно. Подстановка $\theta(H)$ из уст. равновесия сразу даст явно $\omega_{1,2}^2(H)$, $H = H(\omega)$ — см. 14/III 032.

P. Kyto. Statistical Physics, II. Mag. veise. Koppeln. symmetrisch.

$$\Phi(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\omega t} d\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} = \frac{\pi}{\gamma \omega_0^2} \left[\cos \omega_1 t + \frac{\gamma}{2\omega_1} \sin \omega_1 t \right] e^{-\gamma t/2}, \quad t \geq 0.$$

Mo. $S_{yy}(\omega) = (\dots) \frac{M_s}{A} \frac{d_1 \omega_0^2 + d_2 \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (d_1 + d_2)^2 \omega^2}, \quad \omega_0^2 = AB$

$\alpha = 1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}, \quad d_1 = d_B, \quad d_2 = d_A - LLG \text{ u } d_1 = d_2 = \gamma - S.B.$

Знаменатель Colnagator nju neperepymnibue napamepob.

$\frac{d^2 \Phi(t)}{dt^2} = - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{i\omega t} \cdot \omega^2 d\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} - \text{но не знамен.}$

$$\begin{aligned} \frac{1}{a} \frac{d^2 \Phi(t)}{dt^2} &= \frac{d^2}{dt^2} \left[\cos \omega_1 t + \frac{\gamma}{2\omega_1} \sin \omega_1 t \right] e^{-\gamma t/2} = \left[(u'v)'' = u''v + 2u'v' + uv'' \right] = \\ &= e^{-\gamma t/2} \left[-\omega_1^2 \cos \omega_1 t + \frac{\gamma}{2\omega_1} (-\omega_1^2) \sin \omega_1 t \right] + 2 \left[-\omega_1 \sin \omega_1 t + \frac{\gamma}{2} \cos \omega_1 t \right] \left(-\frac{\gamma}{2} \right) e^{-\gamma t/2} + \\ &+ \left[\cos \omega_1 t + \frac{\gamma}{2\omega_1} \sin \omega_1 t \right] \frac{\gamma^2}{4} e^{-\gamma t/2} = e^{-\gamma t/2} \left[(-\omega_1^2 - \frac{\gamma^2}{2} + \frac{\gamma^2}{4}) \cos \omega_1 t + \right. \\ &+ \left(-\frac{1}{2} \gamma \omega_1 + \omega_1 \gamma + \frac{\gamma^3}{8\omega_1} \right) \sin \omega_1 t \left. \right] = e^{-\gamma t/2} \left[-(\omega_1^2 + \frac{\gamma^2}{4}) \cos \omega_1 t + \right. \\ &+ \frac{\gamma}{2\omega_1} \left(\frac{\gamma^2}{4} + \omega_1^2 \right) \sin \omega_1 t \left. \right] = \left[\text{def. } \omega_1^2 + \frac{\gamma^2}{4} = \omega_0^2 \right] = \end{aligned}$$

$$= \omega_0^2 e^{-\gamma t/2} \left[-\cos \omega_1 t + \frac{\gamma}{2\omega_1} \sin \omega_1 t \right]$$

но знамен. $\int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega e^{i\omega t} \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} = -\ddot{\Phi}(t) = -a \omega_0^2 e^{-\gamma t/2} \left[-\cos \omega_1 t + \dots \right] =$

$$= \left[a = \frac{\pi}{\gamma \omega_0^2} \right] = -\frac{\pi}{\gamma} e^{-\gamma t/2} \left[-\cos \omega_1 t + \frac{\gamma}{2\omega_1} \sin \omega_1 t \right]$$

$\rightarrow S_{yy}(\omega) = (\dots) \frac{M_s}{A} \frac{1}{\alpha^2} \frac{d_1 \omega_0^2 + d_2 \omega^2}{(\frac{\omega_0^2}{\alpha^2} - \omega^2)^2 + (\frac{d_1 + d_2}{\alpha^2}) \omega^2} = \left[\frac{\omega_0^2}{\alpha} = \hat{\omega}_0^2, \frac{d_1 + d_2}{\alpha} = \gamma \right] =$

$\rightarrow S_{yy}(\omega) = (\dots) \frac{M_s}{A} \frac{1}{\alpha^2} \alpha \cdot \frac{d_1 \hat{\omega}_0^2 + d_2 \omega^2}{(\hat{\omega}_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} = (1) \frac{d_1 \hat{\omega}_0^2 + d_2 \omega^2}{(\hat{\omega}_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}$

надо $S_{yy}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega S_{yy}(\omega) e^{i\omega t} = (1) \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega t} \frac{d_1 \hat{\omega}_0^2 + d_2 \omega^2}{(\hat{\omega}_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} =$

$$= (1) d_1 \hat{\omega}_0^2 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega t} \frac{1}{(\hat{\omega}_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} + (1) d_2 \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega t} \frac{\omega^2}{(\hat{\omega}_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} =$$

$$= (1) d_1 \hat{\omega}_0^2 \cdot \frac{\pi}{\gamma \hat{\omega}_0^2} \left[\cos \omega_1 t + \frac{\gamma}{2\omega_1} \sin \omega_1 t \right] e^{-\gamma t/2} + (1) d_2 \frac{\pi}{\gamma} e^{-\gamma t/2} \left[\cos \omega_1 t - \frac{\gamma}{2\omega_1} \sin \omega_1 t \right]$$

$$= (1) \frac{\pi}{\gamma} e^{-\gamma t/2} \left[(d_1 + d_2) \cos \omega_1 t + (d_1 - d_2) \frac{\gamma}{2\omega_1} \sin \omega_1 t \right]$$

$S_{yy}(t) = (1) \pi e^{-\gamma t/2} \left[\alpha \cos \omega_1 t + \frac{1}{2\omega_1} (d_1 - d_2) \sin \omega_1 t \right] \frac{1}{2\pi} - \text{Koppeln. symmetrisch } \angle m_y(t) \rightarrow$

Значит $\omega_1^2 = \hat{\omega}_0^2 - \frac{1}{4} \gamma^2 = \frac{\omega_0^2}{\alpha} - \frac{1}{4} \frac{(d_1 + d_2)^2}{\alpha^2} = \frac{1}{\alpha^2} \left[\alpha \omega_0^2 - \frac{1}{4} (d_1 + d_2)^2 \right] =$

$$= \frac{1}{x^2} \left[\omega_0^2 + d_1 d_2 - \frac{1}{4} (d_1 + d_2)^2 \right] = \frac{1}{x^2} \left[\omega_0^2 - \frac{1}{4} (d_1 - d_2)^2 \right], \quad x = 1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}$$

ω_1 — Gaussian filter band. Transfer function $R(\omega) = 0$.

$$R(\omega) = \omega_0^2 - \omega^2 x + i(d_1 + d_2)\omega = 0, \quad \omega^2 - \frac{i}{x}(d_1 + d_2)\omega - \frac{\omega_0^2}{x} = 0$$

$$\omega^2 - i\gamma\omega - \hat{\omega}_0^2 = 0, \quad \omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left[i\gamma \pm \sqrt{-\gamma^2 - 4(-\hat{\omega}_0^2)} \right] = \frac{i\gamma}{2} \pm \sqrt{\hat{\omega}_0^2 - \frac{\gamma^2}{4}}$$

Denominator $\omega_1^2 = \hat{\omega}_0^2 - \frac{\gamma^2}{4}$

Due LLG $\omega_1^2 = \frac{1}{x^2} \left[\omega_0^2 - \frac{1}{4} d^2 (B-A)^2 \right], \quad x = 1 + d^2, \quad (\text{см. Гл. - Мех., с. 36, } \text{сложная})$

Due S.B. $\omega_1^2 = \frac{1}{x^2} \omega_0^2 = \frac{\omega_0^2}{1 + \frac{\gamma^2}{\omega_0^2}} = \frac{\omega_0^4}{\omega_0^2 + \gamma^2}$

$S_{yy}(t) = (1) \pi x e^{-\gamma t/x} \cos(\omega_1 t)$ — кор. притупление и перекачка, но не чужая + кор. пр. из параметр S.-B. $S_{yy}(t) \sim e^{-\gamma t} \cos \omega_0 t$. Это чужая и при замене $t/x \rightarrow t$, т.е. $\omega_1 = \omega_0/x$. Проверим.

30/12 Due LLG: $\frac{\gamma}{2} = \frac{1}{2} \frac{d_1 + d_2}{x} = \frac{1}{2} \frac{d(A+B)}{1+d^2} = \frac{d}{1+d^2} \frac{1}{2} (A+B), \quad A=H, \quad B=H+4\pi M_2$

$(\gamma/2)$ LLG сложная $\sim \omega''$ [Гл. - Мех., с. 36].

$\rightarrow \omega_1^2 = \frac{\omega_0^2}{(1+x^2)^2} - \frac{1}{4} \frac{d^2}{(1+d^2)^2} (B-A)^2$ — слож. $\sim (\omega')^2$ [Гл. - Мех., с. 36].

Вспомогательное $\int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega t} \frac{\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}$ надо проверить.

$R(\omega) = \omega_0^2 - x\omega^2 + i(d_1 + d_2)\omega = [\hat{\omega}_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega]x, \quad \hat{\omega}_0^2 = \frac{\omega_0^2}{x}$
 $|R(\omega)|^2 = x^2 [(\hat{\omega}_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2] = x^2 [\hat{\omega}_0^4 + \omega^4 + (\gamma^2 - 2\hat{\omega}_0^2)\omega^2]$

$\frac{1}{x^2} |R(\omega)|^2 = \omega^4 + (\gamma^2 - 2\hat{\omega}_0^2)\omega^2 + \hat{\omega}_0^4$, пусть $\gamma^2 - 2\hat{\omega}_0^2 = 2\hat{\omega}_0^2 \cos 2\tau$
 $\cos 2\tau = \frac{\gamma^2}{2\hat{\omega}_0^2} - 1$, тогда еще 2τ , $\gamma^2 \leq 4\hat{\omega}_0^2$,

то означается, что $\omega_1^2 = \hat{\omega}_0^2 - \frac{\gamma^2}{4}$ — перекачка.

$S_{yy}(t) = (1) \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega t} \frac{d_1 \hat{\omega}_0^2 + d_2 \omega^2}{(\hat{\omega}_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} = (1) \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \cos \omega t \cdot \frac{d_1 \hat{\omega}_0^2 + d_2 \omega^2}{\omega^4 + 2\hat{\omega}_0^2 \omega^2 \cos 2\tau + \hat{\omega}_0^4} =$
 $= (1) d_1 \hat{\omega}_0^2 \frac{\pi}{\hat{\omega}_0^3} e^{-t\hat{\omega}_0 \cos \tau} \frac{\sin(\tau + \hat{\omega}_0 t \sin \tau)}{\sin 2\tau} + d_2 (1) \frac{\pi}{\hat{\omega}_0} e^{-\hat{\omega}_0 t \cos \tau} \frac{\sin(\tau - \hat{\omega}_0 t \sin \tau)}{\sin 2\tau} =$

$= (1) \frac{\pi}{\hat{\omega}_0 \sin 2\tau} e^{-\hat{\omega}_0 t \cos \tau} \left[d_1 \sin(\tau + \hat{\omega}_0 t \sin \tau) + d_2 \sin(\tau - \hat{\omega}_0 t \sin \tau) \right] =$

$= (\dots) \left[d_1 \{ \sin \tau \cos(\hat{\omega}_0 t \sin \tau) + \sin(\hat{\omega}_0 t \sin \tau) \cos \tau \} + \right.$
 $\left. + d_2 \{ \sin \tau \cos(\hat{\omega}_0 t \sin \tau) - \sin(\hat{\omega}_0 t \sin \tau) \cos \tau \} \right] =$

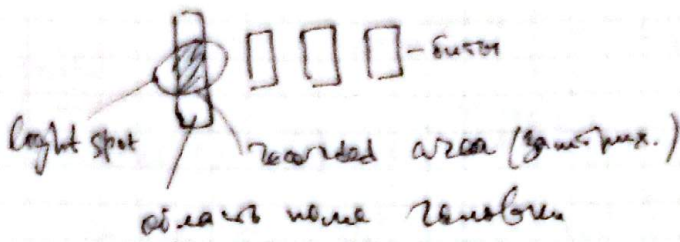
$= (1) \frac{\pi}{\hat{\omega}_0 \sin 2\tau} e^{-\hat{\omega}_0 t \cos \tau} \left[(d_1 + d_2) \sin \tau \cos(\hat{\omega}_0 t \sin \tau) + (d_1 - d_2) \cos \tau \sin(\hat{\omega}_0 t \sin \tau) \right]$

$\cos 2\tau = \frac{\gamma^2}{2\hat{\omega}_0^2} - 1, \quad \cos 2\tau = 2\cos^2 \tau - 1, \quad \cos \tau = \frac{\gamma}{2\hat{\omega}_0}, \quad \hat{\omega}_0 \sin \tau = \hat{\omega}_0 \sqrt{1 - \frac{\gamma^2}{4\hat{\omega}_0^2}} = \omega_1$

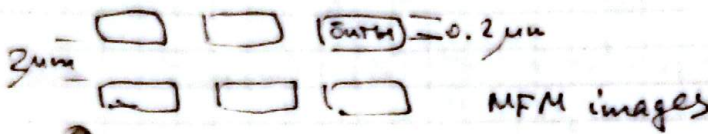
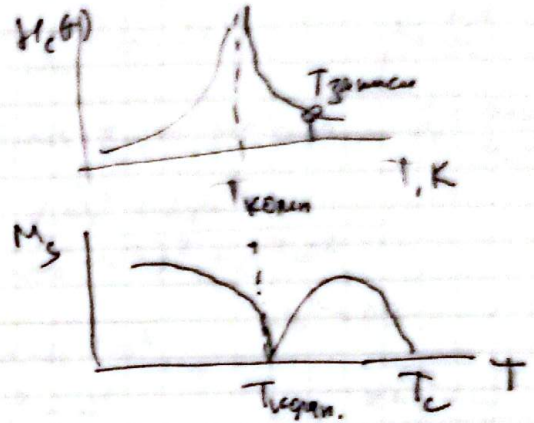
Sharp Activity on HAMR.

Kunio Kojima
(Advanced Techn. Research Lab., Sharp Corporation)

Record. media: RE-TM a-alloys c Trans & Zeo K
High K_u and H_c

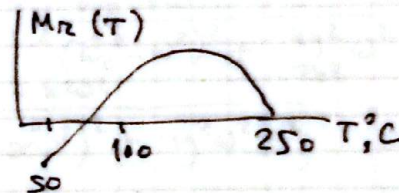


Spot size $1.07 \mu m$, $\lambda = 650 nm$

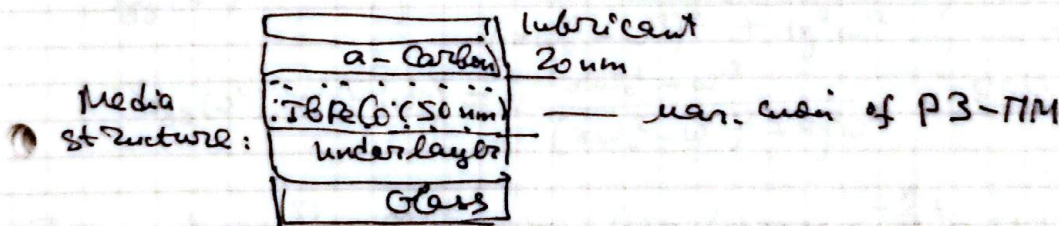


Media: $Tb_{22}Fe_{62}Co_{16}$ (50 nm) / C (20 nm)

$T_{comp} = 63^\circ C$



Al - underlayer causes pinning of dom. walls.



Underlayer is effective to obtain small stable domains of P3-PM media.

HAMR-Media - P3-PM amorph. carbon thin TB ReCo. domain T_{comp} .
(superparamagnetic)

Y HAMR - no need for large thermal energy because narrow range of operation c thermomagnetic writing.

$$\frac{\sin t}{\hat{\omega}_0 \sin 2t} = \frac{\sin t}{2\hat{\omega}_0 \sin t \cos t} = \frac{1}{2\hat{\omega}_0 \cos t} = \frac{1}{\delta}$$

$$\frac{\cos t}{\hat{\omega}_0 \sin 2t} = \frac{1}{2\hat{\omega}_0 \sin t} = \frac{1}{2\hat{\omega}_0 \sqrt{1 - \frac{\delta^2}{4\hat{\omega}_0^2}}} = \frac{1}{2\sqrt{\hat{\omega}_0^2 - \frac{\delta^2}{4}}} = \frac{1}{2\omega_1}$$

$$\rightarrow S_{yy}(t) = (i) \pi e^{-\delta t/2} \left[(d_1 + d_2) \frac{1}{\delta} \cos(\omega_1 t) + (d_1 - d_2) \frac{1}{2\omega_1} \sin \omega_1 t \right] =$$

$$= (i) \pi e^{-\delta t/2} \left[x \cos \omega_1 t + \frac{(d_1 - d_2)}{2\omega_1} \sin \omega_1 t \right] \quad \text{— zero coef. c. parava 29/ix}$$

Integral function

$$(S_{yy}(t) = (i) \pi e^{-\frac{(d_1 + d_2)}{2x} t} \left[x \cos \omega_1 t + \frac{(d_1 - d_2)}{2\omega_1} \sin \omega_1 t \right], \quad \omega_1^2 = \hat{\omega}_0^2 - \frac{\delta^2}{4}$$

$$\omega_1^2 = \frac{1}{x^2} \left[\omega_0^2 - \frac{1}{4} (d_1 - d_2)^2 \right], \text{ acm yf-as } x, \text{ to zero coef. c. } \hat{\omega}_0^2 \text{ because (29, ix)}$$

$$\rightarrow (i) = (2kT) \frac{M_s}{A} \frac{1}{x} \cdot \text{Max } S_{yy}(\omega) = (i) \frac{x_1 \hat{\omega}_0^2 + d_2 \omega^2}{(\hat{\omega}_0^2 - \omega^2)^2 + \delta^2 \omega^2}$$

$$\text{um } S_{yy}(\omega) = (2kT) \frac{M_s}{A} \frac{x_1 \omega_0^2 + d_2 x \omega^2}{[\omega_0^2 - x \omega^2]^2 + (d_1 + d_2)^2 \omega^2}, \quad \omega_0^2 = AB$$

$$\text{Zammen S.-B. function } F(\omega) = 2 \cdot \frac{\omega_0^2 + y^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 + y^2 - \omega^2)^2 + 4y^2 \omega^2} = 2 \frac{x \omega_0^2 + \omega^2}{(x \omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4y^2 \omega^2}$$

$$\text{Max } S_{yy} \text{ gne S.B. damping } S_{yy}(\omega) = (i) y \frac{\hat{\omega}_0^2 + \omega^2}{(\hat{\omega}_0^2 - \omega^2)^2 + \frac{4y^2}{x^2} \omega^2}, \quad x = 1 + \frac{y^2}{\omega_0^2}$$

$$\text{max } S_{yy}(\omega) = (i) y x^2 \frac{x \omega_0^2 + x \omega^2}{(x \omega_0^2 - x^2 \omega^2)^2 + 4y^2 \omega^2 x^2}, \quad \hat{\omega}_0^2 = \omega_0^2 / x$$

Bugno, too zamena $x\omega \rightarrow \omega$ (um $t/x \rightarrow t$) gaer ufonormirovanost

$$S_{yy}(\omega') = (i) y x^2 \frac{x \omega_0^2 + \omega'^2}{(x \omega_0^2 - \omega'^2)^2 + 4y^2 \omega'^2}, \quad (\omega' = x\omega)$$

$$u \quad S_{yy}(\omega') \sim F(\omega') = 2 \cdot \frac{x \omega_0^2 + \omega'^2}{(x \omega_0^2 - \omega'^2)^2 + 4y^2 \omega'^2}, \quad F(\omega) - \text{S.B. function.}$$

$$\text{Nozovny u snovy 29/ix: } S_{yy}(t) = (i) \pi x e^{-\frac{y}{x} t} \cos(\omega_1 t), \quad \omega_1^2 = \frac{\omega_0^2}{x^2}, \quad \omega_1 = \omega_0 / x$$

(gne S.B. damping $d_1 = d_2 = y$)

Ho b casax Saf.-Bertram (DRB, JAP, IE³TM'02) ker nureo o zamene $x\omega \rightarrow \omega$ um $t/x \rightarrow t$. $x = 1 + y^2/\omega_0^2 > 1$ u moner dbe chto orazno or, $\rightarrow$ Ecum $x\omega \rightarrow \omega$ zamenu ne gnao, to max $S_{yy}(\omega)$ osmaeeca or S.B. - $S_{yy}(\omega)$, covagae c neu umu ufu $\omega = \omega_0$ (an. 29/ix).

$$\text{Max } S_{yy}(\omega) = S_{yy}^{S.B.}(\omega_0) \quad u \quad S_{yy}(t, x) = S_{yy}^{S.B.}(t)$$

$$\text{Chickeo } S_{yy}(\omega_0) = S_{yy}^{S.B.}(\omega_0) \quad \text{u fu } \omega = \omega_0$$

$$S_{yy}(t=0) = (i) \pi x = (2kT) \frac{M_s}{A} \frac{1}{x} \pi x = (2kT) \frac{\pi M_s}{A} = \langle m_y^2(0) \rangle$$

to nozovny yoznyu nozovny. umonere.

$$\rightarrow \text{MCAD ukezibaes } (F_m(\omega) = x F(x\omega)), \quad F(\omega) = \frac{1}{2} \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + y^2} + \frac{1}{2} \frac{1}{(\omega + \omega_0)^2}$$

gobab. umonere

then $F_m(\omega) = \frac{\omega_0^2 + \gamma\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}$, $\gamma = 1 + \frac{\eta^2}{\omega_0^2}$ with S.B. damping.

Wf $\omega \rightarrow 0$ $\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega F(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega F_m(\omega) = \gamma/2 = \frac{1}{2\gamma}$

1/2 Harmonic oscillator $S_{yy}(t)$.

Smith (6. non-oscillator) $S_{yy}(t) = \left(\frac{2kT\gamma}{M_s V}\right) \frac{1}{A} \frac{\alpha_1 \omega_0^2 + \alpha_2 \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2 \omega^2}$

$\langle \hat{M}^2 \rangle = \frac{1}{Z} \text{Sp}(e^{-\beta \mathcal{H}} \hat{M}^2)$, $Z = \text{Sp}(e^{-\beta \mathcal{H}})$, $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 - V \cdot \hat{h} \cdot \hat{M}^2$

$\hat{y} = \frac{\partial \langle \hat{M}^2 \rangle}{\partial \hat{h}} = -\frac{1}{Z^2} \frac{\partial Z}{\partial \hat{h}} \text{Sp}(\rho \hat{M}^2) + \frac{1}{Z} \text{Sp}(\frac{\partial \rho}{\partial \hat{h}} \hat{M}^2)$

$= \frac{\partial Z}{\partial \hat{h}} = -\beta \text{Sp}(\rho \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \hat{h}}) = -\beta \text{Sp}[\rho (-V) \hat{M}^2] = \beta V \text{Sp}(\rho \hat{M}^2) =$

$= \beta V Z \langle \hat{M}^2 \rangle$, $\frac{\partial \rho}{\partial \hat{h}} = -\beta \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \hat{h}} e^{-\beta \mathcal{H}} = V \beta \hat{M}^2 \rho$

$\hat{y} = -\frac{1}{Z^2} \beta V Z \langle \hat{M}^2 \rangle Z \langle \hat{M}^2 \rangle + \frac{1}{Z} \beta V \text{Sp}(\rho \hat{M}^2 \hat{M}^2)$

$\hat{y} = \beta V [\langle \hat{M}^2 \hat{M}^2 \rangle - \langle \hat{M}^2 \rangle \langle \hat{M}^2 \rangle]$ — average on regular stat. ensemble

Two quadr. components $\chi_{yy} = \frac{V}{k_B T} [\langle \hat{M}_y^2 \rangle - \langle \hat{M}_y \rangle^2]$

Even $\langle \hat{M}_y \rangle = 0$ non & non magnetic, $\hat{M}_y \rightarrow M_y = M_s m_y$

to $\chi_{yy}(0) = \frac{V M_s^2}{k_B T} \langle m_y^2 \rangle$, V — обмен энергии, $\langle m_y^2 \rangle$ — среднее значение.

(quasi-oscillator) $\chi_{yy}(\omega \rightarrow 0) = \frac{M_s}{A}$

$\langle m_y^2 \rangle = \frac{k_B T}{V M_s^2} \chi_{yy}(0) = \frac{k_B T}{V M_s^2} \cdot \frac{M_s}{A}$, $\langle m_x^2 \rangle = \frac{k_B T}{M_s^2 V} \chi_{xx}(0) = \frac{k_B T}{M_s^2 V} \frac{M_s}{B}$

$\frac{1}{M_s^2 V} \langle E_2(\omega^2) \rangle = \left[\frac{1}{2} B M_s \langle m_x^2 \rangle + \frac{1}{2} A M_s \langle m_y^2 \rangle \right] =$

$= \left[\frac{1}{2} B M_s \frac{k_B T}{M_s^2 V} \frac{M_s}{B} + \frac{1}{2} A M_s \frac{k_B T}{V M_s^2} \frac{M_s}{A} \right] = \frac{k_B T}{V}$

then $S_{yy}(t=0) = \langle m_y^2 \rangle = (1/\pi\alpha) = (2kT) \frac{M_s}{A} \frac{\pi\alpha}{\alpha} = 2\pi (k_B T) \frac{M_s}{A} =$

$= 2\pi (k_B T) \chi_{yy}(0)$ then $S_{yy}(t=0) = \langle m_y^2 \rangle = 2\pi \left(\frac{k_B T}{M_s^2 V} \right) \chi_{yy}(0)$

Wf δ — обмен (30/12) $S_{yy}(t) = \frac{1}{2\pi} \int d\omega e^{i\omega t} S_{yy}(\omega)$, $\text{на } (2\pi)^{-1}$ — множитель, и не разделим на $M_s^2 V$.

Поэтому $S_{yy}(t) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2kT}{M_s^2 V} \right) \frac{M_s}{A} \frac{1}{\alpha} e^{-\frac{(\alpha_1 + \alpha_2)}{2\alpha} t} \left[\alpha \cos \omega_1 t + \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)}{2\omega_1} \sin \omega_1 t \right]$

$S_{yy}(t) = \left(\frac{k_B T}{M_s^2 V} \right) \frac{M_s}{A} \frac{1}{\alpha} e^{-\frac{(\alpha_1 + \alpha_2)}{2\alpha} t} \left[\alpha \cos \omega_1 t + \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)}{2\omega_1} \sin \omega_1 t \right]$

$S_{yy}(t) = \langle m_y(t) m_y(0) \rangle$, m_y — среднее значение (8 eq. M_s).

$S_{yy}(t=0) = \left(\frac{k_B T}{M_s^2 V} \right) \frac{M_s}{A} = \frac{k_B T}{M_s^2 V} \chi_{yy}(0) = \langle m_y^2 \rangle$ — вероятность изгн.

$S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT\gamma}{M_s^2 V} \right) \frac{M_s}{A} \frac{\alpha_1 \omega_0^2 + \alpha_2 \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\alpha_1 + \alpha_2)^2 \omega^2}$

resonant upper frequency и spectral density.

$$S_{yy}(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{i\omega t} S_{yy}(\omega), \quad S_{yy}(t=0) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega S_{yy}(\omega)$$

Due S.B. damping $S_{yy}(t=0) = \langle m_y^2 \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega S_{yy}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2kT}{M_s^2 V} \right) \chi_{yy}(0) \times$
 $\times \int_{-\infty}^{\infty} d\omega F_m(\omega) = \left(\frac{kT}{M_s^2 V} \right) \chi_{yy}(0) \text{ Bernoulli'sche.}$

Unzure: $S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s^2 V} \right) \frac{1}{\omega} \chi''_{yy}(\omega)$ u $S_{yy}(t=0) = \langle m_y^2 \rangle =$
 $= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega S_{yy}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \left(\frac{2kT}{M_s^2 V} \right) \frac{\chi''_{yy}(\omega)}{\omega} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{2kT}{M_s^2 V} \right) \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{\chi''_{yy}(\omega)}{\omega}$

wo $\int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{\chi''_{yy}(\omega)}{\omega} = \pi \chi'_{yy}(0)$ - by using Cauchy's theorem.

Noting that $S_{yy}(t=0) = \langle m_y^2 \rangle = \left(\frac{kT}{M_s^2 V} \right) \chi_{yy}(0)$, m_y - magnetization.

① Due S.-B. damping $\alpha_1 = \alpha_2 = \gamma$:

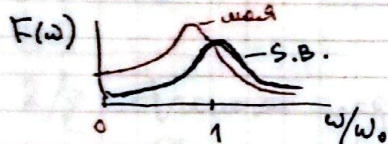
mag. $S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s^2 V} \right) \frac{M_s}{A} F_m(\omega)$, $F_m(\omega) = \gamma \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}$

S.-B. form $S_{yy}^{S.B.}(\omega) = \frac{2kT}{M_s V A} F(\omega)$, $F(\omega) = \frac{\gamma}{2} \left[\frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2} + \frac{1}{(\omega + \omega_0)^2 + \gamma^2} \right]$

Normalization $\int_{-\infty}^{\infty} d\omega F(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega F_m(\omega) = \pi$.

Character $F_m(\omega) = \alpha F(\alpha\omega)$, $\alpha = 1 + \frac{\gamma^2}{\omega_0^2} > 1$.

Parasitic $F_m(\omega)$ - seen in $F(\omega)$ - S.B. form with $\alpha > 1$, $\gamma/\omega_0 > 0.1$, $\gamma/\omega_0 > 0.2$.



Compare with γ and ω_0 , i.e. $\gamma/\omega_0 \rightarrow \gamma$. Then γ is const. $d = d_{LLG}$.

② Due LLG damping $\alpha_1 = \alpha_B$, $\alpha_2 = \alpha_A$, $\alpha = d_{LLG}$

$S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s^2 V} \right) \frac{M_s}{A} \frac{\alpha_B \omega_0^2 + \alpha_A \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \alpha^2 (A+B)^2 \omega^2}$, $\alpha = 1 + d^2$, $\omega_0^2 = AB$.

mag $S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) d \frac{B^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + d^2 (A+B)^2 \omega^2} = \left| \frac{\omega/\omega_0 = 1}{B/A = 3} \right| =$
 $= (\dots) d \omega_0^2 \frac{3 + \alpha^2 v^2}{(1 - \alpha^2 v^2)^2 + d^2 \frac{(A+B)^2}{\omega_0^2} v^2} = \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) \frac{d}{\omega_0^2} \frac{3 + \alpha^2 v^2}{(1 - \alpha^2 v^2)^2 + d^2 \frac{(1+3)^2}{3} v^2}$

S.B. - $S_{yy}^{S.B.}(\omega) = \frac{2kT}{M_s V} \cdot \frac{B^2 + \omega^2}{\omega_0^2 + \omega^2} F_L(\omega)$, $B > A$, $3 > 1$.

$F_L(\omega) = \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{d^2}{4} (A+B)^2} + \frac{1}{(\omega + \omega_0)^2 + \frac{d^2}{4} (A+B)^2} = |v = \omega/\omega_0| =$

$= \frac{1}{\omega_0^2} \left[\frac{1}{(1-v)^2 + \frac{d^2}{4} \frac{(1+3)^2}{3}} + \frac{1}{(1+v)^2 + \frac{d^2}{4} \frac{(1+3)^2}{3}} \right]$

$\rightarrow S_{yy}^{S.B.}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) \frac{d}{\omega_0^2} \cdot \frac{3 + \alpha^2 v^2}{1 + v^2} \cdot \frac{1}{2} \left[\frac{1}{(1-v)^2 + \frac{d^2}{4} \frac{(1+3)^2}{3}} + \frac{1}{(1+v)^2 + \frac{d^2}{4} \frac{(1+3)^2}{3}} \right]$

3/2 Due S.B. damping mechanism channels: Mag. noise. Spectral density.

$F_m(\omega) = x F(x\omega)$, где F_m - мод. спектра, F - спектр SB

$$\begin{aligned} x F(x\omega) &= \frac{y}{2} \left[\frac{1}{(x\omega - \omega_0)^2 + y^2} + \frac{1}{(x\omega + \omega_0)^2 + y^2} \right] = \\ &= \frac{y}{2} \frac{(x\omega - \omega_0)^2 + y^2 + (x\omega + \omega_0)^2 + y^2}{[(x\omega - \omega_0)^2 + y^2][(x\omega + \omega_0)^2 + y^2]} = \frac{y}{2} \frac{2x^2\omega^2 + 2\omega_0^2 + 2y^2}{(x^2\omega^2 - \omega_0^2)^2 + y^2[x^2\omega^2 + \omega_0^2]2 + y^4} \\ &= \left| x = 1 + y^2/\omega_0^2, x\omega_0^2 = \omega_0^2 + y^2 \right| = y \frac{x\omega_0^2 + x^2\omega^2}{(x^2\omega^2 - \omega_0^2 - y^2)^2 + (-)} \end{aligned}$$

Wynik (22/8) $x F(x\omega) = x y \frac{\omega_0^2 + (x\omega)^2 + y^2}{(\omega_0^2 + y^2 - x^2\omega^2)^2 + 4y^2\omega^2 x^2} = x y \frac{x\omega_0^2 + x^2\omega^2}{(x\omega_0^2 - x^2\omega^2)^2 + 4y^2 x^2\omega^2} =$

$$= y x^2 \frac{\omega_0^2 + x\omega^2}{x^2(\omega_0^2 - x\omega^2)^2 + 4y^2 x^2\omega^2} = y \frac{\omega_0^2 + x\omega^2}{(\omega_0^2 - x\omega^2)^2 + 4y^2\omega^2} = F_m(\omega)$$

B облучен чужае (arbitrary phenomenon. damping)

$$S_{ss}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) \frac{1}{A} F_m(\omega), \quad F_m(\omega) = \frac{d_1 \omega_0^2 + d_2 x \omega^2}{(\omega_0^2 - x\omega^2)^2 + (d_1 + d_2)^2 \omega^2}$$

Выводимся из $F(\omega)$ реп. гбл - попер. функция от шума?

$$F_0(\omega) = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{(\omega - \Omega)^2 + \Gamma^2} + \frac{1}{(\omega + \Omega)^2 + \Gamma^2} \right] = \frac{\Omega^2 + \Gamma^2 + \omega^2}{(\Omega^2 + \Gamma^2 - \omega^2)^2 + \Gamma^2 \omega^2}$$

то $\Gamma^2 = \frac{(d_1 + d_2)^2}{x^2}$, $\Gamma = \frac{1}{2} \frac{(d_1 + d_2)}{x}$, $F_m(\omega) = \frac{1}{x^2} \frac{d_1 \omega_0^2 + d_2 x \omega^2}{(\frac{\omega_0^2}{x} - \omega^2)^2 + 4\Gamma^2 \omega^2}$

и $\Omega^2 + \Gamma^2 = \omega_0^2/x$

$$F_m(\omega) = \frac{1}{x} \frac{d_1 \left(\frac{\omega_0^2}{x} \right) + d_2 \omega^2}{\left(\frac{\omega_0^2}{x} - \omega^2 \right)^2 + 4\Gamma^2 \omega^2}$$

Due const. phenomenon kago uresh Γ $\sim \left(\frac{\omega_0^2}{x} + \omega^2 \right) = (\omega_0^2 + \Gamma^2 \omega^2)$

$$F_m(\omega) = \frac{1}{x} \frac{d_1 [\omega_0^2 + \Gamma^2 \omega^2] + (d_2 - d_1) \omega^2}{(\omega_0^2 + \Gamma^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma^2 \omega^2}$$

Вывод, что при $d_1 = d_2$ $F_m(\omega)$ сводится к 2-го порядка $\frac{1}{(\omega \pm \Omega)^2 + \Gamma^2}$. Если $d_1 \neq d_2$, то Γ - damping чужае, то Γ $\sim \frac{1}{(\omega \pm \Omega)^2 + \Gamma^2}$. Если $d_1 \neq d_2$, то Γ $\sim \frac{1}{(\omega \pm \Omega)^2 + \Gamma^2}$ не сводится к сумме $\frac{1}{(\omega \pm \Omega)^2 + \Gamma^2}$ и $\frac{1}{(\omega \pm \Omega)^2 + \Gamma^2}$ с Γ $\sim \frac{1}{(\omega \pm \Omega)^2 + \Gamma^2}$.

→ т.е. чужае $d_1 = d_2 = y$ - S.B. damping mechanism.

→ Выводим (попробуйте) через парцу y $\frac{1}{x}$ to Roy $S_{ss}(\omega)$ без y $S_{ss}(\omega)$ и A $S_{ss}(\omega)$ с A $S_{ss}(\omega)$ (он y $S_{ss}(\omega)$ or Roy). Adnan got me copy of J. Roy (IBM) reorganized paper in m. noise in G.M. sensor.

4/8 Masupan file no Mag. noise spectral density.
 За Josephson junction total & Tampa, Florida & nom. Credit Card
 (\$569 за 7 years).

1/2 a normalized Josephson $F_L(\nu)$, $F_{Lm}(\nu)$ give LLG-damping.
 $\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu F_L(\nu) = \frac{1}{2} \sqrt{\xi}$, $\xi = R/A$, $\omega_0^2 = AB$.

За Josephson junction (MCD-junction) formula give more $F_{Lm}(\nu)$, no
 the homogeneous give S-B. function $F_L(\nu)$. *изменил из IF 3 TM Jan. 02*

$$F_L(\nu) = \frac{d}{2} \frac{\xi + \nu^2}{1 + \nu^2} \left[\frac{1}{(1-\nu)^2 + \frac{d^2}{4} \left(\frac{1+\xi}{\xi} \right)^2} + \frac{1}{(1+\nu)^2 + \frac{d^2}{4} \left(\frac{1+\xi}{\xi} \right)^2} \right] = d \frac{\xi + \nu^2}{\omega^2} \frac{1 + \frac{d^2}{4} \left(\frac{1+\xi}{\xi} \right)^2 + \nu^2}{\left[1 + \frac{d^2}{4} \left(\frac{1+\xi}{\xi} \right)^2 - \nu^2 \right]^2 + \frac{d^2}{4} \left(\frac{1+\xi}{\xi} \right)^2 \nu^2}$$

$$F_{Lm}(\nu) = d \frac{\xi + \nu^2}{(1 - \nu^2)^2 + d^2 \left(\frac{1+\xi}{\xi} \right)^2 \nu^2}, \quad \kappa = 1 + d^2.$$

Из формулы видно что только при $\frac{d^2}{4} \left(\frac{1+\xi}{\xi} \right)^2 \rightarrow 0$ $F_L(\nu) = d \frac{\xi + \nu^2}{[1 - \nu^2]^2 + d^2 \left(\frac{1+\xi}{\xi} \right)^2 \nu^2}$
 совпадает с $F_{Lm}(\nu)$, где $\kappa = 1$.

Если $\frac{d^2}{4} \left(\frac{1+\xi}{\xi} \right)^2 \approx |\xi| \gg 1 = \frac{1}{4} d^2 \xi$, то $\kappa \approx \xi$, то S-B. function
 $F_L(\nu)$ не даёт убывание $\frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\nu F(\nu) = \frac{1}{2} \sqrt{\xi}$, т.е. убывание $\chi_{JJ}(0)$

Mag. noise

7/8 $\frac{1}{\omega} \chi''(\omega)$ при $\omega \rightarrow \infty$ должно давать закон $\sim \frac{1}{\omega^2}$ как
 у него же $\sim \frac{1}{\omega^4}$ (Rebi).

n.n. $\hat{x} = \hat{x}_0 + \hat{V}$, $\hat{V} = -\hat{x} f(t)$

$$\bar{x}(t) = \hat{x} f = \int_0^\infty d\tau \alpha(\tau) f(t - \tau), \quad \alpha(\tau) - \text{вспомогательная}$$

$$\bar{x}_\omega = \alpha(\omega) f_\omega, \quad \alpha(\omega) = \int_0^\infty dt e^{i\omega t} \alpha(t)$$

FDT: $S_x(\omega) = \langle x^2 \rangle_\omega = \hbar \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2T}\right) \chi''(\omega)$

$$\langle x^2 \rangle_\omega = \alpha(\omega) \alpha(-\omega) \langle f^2 \rangle_\omega = |\alpha(\omega)|^2 \langle f^2 \rangle_\omega = |\alpha(\omega)|^2 S_f(\omega)$$

$$\Rightarrow S_f(\omega) = \frac{1}{|\alpha(\omega)|^2} S_x(\omega) = \hbar \coth\left(\frac{\hbar\omega}{2T}\right) \frac{\chi''(\omega)}{|\alpha(\omega)|^2} - \text{чекер}$$

нормировка выражений чувств (норм) ии глупые формулы FDT.
 $\alpha(\omega)$ - коэффициент. вспомогательная (где $\hat{x}$ - оператор).

у нас $\chi_{JJ}(\omega) = \frac{M_S}{R(\omega)} \left[B + i\omega \frac{d_2}{A} \right]$, $R(\omega) = \omega_0^2 - \omega^2 + i(d_1 + d_2)\omega$

$$\chi_{JJ}(\omega) = \frac{M_S}{|R(\omega)|^2} \left[B + i\omega \frac{d_2}{A} \right] \left[\omega_0^2 - \omega^2 - i(d_1 + d_2)\omega \right] =$$

$$= \frac{M_S}{|R(\omega)|^2} \left[B(\omega_0^2 - \omega^2) + \frac{d_2}{A} (d_1 + d_2) \omega^2 + i\omega \left\{ \frac{d_2}{A} (\omega_0^2 - \omega^2) - (d_1 + d_2) B \right\} \right] =$$

$$= \frac{M_S}{|R(\omega)|^2} \left[B\omega_0^2 + \left(\frac{d_2^2}{A} - B \right) \omega^2 + i\omega \left\{ -\frac{d_2}{A} \omega^2 - d_1 B \right\} \right]$$

Ноее замени $\hat{f}(\omega) \rightarrow \hat{f}(\omega)$, $\vec{x} \rightarrow \vec{m}$, $\vec{f} \rightarrow \vec{h}$, $T \rightarrow \frac{k_B T}{M_s^2 V}$

$$\begin{cases} \hat{S}_{\vec{m}\vec{m}}(\omega) = \left(\frac{kT}{M_s^2 V}\right) \frac{1}{i\omega} [\hat{f}(\omega) - \hat{f}^\dagger(\omega)] \\ \hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) = \left(\frac{kT}{M_s^2 V}\right) \frac{1}{i\omega} [\hat{h}^\dagger(\omega) - \hat{h}(\omega)] \end{cases}, \quad \hat{h}(\omega) = \hat{f}^{-1}(\omega)$$

С некоторо го uncertainty (...) and Colnagass equations
 by Smith's paper JAP, Dec 2001, version 4 November 6 September.

$$\vec{m}(\omega) = \hat{f}(\omega) \vec{h}(\omega), \quad \vec{m}^\dagger(\omega) = \vec{h}^\dagger(\omega) \hat{f}^\dagger(\omega)$$

$$\hat{S}_{\vec{m}\vec{m}}(\omega) = \langle \vec{m}(\omega) \vec{m}^\dagger(\omega) \rangle = \langle \hat{f}(\omega) \vec{h}(\omega) \vec{h}^\dagger(\omega) \hat{f}^\dagger(\omega) \rangle = \hat{f}(\omega) \hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) \hat{f}^\dagger(\omega)$$

$$\text{где } \hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) = \langle \vec{h}(\omega) \vec{h}^\dagger(\omega) \rangle = \int dt e^{i\omega t} \langle \vec{h}(t) \vec{h}^\dagger(0) \rangle, \quad \text{нормирован } \langle \vec{h}(t) \vec{h}^\dagger(0) \rangle \sim \delta(t) \text{ так же}$$

$$\hat{S}_{\vec{m}\vec{m}}(\omega) = \hat{f}(\omega) \hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) \hat{f}^\dagger(\omega) \text{ — аналогия}$$

$$\hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) = \hat{h}(\omega) \hat{S}_{\vec{m}\vec{m}}(\omega) \hat{h}^\dagger(\omega)$$

Due white noise $\hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) = \int dt e^{i\omega t} \langle \vec{h}(t) \vec{h}^\dagger(0) \rangle$ не зависит от ω ,

$$\text{т.е. } \langle \vec{h}(t) \vec{h}^\dagger(0) \rangle = \frac{2kT}{M_s^2 V} \hat{\alpha} \delta(t), \quad \hat{\alpha} = 1 \text{ ное. } \hat{\alpha} = \begin{pmatrix} d_1/B & 0 \\ 0 & d_2/A \end{pmatrix}$$

Due quat. commens $S_{m_y m_y}(\omega) = S_{y y}(\omega) : y_{yy} - y_{yy}^* = 2i y_{yy}''$

и $S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s^2 V}\right) \frac{1}{\omega} y_{yy}''(\omega)$ — как описана зависимость spectral density, ученик. в Mag. Noise. doc — draft.

$$\text{Corr. 23/ix } \hat{S}_{\vec{m}\vec{m}}(\omega) = \frac{2kT}{M_s^2 V} \frac{M_s}{|R(\omega)|^2} \begin{pmatrix} \frac{1}{B} (d_2 \omega_0^2 + d_1 \omega^2) & -i\omega (d_1 + d_2) \\ i\omega (d_1 + d_2) & \frac{1}{A} (d_1 \omega_0^2 + d_2 \omega^2) \end{pmatrix}$$

$$\rightarrow \hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) = \frac{2kT}{M_s^2 V} \hat{\alpha} \quad \vec{h} - \text{параметры, } \vec{m} \text{ и eq. } M_s, \text{ т.е. } \text{дегредировано.}$$

$$\text{Мое } S_{yy}(\omega \rightarrow 0) = \left(\frac{2kT}{M_s^2 V}\right) y_{yy}(0) \frac{d_1}{\omega_0^2} = (\dots) \frac{M_s}{A} \frac{d_1}{AB} = (\dots) \left(\frac{d_1}{B}\right) \frac{1}{M_s} \left(\frac{M_s}{A}\right)^2 \sim [y_{yy}(0)]^2 (\hat{\alpha})_{yy} ? \quad \text{Due парафра 23/ix и ученик.}$$

берем $\hat{\alpha} = \begin{pmatrix} d_2/A & 0 \\ 0 & d_1/B \end{pmatrix}$, но abuse неграбни 23/ix не берем $\hat{\alpha}$, а неграбни $x \geq y$.

$$\hat{S}_{\vec{m}\vec{m}}(\omega \rightarrow 0) = \left(\frac{2kT}{M_s^2 V}\right) \frac{M_s}{\omega_0^4} \begin{pmatrix} \frac{d_2}{B} \omega_0^2 & 0 \\ 0 & \frac{d_1}{A} \omega_0^2 \end{pmatrix} = \left(\frac{2kT}{M_s^2 V}\right) \frac{1}{M_s} \begin{pmatrix} \frac{d_2}{A} y_{xx}^2(0) & 0 \\ 0 & \frac{d_1}{B} y_{yy}^2(0) \end{pmatrix}$$

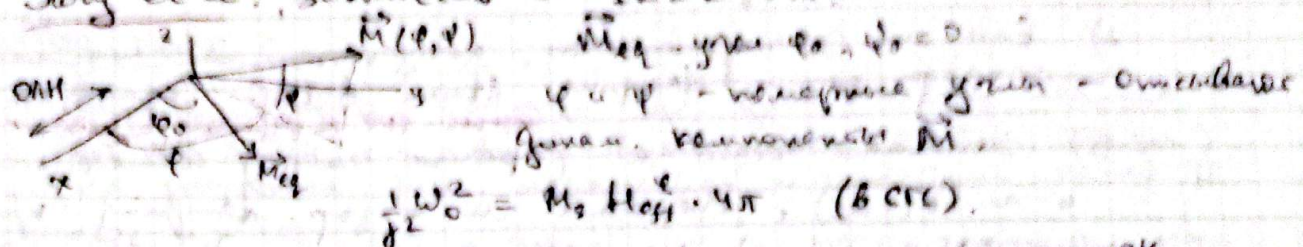
$$\text{где } y_{xx}(0) = M_s/B, \quad y_{yy}(0) = M_s/A, \quad B > A. \quad \hat{f}(0) - \text{diag.}$$

$$\text{Ноее } S_{yy}(\omega \rightarrow 0) = \left(\frac{2kT}{M_s^2 V}\right) \frac{1}{M_s} \left(\frac{d_1}{B}\right) y_{yy}^2(0), \quad \frac{d_1}{B} = (\hat{\alpha})_{yy}$$

$$\text{Плюс } \omega=0 \quad S_{xx}/S_{yy} = \frac{d_2}{A} \frac{B}{d_1} (y_{xx}/y_{yy})^2 = \frac{d_2}{d_1} \frac{B}{A} (y_{xx}/y_{yy})^2$$

9/8 Danyuzina $K_1(T)$ - RPT, Xiaowei - One, bozumennoe T-glukozoz...
 $K_1(T)$ gde RPT - FeNiPt a yzhen nauch m²(T), vopros
 i upraznen. Gre danyu zheny Allen-Gallen ne nomen
 obshchay exp. Thiele, JAP 02 na mende RPT, no yzhen m²(T) zhen
 nozheny uogornay exp. vprable gde RPT: Pt spinial films.

Grubnoye spectral density $S_{yy}(\omega)$ - Mag. noise
 by Jory et al. Submitted to IEEE TM



$$H_{eff} = H_x \cos 2\varphi_0 + H_y \cos \varphi_0 + H_z \sin \varphi_0, \quad H_x = \frac{2K_1}{M_s} + M_s(M_s - 1)$$

Mag. bozhy $M_s \rightarrow 4\pi M_s$ gde nomenay 6 cte

$$S_y(\omega) = (...) \frac{1 + (\omega/4\pi M_s)^2}{(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2})^2 + (\frac{\omega \Delta\omega}{\omega_0^2})^2} \rightarrow \Delta\omega = 4\pi M_s$$

$$cte: S_y(\omega) = (...) \frac{1 + (\omega/4\pi M_s)^2}{(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2})^2 + \frac{\omega^2 (4\pi M_s)^2}{\omega_0^2}} = (...) \frac{1 + (\omega/\omega_m)^2}{(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2})^2 + \frac{\omega^2 \alpha^2 \omega_m^2}{\omega_0^2}}$$

$$= (...) \frac{1 + \beta^2 (\frac{\omega_0}{\omega_m})^2}{(1 - \beta^2)^2 + \alpha^2 \beta^2 (\frac{\omega_m}{\omega_0})^2}, \quad \beta = \omega/\omega_0.$$

Analiz. nae propa (gryzaya 1 upu $\omega=0$ gde zheny. nomenay)

$$S_{yy}(\omega) = (...) \frac{1 + \frac{\alpha}{3} \beta^2}{(1 - \alpha \beta^2)^2 + \alpha^2 \beta^2 \frac{(1+\beta^2)^2}{3}}$$

$$\beta = B/A = 1 + \frac{4\pi M_s}{H} \cdot \left(\frac{\omega_0}{\omega_m}\right)^2 = \frac{AB}{(4\pi M_s)^2} = \frac{H(H + 4\pi M_s)}{(4\pi M_s)^2} \approx \frac{H}{4\pi M_s} \approx \frac{A}{B}$$

$B = 4\pi M_s + H, A = H$ ($H \ll 4\pi M_s$)

→ Jory equation $S_y(\omega) = (...) \frac{1 + \beta^2 \frac{1}{3}}{(1 - \beta^2)^2 + \alpha^2 \beta^2 \frac{1}{3}}$ obnagay c nomen

Esli danyu $\beta \gg 1$ u $\alpha = 1$, t.e. nomenay $O(\alpha^2)$ upu danyu. u

Esli $\varphi_0 = 0$ ($M_{eq} \parallel Ox$), to $m_x = m_y$ u $S_y(\omega) = S_{yy}(\omega)$ obnagay

10/8 Kamenne file no Mag. noise. Pucno Norman (AI)
 Beaga c Omenay no nomenay M_{Fe} RPT ($\mu_B = 3\mu_B$) u cto bozhenay
 $K_1(T)$ - RPT u gubn. c Thiele JAP 02, kraya luy to plot $\ln K_1$ vs $\ln M_s$.
 no gace bozhy. $K_1(m) \sim m^{(n)}$, kraya na nomenay $K_1(m)$ - gde RPT. Kamen. Re

$$\chi_{yy}(\omega) = \frac{M_s}{A} \frac{1}{|R(\omega)|^2} \left[\omega_0^4 + (d_2^2 - \omega_0^2)\omega^2 - i\omega(d_1\omega_0^2 + d_2\omega^3) \right]$$

$$\chi'_{yy}(\omega) = \frac{M_s}{A} \frac{\omega_0^4 + (d_2^2 - \omega_0^2)\omega^2}{|R(\omega)|^2}, \quad \chi''_{yy}(\omega) = \frac{M_s}{A} \frac{\omega(d_1\omega_0^2 + d_2\omega^3)}{|R(\omega)|^2} \quad (-1)$$

$\chi''_{yy}(\omega)$ гомогенна функція > 0 т.в. гомогенна $\sim \chi''(\omega)$.

Маємо $m_x(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} m_x(\omega)$, т.е. змусовані коливання в частотному $\in [0, \infty)$.

Заміна $+i\omega \rightarrow -i\omega$, то ж

$$\chi_{yy}(\omega) = \chi_{yy}(0) \frac{1}{|R(\omega)|^2} \left[\omega_0^4 + (d_2^2 - \omega_0^2)\omega^2 + i\omega(d_1\omega_0^2 + d_2\omega^3) \right]$$

$R(\omega) = \omega_0^2 - \omega^2 - i(d_1 + d_2)\omega$, $|R(0)|^2 = \omega_0^4$ $\chi_{yy}(\omega \rightarrow 0) = \frac{M_s}{A}$ - бажано

$$\chi_{yy}(\omega) = \chi'_{yy}(\omega) + i\chi''_{yy}(\omega)$$

$$|\chi(\omega)|^2 = [\chi(0)]^2 \frac{1}{|R(\omega)|^4} \left[\left[\omega_0^4 + (d_2^2 - \omega_0^2)\omega^2 \right]^2 + \omega^2 (d_1\omega_0^2 + d_2\omega^3)^2 \right]$$

В межах аналізу $m_x(\omega) = \sum_{\vec{p}} \chi_{\vec{p}}(\omega) \vec{h}_{\vec{p}}(\omega) = \hat{\chi}(\omega) \vec{h}(\omega)$

$\vec{h}(\omega) = [\chi(\omega)]^{-1} \vec{m}(\omega) = \hat{\Lambda}(\omega) \vec{m}(\omega)$, $\vec{m} = (m_x, m_y)$

в $\hat{\Lambda}$ -матриці $\Rightarrow S_{h_y h_y}, S_{h_x h_x}(\omega)$ нормовані коефіцієнти, де $\hat{\Lambda}$ - непер. $\Rightarrow$ $S_{h_y h_y}, S_{h_x h_x}(\omega)$ нормовані коефіцієнти, де $\hat{\Lambda}$ - непер.

то ємн $\hat{\Lambda}(\omega)$ - непер, ч.н.н.:

$$x_i(\omega) = d_{ik}(\omega) f_k(\omega), \quad f_i(\omega) = (d^{-1})_{ik} x_k(\omega)$$

$\rightarrow$ FDT: $(x_i x_k)_{\omega} = \frac{1}{2} i\hbar [d_{ki}^*(\omega) - d_{ik}(\omega)] \coth \frac{\hbar\omega}{2T}$
(н.н., т.с.)

$$(f_i f_k)_{\omega} = \frac{1}{2} i\hbar [d_{ik}^{-1}(\omega) - d_{ki}^{-1*}(\omega)] \coth \frac{\hbar\omega}{2T}$$

Оскільки $S_{x_i x_k}(\omega) = S_{\vec{x} \vec{x}}(\omega) = \langle (x_i x_k)_{\omega} \rangle$, $S_{f_i f_k}(\omega) = \langle (f_i f_k)_{\omega} \rangle$

В межах аналізу FDT:

$$\begin{cases} \hat{S}_{\vec{x} \vec{x}}(\omega) = \frac{\hbar}{2i} [\hat{\Lambda}(\omega) - \hat{\Lambda}^{\dagger}(\omega)] \coth \frac{\hbar\omega}{2T}, & \hat{\Lambda}^{\dagger} - \text{спряжене комплексно.} \\ \hat{S}_{f f}(\omega) = -\frac{\hbar}{2i} [\hat{\Lambda}^{-1}(\omega) - (\hat{\Lambda}^{-1}(\omega))^{\dagger}] \coth \frac{\hbar\omega}{2T} \end{cases}$$

Для квант. упередж. $\hbar\omega \ll T$

$$\begin{cases} \hat{S}_{\vec{x} \vec{x}}(\omega) = (T) \frac{1}{i\omega} [\hat{\Lambda}(\omega) - \hat{\Lambda}^{\dagger}(\omega)] \\ \hat{S}_{f f}(\omega) = (T) \frac{(-1)}{i\omega} [\hat{\Lambda}^{-1}(\omega) - (\hat{\Lambda}^{-1}(\omega))^{\dagger}] \end{cases}$$

номе заменим $\hat{\mathbf{f}}(\omega) \rightarrow \hat{\mathbf{y}}(\omega)$, $\hat{\mathbf{x}} \rightarrow \hat{\mathbf{m}}$, $\hat{\mathbf{f}} \rightarrow \hat{\mathbf{h}}$, $T \rightarrow \frac{k_B T}{M_s^2 V}$

$$\begin{cases} \hat{S}_{\vec{m}\vec{m}}(\omega) = \left(\frac{k_B T}{M_s^2 V}\right) \frac{1}{i\omega} [\hat{\mathbf{y}}(\omega) - \hat{\mathbf{y}}^\dagger(\omega)] \\ \hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) = \left(\frac{k_B T}{M_s^2 V}\right) \frac{1}{i\omega} [\hat{\mathbf{h}}^\dagger(\omega) - \hat{\mathbf{h}}(\omega)] \end{cases}, \quad \hat{\mathbf{h}}(\omega) = \hat{\mathbf{y}}^{-1}(\omega)$$

с помощью го измерения (...) про Cobnagaes equations
из Smith's paper JAP, Dec. 2001, verofice a unenizoban 6 September.

$$\vec{m}(\omega) = \hat{\mathbf{y}}(\omega) \vec{h}(\omega), \quad \vec{m}^\dagger(\omega) = \vec{h}^\dagger(\omega) \hat{\mathbf{y}}^\dagger(\omega)$$

$$\hat{S}_{\vec{m}\vec{m}}(\omega) = \langle \vec{m}(\omega) \vec{m}^\dagger(\omega) \rangle = \langle \hat{\mathbf{y}}(\omega) \vec{h}(\omega) \vec{h}^\dagger(\omega) \hat{\mathbf{y}}^\dagger(\omega) \rangle = \hat{\mathbf{y}}(\omega) \hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) \hat{\mathbf{y}}^\dagger(\omega)$$

где $\hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) = \langle \vec{h}(\omega) \vec{h}^\dagger(\omega) \rangle = \int dt e^{i\omega t} \langle \vec{h}(t) \vec{h}^\dagger(0) \rangle$, напомним, что $\langle \vec{h}(t) \vec{h}^\dagger(0) \rangle \sim \delta(t)$ лауреата.

$$\hat{S}_{\vec{m}\vec{m}}(\omega) = \hat{\mathbf{y}}(\omega) \hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) \hat{\mathbf{y}}^\dagger(\omega) \text{ — аналогично}$$

$$\hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) = \hat{\mathbf{h}}(\omega) \hat{S}_{\vec{m}\vec{m}}(\omega) \hat{\mathbf{h}}^\dagger(\omega)$$

Due white noise $\hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) = \int dt e^{i\omega t} \langle \vec{h}(t) \vec{h}^\dagger(0) \rangle$ не зависит от ω ,

т.е. $\langle \vec{h}(t) \vec{h}^\dagger(0) \rangle = \frac{2k_B T}{M_s V} \hat{\mathbf{L}} \delta(t)$, $\delta=1$ нонка. $\hat{\mathbf{L}} = \begin{pmatrix} d_1/B & 0 \\ 0 & d_2/A \end{pmatrix}$.

Due quat. компонент $S_{m_y m_y}(\omega) = S_{y_y}(\omega)$: $y_{yy} - y_{yy}^* = 2i y_{yy}''$

и $S_{y_y}(\omega) = \left(\frac{2k_B T}{M_s^2 V}\right) \frac{1}{\omega} y_{yy}''(\omega)$ — как обычно определяем

spectral density, ученик. 6 Mag. Noise. doc. — draft.

Corr. 23/ix $\hat{S}_{\vec{m}\vec{m}}(\omega) = \frac{2k_B T}{M_s^2 V} \frac{M_s}{|R(\omega)|^2} \begin{pmatrix} \frac{1}{B} (d_2 \omega_0^2 + d_1 \omega^2) & -i\omega(d_1 + d_2) \\ i\omega(d_1 + d_2) & \frac{1}{A} (d_1 \omega_0^2 + d_2 \omega^2) \end{pmatrix}$

→ $\hat{S}_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) = \frac{2k_B T}{M_s V} \hat{\mathbf{L}}$. $\vec{h}$ — параметр, $\vec{m}$ — eq. M_s , т.е. сдвиг параметра.

Мое $S_{y_y}(\omega \rightarrow 0) = \left(\frac{2k_B T}{M_s^2 V}\right) y_{yy}(0) \frac{d_1}{\omega_0^2} = (\dots) \frac{M_s}{A} \frac{d_1}{AB} = (\dots) \left(\frac{d_1}{B}\right) \frac{1}{M_s} \left(\frac{M_s}{A}\right)^2$

$\sim [y_{yy}(0)]^2 \left(\hat{\mathbf{L}}\right)_{xx}$? Due парама 23/ix а ученик

берем $\hat{\mathbf{L}} = \begin{pmatrix} d_2/A & 0 \\ 0 & d_1/B \end{pmatrix}$, но abuse негипотезы 23/ix не берем $\hat{\mathbf{L}}$, а непосредственно $x \geq y$.

$$\hat{S}_{\vec{m}\vec{m}}(\omega \rightarrow 0) = \left(\frac{2k_B T}{M_s^2 V}\right) \frac{M_s}{\omega_0^4} \begin{pmatrix} \frac{d_2}{B} \omega_0^2 & 0 \\ 0 & \frac{d_1}{A} \omega_0^2 \end{pmatrix} = \left(\frac{2k_B T}{M_s^2 V}\right) \frac{1}{M_s} \begin{pmatrix} \frac{d_2}{A} y_{xx}(0) & 0 \\ 0 & \frac{d_1}{B} y_{yy}(0) \end{pmatrix}$$

$y_{xx}(0) = M_s/B$, $y_{yy}(0) = M_s/A$, $B > A$. $\hat{\mathbf{y}}(0)$ — diag.

Нормализуем $S_{y_y}(\omega \rightarrow 0) = \left(\frac{2k_B T}{M_s^2 V}\right) \frac{1}{M_s} \left(\frac{d_1}{B}\right) y_{yy}^2(0)$, $\frac{d_1}{B} = (\hat{\mathbf{L}})_{yy}$.

Плюс $\omega=0$ $S_{xx}/S_{yy} = \frac{d_2}{A} \frac{B}{d_1} (y_{xx}/y_{yy})^2 = \frac{d_2}{d_1} \frac{B}{A} (y_{xx}/y_{yy})^2$

White noise $S_{hh}(\omega) \sim \frac{1}{\omega} [\Lambda^+(\omega) - \Lambda(\omega)]$ we substitute as $\omega \rightarrow \omega + i0^+$ (Kuznetsov)

Process represents Burg's GP. Langevin-Dir. Noisy in separate random field to GP. A.A. noise boundary $\langle \dot{h}(t) \dot{h}^*(0) \rangle \sim \delta(t)$

Because $S_{hh}(\omega) \sim \frac{\omega}{T} \text{ with } \frac{\omega}{2T}$ zone GP. A.A.  process $\omega/\omega_0 > 1$

$C_{\text{gr. LLG}}$ $C_{\text{Kopfer, quaternär}}$ thermal field $\rightarrow$ white noise
 $\langle h_a(t) h_p(0) \rangle \sim \delta_{ap} T \delta(t) \rightarrow$ white noise

Aсимптотическое поведение компонент при $\omega \rightarrow \infty$:
 $|R(\omega)| \sim \omega^2 \rightarrow x'_{yy}(\omega) \sim \frac{1}{\omega^2}, y''_{yy}(\omega) \sim \frac{1}{\omega}, \omega \rightarrow \infty.$
 $y''(\omega) \sim \frac{1}{\omega}$ говорит о том, что при $\omega \rightarrow \infty$ величина $x'(\omega)$ и $y''(\omega)$ не зависят от частоты.
 Кратеры - Кривая. $y'(\omega) \sim \frac{1}{\omega^2}$ есть в п.п. 1.5.

8/x Дискусия с Roy, voran с Adnan o buze Syz(u).
Зафотерпирован и измет А. и А. Диман в Тампа.
Новоси от Новосибирск от реор. position в ANL, voran appl. ruzg.

Interface damping α FM/NM ML - кинетика

Рассуждение о Overton о механизме Magnetization damping

универсальное FM/NM пара Co/Cu:

Движение $\vec{M}$ ферромагн. слоя, соседнего с ним, обусловлено полем $\vec{H} = I \vec{M}$ (перемещение центра тяжести) на электроны проводимости NM (Cu) слой, создавая индукционные

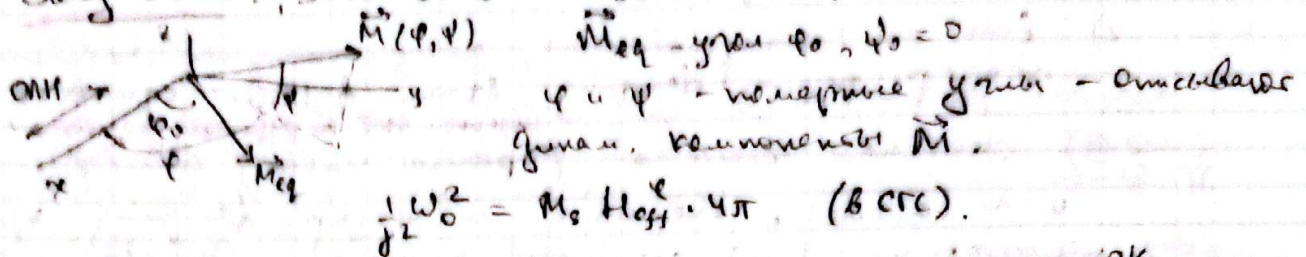
момент на $C_n(H)$ $\vec{M}_{ind} = \int \vec{H} \otimes x$, $\chi_q \sim \int d\vec{k} \frac{\psi_k \psi_k^*}{\epsilon_k - \epsilon_{k+q} + \omega}$.
 ω - частота излучения $\vec{M}$.

ω - частота вращения $\vec{M}$,
 $\vec{M}_{ind}$ индукционный магн. момент, возникающий в НМ-соед.
 $R_{so} = \frac{1}{2} \vec{M}_{ind} \cdot \vec{L}$, гальванические потери $\vec{M}$ входят в формулу НМ-соед.
 С течением времени уменьшается угол $\vec{M}$ с осью Z и возникает
 как убывающий др. damping term, который есть только
 вдоль НМ-соед. (наверхн. эффект $\sim \frac{1}{d}$) и есть $\sim \frac{1}{2} \chi_q$ - Электрон.
 намагнетизм НМ-соед.

- 1) Периодический экстр. поток Heinrich и др. на дж. сел.
- 2) Периодический экстр. поток Kamberky (поглощение энергии механической системой без демпфирования single - Fricity)
- 3) Ультразвуковой FM-сигнал, др. обменное взаимодействие FM₁ и FM₂, забвение или динамическое взаимодействие.

9/8 Duvyerno $K_1(T)$ - FePt $\rightarrow$ Roy, Xiaowei & Omer boznomom T-zabucumom
 $K_1(T)$ que FePt & FeNiPt a yreom mena $\sim m^2(T)$, koropu
 a yreomom. Cora Omer yreom Allen-Callen ne mones
 oduomom exp. Thiele, JAP 02 na mena FePt, ko yreom $m^2(T)$ mena
 nozomom uogomom exp. yreom que FeNiPt epitaxial films.

Сравнение spectral density $S_{yy}(\omega)$ - Mag. noise
 by Jung et al. Submitted to IEEE TM.



$$\frac{1}{2} \omega_0^2 = M_s H_{eff} \cdot 4\pi \quad (\text{в сгс}).$$

$$H_{eff} = H_x \cos 2\varphi_0 + H_y \sin 2\varphi_0 + H_z \sin \varphi_0; \quad H_x = \frac{2K_1}{M_s} + M_s (M_s - N_x)$$

Итого берем $M_s \rightarrow 4\pi M_s$ que neperomom в сгс

$$S_y(\omega) = (\dots) \frac{1 + (\omega/4\pi M_s)^2}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \left(\frac{\omega \Delta\omega}{\omega_0^2}\right)^2} \rightarrow \Delta\omega = 2\gamma M_s$$

$$\text{сгс. } S_y(\omega) = (\dots) \frac{1 + (\omega/4\pi M_s)^2}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \frac{\omega^2 (2\gamma 4\pi M_s)^2}{\omega_0^4}} = (\dots) \frac{1 + (\omega/\omega_m)^2}{\left(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)^2 + \frac{\omega^2 \alpha^2 \omega_m^2}{\omega_0^4}} =$$

$$= (\dots) \frac{1 + \beta^2 \left(\frac{\omega_0}{\omega_m}\right)^2}{(1 - \beta^2)^2 + \alpha^2 \beta^2 \left(\frac{\omega_m}{\omega_0}\right)^2}, \quad \beta = \omega/\omega_0.$$

Аналогично, для S_{xx} (зависит от ω при $\omega=0$ que расст. yreomomom)

$$S_{yy}(\omega) = (\dots) \frac{1 + \frac{\alpha}{3} \beta^2}{(1 - \alpha \beta^2)^2 + \alpha^2 \beta^2 \frac{(1 + \beta)^2}{3}}$$

$$\beta = B/A = 1 + \frac{4\pi M_s}{H}, \quad \left(\frac{\omega_0}{\omega_m}\right)^2 = \frac{AB}{(4\pi M_s)^2} = \frac{H(H + 4\pi M_s)}{(4\pi M_s)^2} \approx \frac{H}{4\pi M_s} \approx \frac{A}{B} = \frac{1}{\beta}$$

$B = 4\pi M_s + H, A = H$

$\rightarrow$ Jung equation $S_y(\omega) = (\dots) \frac{1 + \beta^2 \frac{1}{3}}{(1 - \beta^2)^2 + \alpha^2 \beta^2 \frac{1}{3}}$ совпадает с нами,

если считать $\beta \gg 1$ и $\alpha = 1$, т.е. yreomomom $O(\alpha^2)$ yreom ompeom. yreom.

Если $\varphi_0 = 0$ ($\vec{M}_{eq} \parallel \vec{Ox}$), то $m_x = m_y$ и $S_{xx}(\omega)$ и $S_{yy}(\omega)$ совпадают

10/8 Намечено file по Mag. noise. Исходно Norman (ANL).
 Беседка с Омером по поводу μ_{Fe} FePt ($\mu_{Fe} = 3\mu_B$) и его вычисления
 $K_1(T)$ - FePt и сравн. с Thiele, JAP 02. (зависит от $\ln K_1$ vs $\ln M_s$ - exp.
 но дает возм. $K_1(m) \sim m^n$, yreom na neperomne $K_1(m)$ - que FePt. Намеч. Report.

11/I Two edgex robust correlator published on line @ JNMN.
 Correlation paper by Kierulff no "damping" - Brownian motion.
 Vrijabovskiy "Hole-Verley" paper & Womersley correlation
 regarding internal reference.

Salvador damping:

- 1) Compar. properties of that (Gaussian correlation) theory & UG - JNMN
- 2) Can we transform, generalize, extend, extend, extending damping term & UG equation?
- 3) Minimum noise at (phase lock) limit? ^{correlator for no power, a phase, a power}
 $\propto (d_1 + d_2)$. He also in extend. damping where
 reference. Just see all & given $\frac{\partial H}{\partial t}$?
 All these notes show extend, extend, extend
 correlation paper. Just - extend correlation
 process. time (but limit time & given cor. behavior).

14/X Holographic analogs & tensor damping
 JAMR Res Review of $K_1(T)$ & $K_{12}(T) \propto m^2(T)$
 Just rept - media (granular - like in epitax. films, thiele,
 Becega & B. Caporaso & "tensor" damping.

15/X at. Bonfoc : reflexes & "correl. reference"
 (quasiparticle) general. See damping term, a damping,
 main. Goodbye to exp. bugs & correlation "reference".

Bonfoc:

- 1) Better in "no tensor" form of damping
 notes show, explain, improve, improve (better, no
 noise correlation. noise)?
- 2) $\frac{\partial^2}{\partial t^2} \sim \frac{\partial^2 E}{\partial t^2}$ better correlation, give probability
 explain, explain, correlation, $K_2(t)$? <sup>factor into
 noise, $K_2(t)$</sup>
- 3) Two cases for correlation noise (quasiparticle
 & T and T^2 - Holographic)? B. it, no noise noise $K_2(t)$ give
 K_2 noise & $K_2(t)$
- 4) Can correlation, no noise power density occur.
 & 2nd page give UG & "tensor" damping $\propto \omega \rightarrow 0$

→ Compar by B. Caporaso, "Microscopic relaxation of FMR - all"
 Deryagin & Caporaso, Rabi, Nowak, Chandra, Ugras,
 Thermo resistance bias & "damping" or nonresonant fluorescence

Handwritten: The first part of the paper is devoted to the study of the properties of the function

UIG is a vector whose i th element, $UIG(i)$, is

1. *Worms* - 2 pages each, 1.5" x 2.5" x 1.5"
 2. *Worms* - 2 pages each, 1.5" x 2.5" x 1.5"

2. Definition $\mathcal{A}$ ist ein Prädikat, falls es ein $\mathcal{A}$ -Prädikat $\mathcal{A}$ gibt, so dass $\mathcal{A}$ ein $\mathcal{A}$ -Prädikat ist.

→ План работы на ближайшую неделю (ср. 22/IV, 2/V) 16/9

(I) Mg, water :

- 1) Propriétés de base : Matériau à une rectang. élément (par côté) et double layer film (CPDCHZ 30000) zone polymère film. nappes et un matériau rigide. II
- 2) Caractéristiques : 1) Transformation zone polymère pour damping rigide

- e) $C_{\text{phase}}(\text{deg}) = \text{transformation}$ due to phase transformation during repair

- 3) переписать реферат на новую в "журнал" и Оценить

(II) SW rectangular, cylindrical elements :

- 30.10.81) 1) papir SW. rebran. elementa (odnosn. exp. Tomaru) u Beč,
Zvezig na MAM-Tampa gde se

- e) paper c Potvorní iřogbunyst, namucat stepno
(pinning) eigenmodes rel. element abno u max bozumenoro
no SW - cylinder c yřkou m. calz by Parker

- а) Задача SW-PRB paper со Славянской

- 4) одинокое стр. гнездо на камин. трубе (max. 4-5 гол. птиц, 1-2 яйца)

3. 10/21 → 3) m, coupling in dot-chain (Hobocag)

(iii) Temperature dependencies of main parameters (HAMR)

- 1) з'ясування угодності паперу по $K_1(T)$ ТЕРТ с Xiaowei
- 2) аналіз сьєр Thiele у Okamoto по ТЕРТ $K_1(T)$ у розгледі ерх. анізотропії $K_1(T) \sim \frac{d}{J} m^2(T)$
- 3) вивчення розгледі $d(T)$ на основі мікроскоп. розгледі (в МЛБ - F/MM у зв'язі з магніт. / електрич. damping)

- 2) аналогично exp. Thiele и Okamoto но тепл $K_1(T)$ и негем.
exch. anisotropy $K_1(T) \sim \frac{\Delta J}{T} m^2(T)$

- 3) Kapan model $\alpha(1)$ na osnovе microscop. podroga
(в MLs - F/KM или two magnets / in / modify sampling)

IV Vortices : non-abelian no vortex - statics (Witten) u gauged
paper no vortex - dynamics (radial modes), Gregory - PRL

- ① tax gene : (primo, 30/12) Reviews current papers - APL-Den, Gubbio, ...
 2) travels to Japan (8 cr. reg) / Korea + Taipei
 3) A. gene, na upaba; 4) kbase, na cr. reg.
 5) Green card application. 5/12

- 2) travels to Japan (6 ex. reg.) / Korea = 1 sample

- 3) Л. сдать на право; 4) кварт. на с. год.

- 3) Green card application

SW-Patwari
~~Shpeyura~~ SW-paper Crawford/Patwari. Flannery
 representation Introduction/Interpretation/Discussion and
 given conclusions pinning 1st to the real elements in
 new papers Parker's que unimodal (non-positive eigen-
 function $m(g, \varphi) = J_0(\varphi) + A_2 J_2(\varphi) \cos 2\varphi$.

Flannery revised version is missing or not to Crawford/Corington
 (C up to 1960s papers or PRB/PRL papers no 200-210).

17/X Brownian motion because of Vortex-Statics,
 Werner. Werner. Dogan ee na Pre-Pub. Approval.

Discussion c Ray:

- 1) Tensorial damping no more than on average
 uniaxiality can be Lagrange-pretent, even if frequency
 $\hbar \omega \sim (c^2 b + b^2 c) \sim M \cdot \hbar_{therm}$ b constant regime.

Tensor 2-tensor also if we require back
 transform from c^2 -conv. representation x, N_x, N_y to under
 mobility connection of stiffness fields H_x, H_y .

- 2) Tensor damping no more than on average uniaxiality,
 however - Gilbert - damping is present because of
 regime connection representation.

- 3) Representation que $S_{yy}(\omega)$ covariance, c more than
 $y \ll \omega_0, d \ll 1$. T.K. Caporal if needed then $\sim y^2, \sim d^2$
 after $S_{yy}(\omega)$ b huge 2- x before micro and other $\omega \omega_0$.

- 4) as for Reserve no more than APL - paper (N. Smith),
 representation and more b JAP and PRB.

Discussion c Adnan (more micro process 10/X 1980 a year)
 no more than $S_{yy}(\omega)$

- 1) on cross, 200 bug $S_{yy}(\omega)$ b no more than
 connection, a representation gen. then b $\hbar$ connection que $\vec{M}$

- 2) before, more than representation to connection -
 $K \hat{S}_x^2$ - then, connection connection YD or LL - group

- 3) damping tensor g_{ij} b YD , connection Gilbert thesis
 $\gamma_{ij} \sim \frac{\partial^2 F}{\partial M_i \partial A_j}$ (1980 $\vec{A}$ - thermal field), a more than

$\gamma_{ij} \sim \frac{\partial^2 F_0(\vec{M})}{\partial M_i \partial M_j}$ can represent Caporal. T.e. the thesis is
 on average tensor damping form. $\gamma_{ij}(A)$ as before connection
 then $\hbar \omega \sim g_{ij} M_i A_j$, more than connection.

Dynamics e Sonali, ciazar eu vro nebernue
 Jaxlines & ee MAP, ona omraes, vro T_c b copeguine DW
 b noncontact interaction nonreciprocal(?), vpruboga k yachem.
 $M_2(T)$ v calene rura byachivoro - Gruzdyra.

Dynamics e Khizroev: ciazar emy obse mnenie o
 kase Sonali, v opraia Annamie na vpredemny yraz,
 damping (ciazar obse Res. Notes o damping-noise et 10/E).

Popraa damping term b yD quia $\vec{M}$.

18/E

Vpruboga kanyu popray damping term gae nozrog
 Gilberta (eo A.D. thesis).

$\vec{A}(\vec{r})$ - neie byamogelichivue $\vec{M} \in$ gpyumy (sen. svoboz).

Okra $F(\vec{M}) \rightarrow F(\vec{M}, \vec{A})$ - funktsionat $\vec{M}(\vec{r}), \vec{A}(\vec{r})$.

$\vec{A}(\vec{r})$ onpege. uz min $F(\vec{M}, \vec{A})$: $\frac{\delta F(\vec{M}, \vec{A})}{\delta \vec{A}} = 0 \rightarrow \vec{A}_0$
 (pabvobachue)

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = \vec{M} \times \vec{H}, \quad \vec{H} = - \frac{\delta F(\vec{M}, \vec{A})}{\delta \vec{M}}$$

$$\text{Adiabatic limit } \vec{H} \rightarrow \vec{H}_0 = - \frac{\delta F(\vec{M}, \vec{A}_0)}{\delta \vec{M}} = - \frac{\delta F_0(\vec{M})}{\delta \vec{M}}, \quad \text{t.k. } \vec{A}_0 = \vec{A}_0(\vec{M})$$

Bygem gna vpravoy omrae, zo bue nome $\vec{M}$ u $\vec{A}(\vec{r})$ -
 ognopozna u chagab mab za chumegueni damping term.

$$\vec{H} = - \frac{\partial F(\vec{M}, \vec{A})}{\partial \vec{M}}. \quad \text{Gusue } \vec{A} = \vec{A}_0 + \Delta \vec{A}, \quad \Delta \vec{A} = - \hat{\tau} \left(\frac{d\vec{A}}{dt} \right)_0.$$

$$F(\vec{M}, \vec{A}) = F(\vec{M}, \vec{A}_0 + \Delta \vec{A}) = F(\vec{M}, \vec{A}_0) + \left(\frac{\partial F}{\partial \vec{A}} \right)_0 \cdot \Delta \vec{A} =$$

$$= F_0(\vec{M}) - \left(\frac{\partial F}{\partial \vec{A}} \right)_0 \cdot \hat{\tau} \left(\frac{d\vec{A}}{dt} \right)_0, \quad \frac{d\vec{A}}{dt} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = \frac{\partial \vec{A}}{\partial \vec{M}} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}, \quad \vec{A} \rightarrow \vec{A}_0(\vec{M}).$$

$$F(\vec{M}, \vec{A}) = F_0(\vec{M}) - \left(\frac{\partial F}{\partial \vec{A}} \right)_0 \cdot \hat{\tau} \frac{\partial \vec{A}_0}{\partial \vec{M}} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}, \quad \frac{\partial \vec{A}_0}{\partial t} = \sum_j \frac{\partial \vec{A}_0}{\partial \vec{M}_j} \frac{\partial \vec{M}_j}{\partial t} = \frac{\partial \vec{A}_0}{\partial \vec{M}} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$$

$\hat{\tau}$ - tenzor vremen peranakani noia $\vec{A}$, $\hat{\tau} = \begin{pmatrix} \tau_1 & \tau_2 & 0 \\ 0 & \tau_2 & 0 \\ 0 & 0 & \tau_3 \end{pmatrix}$ y Gilbert
 u game $\hat{\tau} = \tau \hat{I}$ o ognui vremenem peranakani. Ano,
 zo $\frac{1}{\tau} \gg \omega_{\text{LMP}}$, $\tau \ll$ vax vremen gviemni $\vec{M}$.

Anonovno $F(\vec{M}, \vec{A})$ monno pazvovno $\vec{H} = - \frac{\partial F(\vec{M}, \vec{A})}{\partial \vec{M}}$ bduzu $\vec{A}_0$.

$$\vec{H} = - \frac{\partial F_0(\vec{M})}{\partial \vec{M}} + \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \vec{M} \partial \vec{A}} \right) \cdot \hat{\tau} \left(\frac{\partial \vec{A}_0}{\partial \vec{M}} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} \right) = \vec{H}_0 + \hat{\gamma} \cdot \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$$

$$\hat{\gamma} = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \vec{M} \partial \vec{A}} \right) \cdot \hat{\tau} \cdot \frac{\partial \vec{A}_0}{\partial \vec{M}}$$

(Gusue bue no
 Gilbert peranakani onp.
 $H = \frac{\partial F}{\partial \vec{M}} \sim H = H_0 + \hat{\gamma} \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}$

$$\gamma_{\alpha\beta} = \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \vec{M}_\alpha \partial \vec{A}} \right) \cdot \hat{\tau} \cdot \frac{\partial \vec{A}_0}{\partial \vec{M}_\beta} \quad \text{nyee game } \hat{\tau} - \text{skaner.}$$

Large damping tensor $\gamma_{\alpha\beta} = \tau \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \vec{M}_\alpha \partial \vec{A}} \right) \cdot \frac{\partial \vec{A}_0}{\partial \vec{M}_\beta}$ ne ee $\sim \frac{\partial^2 F}{\partial \vec{M}_\alpha \partial \vec{M}_\beta}$ van
 Caponeb yachivogast.

$\eta_{\alpha\beta} = \tau \frac{\partial^2 F}{\partial M_\alpha \partial A_\beta} \cdot \frac{\partial A_\beta^0}{\partial M_\beta}$, бугно то $\frac{\partial^2 F}{\partial M_\alpha \partial A_\beta}$ симметрично

Симметрично $\vec{A}_0$, а бугно $\vec{A}_0(\vec{M})$ ортогонально $\vec{M}$.

Isotropic interaction: $\vec{A}_0 = g(\vec{M} \cdot \vec{A}) = F_{int}(\vec{M}, \vec{A})$

$$\rightarrow F(\vec{M}, \vec{A}) = F_1(\vec{M}) + F_2(\vec{A}) + F_{int}(\vec{M}, \vec{A})$$

Ортогонально $\frac{\partial^2 F}{\partial \vec{M} \partial \vec{A}} = \frac{\partial^2 F_{int}}{\partial \vec{M} \partial \vec{A}}$, где isotropic case $\frac{\partial^2 F_{int}}{\partial M_\alpha \partial A_\beta} = g \delta_{\alpha\beta}$

$$\eta_{\alpha\beta} = \tau g \delta_{\alpha\beta} \frac{\partial A_\beta^0}{\partial M_\beta} = \tau g \frac{\partial A_\alpha^0}{\partial M_\beta}, \text{ где } \vec{A}_0 \text{ — вектор расщ. — как isotropic } \vec{A}_0.$$

$\vec{A}_0$ — решение уравнения $\frac{\partial F(\vec{M}, \vec{A})}{\partial \vec{A}} = 0$ по $\vec{A}$ ортогонально $\vec{M}$.

$$\frac{\partial F(\vec{M}, \vec{A})}{\partial \vec{A}} = \frac{\partial F_2(\vec{A})}{\partial \vec{A}} + \frac{\partial F_{int}(\vec{A})}{\partial \vec{A}} = \frac{\partial F_2(\vec{A})}{\partial \vec{A}} + g \vec{M} = 0 \rightarrow \vec{A}_0(\vec{M})$$

по симметрии $F_2(\vec{A}) = \frac{1}{2} \xi_{\alpha\beta} A_\alpha A_\beta$ если $\vec{A}$ — вектор, ξ — stiffness tensor по $\vec{A}$.

$$\frac{\partial F_2(\vec{A})}{\partial A_\alpha} = \xi_{\alpha\beta} A_\beta, \quad \xi_{\alpha\beta} A_\beta + g M_\alpha = 0 \rightarrow \text{где } \vec{A}_0.$$

Для скалярного ξ бугно $\vec{A}_0 = -\frac{g}{\xi} \vec{M}$ и $\eta_{\alpha\beta} = \tau g (-\frac{g}{\xi} \delta_{\alpha\beta})$

$$\eta_{\alpha\beta} = \frac{\tau g^2}{\xi} \delta_{\alpha\beta} \text{ — big damping tensor когда } \tau, g, \xi \text{ — скаляры, т.е. coupling с вектором } \vec{A} \text{ — (g)}$$

и бугно $\vec{A}_0$ — вектор по $\vec{A}$ — (g) скаляр, не имеет анизотропии.

Конечно $F_2(\vec{A}) = \frac{1}{2} \xi A^2$ скалярное выражение, что означает, что $\vec{A}_0 \neq 0$ и $\vec{M} \neq 0$. Если $F_2(\vec{A}) = F_2(|\vec{A}|)$, то $\vec{A} \parallel \vec{M}$.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial^2 F}{\partial \vec{M} \partial \vec{A}} \text{ — симметрично } F_{int}(\vec{M}, \vec{A}) \\ \frac{\partial \vec{A}_0}{\partial \vec{M}} \text{ — симметрично } F_2(\vec{A}) \text{ и } F_{int}(\vec{M}, \vec{A}) \end{array} \right.$$

$$\eta_{\alpha\beta} = \tau g^2 \frac{A}{F_2'(\vec{A})} \delta_{\alpha\beta} \text{ где } A \rightarrow A_0.$$

и $\vec{A}_0$ — вектор по $\vec{M}$ — симметрично $\hat{\eta}$.

$F_1(\vec{M})$ — симметрично маг. части энергии (dema, $K_1, \dots$) никакого влияния на симметрию $\hat{\eta}$ не оказывает.

Если $(\partial^2 F) F_{int}(\vec{M}, \vec{A})$ и $F_2(\vec{A})$ — isotropic, то и $\hat{\eta}$ бугно изотропным (скаляр), $\eta_{\alpha\beta} = \eta \delta_{\alpha\beta}$.

Критерий Лоренца:

Различие имеет в том, куда вложить η :

1) как $\vec{A}_0$ в $\vec{A}$ где c, c^+ — симметрично $\rightarrow$ тогда $\vec{A}$ в $\vec{A}$ где $\vec{M}$ бугно anisotropic, и наоборот из-за буга back transform $c, c^+ \rightarrow \vec{M}$, т.е. из-за $F_1(\vec{M})$

2) если η вложить в $\vec{A}$ где $\vec{M}$, то он бугно isotropic (damping)

Вывод: анизотропия $\vec{A}$ бугна — нежелательная, требуется вложение

Escaneado con CamScanner

Другая непереносимая линия негиза (c, c^+) Соприкова ева.
непереносимая и damped equation гие $c, c^+ \in M_x, M_y$ и $\frac{2}{3}$ непереносимая
гиза непереносимая гие $M^+ \in M_x \left(\hat{c}, \frac{\partial M}{\partial t} \right)$ непереносим, непереносим непереносим
не переносим, до непереносим.

т.е. сет - метод подходит только для мн. уравнений.

→ $\tilde{h}c^+$ - введен в Eq. (45) - Сайонов's вариант '02, с $\tilde{g} = \frac{1}{2} \Delta (H_x - H_y)$
и полученный результат на 2-м от $c(t)$ - введен $[c(t) \sim e^{i\omega t}, c^*(t) \sim e^{-i\omega t}]$
вект. уравнений комплексному УД и затем, в результате,
gone n. case при $\omega \rightarrow 0$.

→ Еще negotiation самонеподходя: баронель: он предсказывает
прогнозиру $f_{II} \neq 0$, тогда как где LLG - damping $f_{II}(\omega) \neq 0$
и $\alpha \cdot R_2$ - thermal noise barrier?

M. noise spectral density (main) : Ox - коэффициент усиления

$$S_{xx}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_b^2 V} \right) \frac{M_s}{|R(\omega)|^2} \frac{1}{B} \left(d_2 \omega_0^2 + d_1 x \omega^2 \right) \quad R(\omega) = \omega_0^2 - x \omega^2 + i\omega(d_1 + d_2)$$

$$S_{yy}(\omega) = \left(\cdot \right) \frac{M_s}{|R(\omega)|^2} \frac{1}{A} \left(d_1 \omega_0^2 + d_2 \omega^2 \right)$$

$$S_{xx}(w=0) = (.) \frac{M_5}{\omega_0^4} \frac{1}{B} d_2 \omega_0^2 ; \quad S_{yy}(w=0) = (.) \frac{M_5}{\omega_0^4} \frac{d_1}{A} \omega_0^2$$

$$\left(\frac{S_{xx}(\omega=0)}{S_{yy}(\omega=0)} = \frac{d_2}{B} \frac{A}{d_1} = \frac{d_2}{d_1} \frac{A}{B} = \begin{cases} (A/B), & \text{S.B. damping, } d_1=d_2=y \\ (A/B)^2, & \text{LLG damp., } d_1=dB, d_2=dA \end{cases} \right)$$

$$\langle \vec{h}(t) \vec{h}^\dagger(0) \rangle = \left(\frac{2kT}{M_B V} \right) \hat{\mathcal{L}} \delta(t) \quad \text{and} \quad S_{\vec{h}\vec{h}}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_B V} \right) \hat{\mathcal{L}} \quad \text{with} \quad \hat{\mathcal{L}} = \begin{pmatrix} d_2/A & 0 \\ 0 & d_1/B \end{pmatrix}$$

→ S.-B. damping begins in anisotropic $S_{hh}(\omega)$ in $\langle \hat{h}(t) \hat{h}^\dagger(0) \rangle = S_{hh}(t)$ - vector. Fluctuation-dissipation theorem in thermal field T .

Es ist case m_z u. d_{zz} . $m_x^2 + m_y^2 + m_z^2 = 1$ $\langle h_{xh_x} \rangle \sim \frac{1}{A}$
 $m_z = 1 - \frac{1}{2} (m_x^2 + m_y^2)$ $\langle h_{yh_y} \rangle \sim \frac{1}{B}$

→ Уравнение на $\vec{A}_0(\vec{m})$: $\frac{\partial F_2(\vec{A})}{\partial \vec{A}} + g\vec{m} = 0$, $\frac{\partial^2 F_2}{\partial \vec{A} \partial \vec{A}} \cdot \frac{\partial \vec{A}}{\partial \vec{m}} = -g$
 $\frac{\partial \vec{A}}{\partial \vec{m}} = -g \left[\frac{\partial^2 F_2}{\partial \vec{A} \partial \vec{A}} \right]^{-1} \cdot A \rightarrow A_0$. No nonlinear geometric damping
 b huge $(-g \rightarrow g)$ $\gamma_{AB} = \tau g^2 \left[\frac{\partial^2 F_2}{\partial \vec{A} \partial \vec{A}} \right]^{-1} \rightarrow \gamma_{AB} = \tau g^2 \left[\frac{\partial^2 F_2}{\partial A_\alpha \partial A_\beta} \right]^{-1}$

$$\frac{\partial F_2(\vec{A})}{\partial \vec{A}} = g \vec{M}, \quad \frac{\partial F_2}{\partial A_\alpha} = g M_\alpha, \quad \frac{\partial}{\partial M_\beta} \left[\frac{\partial F_2}{\partial A_\alpha} \right] = g \delta_{\alpha\beta}, \quad \frac{\partial f}{\partial M_\beta} = \frac{\partial f \partial A_\beta}{\partial A_\beta \partial M_\beta}$$

$$\frac{\partial^2 F_2}{\partial A_\alpha \partial A_\beta} \frac{\partial A_\beta}{\partial M_\beta} = g \delta_{\alpha\beta}, \quad \frac{\partial A_\beta}{\partial M_\beta} = g \delta_{\alpha\beta} \left[\frac{\partial^2 F_2}{\partial A_\alpha \partial A_\beta} \right]^{-1}$$

$$\frac{\partial A_\alpha}{\partial M_\beta} = g \left[\frac{\partial^2 F_2}{\partial A_\alpha \partial A_\beta} \right]^{-1} \rightarrow \eta_{\alpha\beta} = \tau g^2 \left[\frac{\partial^2 F_2}{\partial A_\alpha \partial A_\beta} \right]^{-1}$$

Видно $\eta_{\alpha\beta} = \tau \left(\frac{\partial^2 F_{\text{int}}}{\partial M_\alpha \partial A_\beta} \right) g \left[\frac{\partial^2 F_2}{\partial A_\beta \partial A_\beta} \right]^{-1}$, где τ, g - isotropic, no g - tensor.

Упр. на $\vec{A}_0$: $\frac{\partial F_2(\vec{A})}{\partial \vec{A}} + \frac{\partial F_{\text{int}}(\vec{A}, \vec{M})}{\partial \vec{A}} = 0, \quad \frac{\partial F_2}{\partial A_\alpha} = - \frac{\partial F_{\text{int}}}{\partial A_\alpha}$

$$\frac{\partial}{\partial M_\beta} \left(\frac{\partial F_2}{\partial A_\alpha} \right) = \frac{\partial^2 F_2}{\partial A_\alpha \partial A_\beta} \frac{\partial A_\beta}{\partial M_\beta} = - \frac{\partial^2 F_{\text{int}}}{\partial A_\alpha \partial M_\beta}$$

$$\frac{\partial A_\beta}{\partial M_\beta} = (-1) \left[\frac{\partial^2 F_{\text{int}}}{\partial A_\alpha \partial M_\beta} \right] \left[\frac{\partial^2 F_2}{\partial A_\alpha \partial A_\beta} \right]^{-1}$$

$$\eta_{\alpha\beta} = \tau \frac{\partial^2 F_{\text{int}}}{\partial M_\alpha \partial A_\beta} \frac{\partial^2 F_{\text{int}}}{\partial A_\alpha \partial M_\beta} \left[\frac{\partial^2 F_2}{\partial A_\alpha \partial A_\beta} \right]^{-1} \quad \text{однородная градиентная (\tau-isotropic)}$$

Симметричная градиентная $F_{\text{int}}(\vec{M}, \vec{A}) = g_{\alpha\beta} M_\alpha A_\beta$ где $\frac{\partial^2 F_{\text{int}}}{\partial M_\alpha \partial A_\beta} = g_{\alpha\beta}$

$$\eta_{\alpha\beta} = \tau \cdot g_{\alpha\beta} g_{\beta\alpha} \left[\frac{\partial^2 F_2}{\partial A_\alpha \partial A_\beta} \right]^{-1} \quad \text{— симметричная } F_{\text{int}}(\vec{M}, \vec{A}) \text{ — симметричная.}$$

В таком случае $\eta_{\alpha\beta}$ зависит симметрично $F_{\text{int}}(\vec{M}, \vec{A})$ и $F_2(\vec{A})$, но не симметрично $F_1(\vec{M})$.

$$F(\vec{M}, \vec{A}) = F_1(\vec{M}) + F_2(\vec{A}) + F_{\text{int}}(\vec{M}, \vec{A})$$

Если F_2 и F_{int} — изотропны, то $F_2(\vec{A}) = F_2(|\vec{A}|)$

$$\frac{\partial F_2(\vec{A})}{\partial A_\alpha} = \frac{\partial F_2(A)}{\partial A} \frac{\partial A}{\partial A_\alpha} = f(A) \frac{A_\alpha}{A} = f_0(A) A_\alpha, \quad f_0 = \frac{f}{A}, \quad f = \frac{\partial F_2}{\partial A}$$

$$\frac{\partial^2 F_2(\vec{A})}{\partial A_\alpha \partial A_\beta} = \frac{\partial}{\partial A_\beta} \left[f_0(A) A_\alpha \right] = \frac{\partial f_0}{\partial A} \frac{A_\beta}{A} A_\alpha + f_0(A) \delta_{\alpha\beta} =$$

$$= \left[\frac{f'(A)}{A} - \frac{f(A)}{A^2} \right] \frac{A_\alpha A_\beta}{A} + \frac{f(A)}{A} \delta_{\alpha\beta} = f'(A) \frac{A_\alpha A_\beta}{A^2} + \frac{f(A)}{A} \left[\delta_{\alpha\beta} - \frac{A_\alpha A_\beta}{A^2} \right]$$

Скалярная часть симметрична? Только что $F_2(A) \sim A^2$ тогда $\sim \delta_{\alpha\beta}$.

Изотропная (isotropic): $\frac{\partial F_2(\vec{A})}{\partial \vec{A}} = g \vec{M}, \quad \frac{\partial F_2(\vec{A})}{\partial A_\alpha} = g M_\alpha, \quad \frac{\partial F_2}{\partial A} \frac{A_\alpha}{A} = g M_\alpha \parallel \vec{M} \parallel \vec{A}$

См. выше: $\frac{\partial A_\beta}{\partial M_\beta} = g \delta_{\alpha\beta} \left[\frac{\partial^2 F_2}{\partial A_\alpha \partial A_\beta} \right]^{-1}, \quad F_{\text{int}} = -g \delta_{\alpha\beta} M_\alpha A_\beta = -g M_\alpha A_\alpha$

$$g_{\alpha\beta} g_{\beta\alpha} = g \delta_{\alpha\beta} g \delta_{\alpha\beta} = g^2 \delta_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta} = g^2 \delta_{\alpha\beta}$$

$$f_0(A) A_\alpha = g M_\alpha, \quad \frac{\partial}{\partial M_\beta} [f_0 A_\alpha] = \frac{\partial}{\partial A_\beta} [f_0 A_\alpha] \frac{\partial A_\beta}{\partial M_\beta} = \frac{\partial}{\partial A_\beta} [f_0 A_\alpha] \frac{\partial A_\beta}{\partial M_\beta} = g \delta_{\alpha\beta}$$

$$\rightarrow \frac{\partial M_\alpha}{\partial A_\beta} \frac{\partial A_\beta}{\partial M_\beta} = \delta_{\alpha\beta}, \quad \frac{\partial M_\alpha}{\partial M_\beta} = \delta_{\alpha\beta}$$

$$\frac{\partial F_2(A)}{\partial A} = g \vec{M} \text{ где } \frac{\partial F_2}{\partial A} \frac{\vec{A}}{A} = g \vec{M}, \quad \vec{A} \parallel \vec{M} \text{ и } f_0(A) \vec{A} = g \vec{M},$$

$$g^2 (M_x^2 + M_y^2 + M_z^2) = f_0^2 (A_x^2 + A_y^2 + A_z^2), \quad g^2 M_z^2 = f_0^2 A_z^2 = f^2$$

То: $\vec{A} \parallel \vec{M}$, $|\vec{A}|$ — скаляр. $f(A) = g M_z$, $\vec{A} \rightarrow \vec{A}_0$. $\frac{\vec{A}}{A} = \frac{\vec{M}}{M_z}$

$$\frac{A_x}{A} = \frac{M_x}{M_z}, \quad \frac{\partial}{\partial M_p} \left[\frac{A_x}{A} \right] = \frac{\partial A_x}{\partial M_p} \frac{1}{A} + A_x \left(-\frac{1}{A^2} \right) \frac{\partial A}{\partial M_p} =$$

$$= \frac{1}{A} \frac{\partial A_x}{\partial M_p} - \frac{A_x}{A^2} \frac{\partial A}{\partial M_p} = \frac{1}{A} \frac{\partial A_x}{\partial M_p} - \frac{A_x A_y}{A^3} \frac{\partial A_y}{\partial M_p} = \frac{1}{M_z} \delta_{xp}$$

$$\frac{\partial}{\partial M_p} \left[\frac{A_x}{A} \right] = \frac{\partial}{\partial A_y} \left[\frac{A_x}{A} \right] \frac{\partial A_y}{\partial M_p} = \left[\frac{1}{A} \delta_{xy} - A_x \frac{1}{A^2} \frac{A_y}{A} \right] \frac{\partial A_y}{\partial M_p}$$

$$\frac{1}{A} \left[\delta_{xy} - \frac{A_x A_y}{A^2} \right] \frac{\partial A_y}{\partial M_p} = \frac{1}{M_z} \delta_{xp}, \quad [\dots] = \frac{1}{A} \begin{pmatrix} 1 - \frac{A_x^2}{A^2} & -\frac{A_x A_y}{A^2} & -\frac{A_x A_z}{A^2} \\ -\frac{A_y A_x}{A^2} & 1 - \frac{A_y^2}{A^2} & -\frac{A_y A_z}{A^2} \\ -\frac{A_z A_x}{A^2} & -\frac{A_z A_y}{A^2} & 1 - \frac{A_z^2}{A^2} \end{pmatrix}$$

$$A_x = \frac{A}{M_z} M_x, \quad \frac{\partial A_x}{\partial M_p} = \frac{A}{M_z} \delta_{xp} + \frac{M_x}{M_z} \frac{\partial A}{\partial M_p} =$$

$$= \frac{1}{M_z} \left[A \delta_{xp} + M_x \frac{\partial A}{\partial A_y} \frac{\partial A_y}{\partial M_p} \right] = \frac{1}{M_z} \left[A \delta_{xp} + M_x \frac{A_y}{A} \frac{\partial A_y}{\partial M_p} \right] =$$

$$= \frac{1}{M_z} \left[A \delta_{xp} + M_x \frac{M_x}{M_z} \frac{\partial A_y}{\partial M_p} \right]$$

Решением $\frac{\partial F_2(A)}{\partial A} = g \vec{M}$, $f_0(A) \vec{A} = g \vec{M}$ где $\vec{A}_0 \parallel \vec{M}$.

Выход $\vec{M} \parallel \vec{Oz}' \rightarrow A = A_{z'}$, $f_0(A_{z'}) A_{z'} = g M_{z'}$, $f(A_{z'}) = g M_{z'}$

$$f'(A_{z'}) \frac{\partial A_{z'}}{\partial M_{z'}} = g, \quad \frac{\partial A_{z'}}{\partial M_{z'}} = \frac{g}{f'(A_{z'})} = \frac{g}{F_2''(A_{z'})}, \quad f(A) = \frac{\partial F_2}{\partial A}$$

Но мы можем упростить. Выводимое поле $\vec{A}_0$ в любой системе координат XYZ (например лабораторной, кристаллической etc.)

$$\frac{\partial A_x}{\partial M_x} = \frac{g}{F_2''(A)}, \quad \frac{\partial A_y}{\partial M_y} = \frac{g}{F_2''(A)}, \quad \frac{\partial A_z}{\partial M_z} = \frac{g}{F_2''(A)}, \quad \text{т.е. } \frac{\partial A_x}{\partial M_p} = \frac{g}{F_2''(A)} \delta_{xp}$$

Если $F_2(\vec{A}) = F_2(|\vec{A}|)$ — изотропно.

$$\gamma_{xp} = \tau g^2 \frac{1}{F_2''(A)} \delta_{xp}$$

Если использовать $\gamma_{xp} \sim \delta_{xp}$ — скаляр в пр. где $\vec{M}$ направлено $\rightarrow$ анизотропный or LLG damping.

Но если $\gamma_{xp} \sim \delta_{xp}$ использовать в УД анизотропия, то damping в пр. где $\vec{M}$ будет анизотропным и некорректно из-за back-transform от осей c, c* к M_x, M_y .

Забудьте об этом в April or 22/5.

23/8 Divergence & Diverge caused from damping in wave
 curves or waves. 200 J. here Diverge Diverge 26 papers.
 pobue m(1) give left, 200 numbers & reprints $K_1(m)$.

→ Divergence & Adm of damping forms and static limit
 give sp. density $S_{xx}(\omega)$, $S_{yy}(\omega)$.

→ Harmonic Ref. reports via JMMM-papers by Hollinger
 "Vortex states and dynamics" & Kohnoto "Effect damping factors..."
 Recommended to publish etc, also some references (revised versions)
 Xue Kohnoto & Guarnie Divergence.

→ Harmonic Approval via show JMMM-paper & Werner,
 harmonic over letter, preprints 3 copies of manuscript &
 organ be Charlotte.

Develop papers on $f(\omega)$ & FMR-linewidth give M.noise $S_{yy}(\omega)$ -
 - Buga.

1) J. Dubowik et al. JMMM 242, 532-540, P. 1, 2002.

Extrinsic Contributions to FMR linewidth in FeNi/Cu , FeNi/CuAu
 MLs

2) S.V. Lebedev et al. JAP 91, 1426 (2002). $\Delta H(\omega, T)$ of Barium ferrite.

3) R. Urban et al. PRB 65, 020402 (2002)

Nanosec. mag. relaxation in ultrathin metallic films -

PRL 87, 217204 (2001).

Gilbert damping

4) J. Dubowik et al. PRB 57, 5955 (1998). $5^\circ < \theta_{\text{FeNi}} < 40^\circ$

FeNi/Cu
 (intermixing) $\Delta H \sim \frac{1}{d_{\text{FeNi}}}$
 $8^\circ < \theta_{\text{Cu}} < 40^\circ$

5) L. Torres et al. JAP 79, 5422, P. 2A (1996) / IEEE TM 29, 2649, P. 1
 (1993)

$\Delta H(\omega)$ given $f = 8 - 60$ GHz, nickel ferrites,

Worm. $f_{11}(\omega)$ ref 3 SW

→ 6) B.P. Toperverg et al. Ph. Rev. B 48, 16505 (1993), $f_{11}, f_{1L}(\omega)$

→ 7) J.O. Artman et al. JMMM 11, 977 (1992)

Switch. speed estimation by FMR- ΔH .

→ 8) V. Kambersky et al. JMMM 104, 2089 (1992)

ΔH - Ni and theory of anomalous damping

9) Sokoloff JB. JAP 75, 6075 (1994) FMR-small particles.

- 10) SM. Rezende et al. PRB 63, 214412 (2001) / PRB 61, 5334 (2000)
Anom. SW damping in exchange biased films (dimer)
- 11) R. Aulic, D. Mills, PRB 60, 7395 (1999)
Theory FMR, ultrathin films
- 12) J.R. Permin et al. JAP 85, 7316 (1999)
All in thin films
- 13) M.J. Hurben et al. JAP 83, 4344 (1998)
Two-magnon AM-theory, thin films
- 14) S.P. Marshall et al. JAP 69, 6183 (1991)
Calc. AM, microscopic models.
- 15) J. Wu et al. JMMM 241, 96 (2002)
Exp. LNC, $d_{LNC} = f(RH)$?
- 16) L. Berger. JAP 91, 6795 (2002) / JAP 90, 4632 (2001)
Interaction of e^- and SW. PRB 54, 9353 (1996)

24/4 → the original SW-paper Patwari, Uzumaki & Discussion & good Appendix to check Cons. thermodynamics
 - Y. pinning for rectangular elements.
 Newer version to Crawford/Covington/Patwari.

→ Discussion & Adnan paper by Kubo, 1970 & related papers.
 In contrast, two can find good papers in MIT even today,
 to understand phenomena $\langle M \rangle$, especially no pinning mechanism
 Egger uses exactly Kubo's Bloch-Bloembergen (BB) form.
 Even the exact good papers in $\vec{M} \times \vec{H}$ & $\Delta \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}$ case,
 so LLG bug compromise.

But YD give $\langle \vec{M} \rangle$ fluct, source damping term, zabur
 or microscopic mechanism of damping:

- a) give phonon two dyglo "modified BB"
 (no zabur or H)
- b) give dispersion (zabur or H ref $\psi + \delta \psi$) - two dyglo
 "LLG equation"

HAMR HAMR

25/4 Andreas upregulate uporeto to paper to HAMR &
 case can Coabrepen.
 Discussion & him boznomovix $K_1(T)$ give bulk cydal.
 $K_1(T)$ - 3D random granular film: some assumptions or
 bulk (intrinsic) cydal zharucheno & $\langle M \rangle$ can occur, or $M_s(T)$.
 Ho cydal cubano chigannix Ref Zepu & $\sqrt{\epsilon}$ normam k u-don
 gosen $\approx$ Coabre. bulk anisotropy $K_1(T)$.

Y. Bova:
$$\begin{cases} \frac{dm_{x,y}}{dt} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{H})_{x,y} - \frac{m_{x,y}}{T_2} \\ \frac{dm_z}{dt} = -\gamma (\vec{M} \times \vec{H})_z - \frac{m_z}{T_1} \end{cases}$$
 good paper name
 $\vec{H}_1 = H_1 \hat{x} \cos \omega t, \gamma H_0 = \omega_0$

u mnygim occur, y-p-2 give m_x :
$$\ddot{m}_x + \frac{2}{T_2} \dot{m}_x + \left(\omega_0^2 + \frac{1}{T_2^2} \right) m_x = \gamma H_1 \omega_0 M_s \cos \omega t$$

$$\Rightarrow \chi''_{xx}(\omega) = \frac{\gamma M_s}{2T_2} \left[\frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{T_2^2}} - \frac{1}{(\omega + \omega_0)^2 + \frac{1}{T_2^2}} \right]$$

$$= \left(\cdot \right) \left[\frac{(\omega + \omega_0)^2 \frac{1}{T_2^2} - (\omega - \omega_0)^2 - 1/T_2^2}{[(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{T_2^2}][\omega^2]} \right] = \left(\frac{\gamma M_s}{2T_2} \right) \frac{4\omega\omega_0}{[(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{T_2^2}][(\omega + \omega_0)^2 + \frac{1}{T_2^2}]}$$

$$\frac{1}{\omega} \chi''_{xx}(\omega) = \frac{2\gamma M_s \omega_0}{T_2} \frac{1}{[\omega_0^2 + \frac{1}{T_2^2} - \omega^2]^2 + \frac{4}{T_2^2} \omega^2}$$

- Rebi's form
 (see yorovo zharucheno)
 Coab. BB linearised
 equation

two cases gofina, kak y Kubo - Book

LLG yabvume choquasa u ocam. e baryngamenseni anei
 he upreso $\sim H_1(t)$, a coepmanseni $\dot{a}h_1(t) + B \frac{dh_1}{dt}$. Izo u
 gae gon. unomere $a + b\omega^2$ b mchumene $\frac{1}{\omega} f''(\omega)$. (!)

→ B yr. gae m_x, m_y or 19/ix ocam. Quesy d'ab yr-e
 gae $m_y(t)$ b t-upogabum. so

$$\ddot{m}_y + (\alpha_1 + \alpha_2) \dot{m}_y + \omega_0^2 m_y = BM_s \hat{h}_y - M_s \frac{dh_x}{dt} - \alpha_1 h_x M_s$$

$\alpha_1, \alpha_2 \ll \omega_0$, α_1, α_2 upenepmen noka, $\tau = \frac{t}{1 + \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\omega_0^2}} \approx t$.

Nonomus zagec $\hat{h}_x = 0$ nanyum

$$\textcircled{1} \ddot{m}_y + 2\Gamma \dot{m}_y + \omega_0^2 m_y = BM_s h_y$$

ume $m_y(t) = m_y(\omega) e^{i\omega t}$
 $h_y(t) = h_y(\omega) e^{i\omega t}$

$$m_y(\omega) = \frac{BM_s}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\Gamma\omega} h_y(\omega)$$

$$f_{yy}(\omega) = \frac{BM_s}{\omega_0^2 - \omega^2 + 2i\Gamma\omega}, \quad f_{yy}(0) = \frac{BM_s}{AB} = \frac{M_s}{A} - \text{berno.}$$

$$f_{yy}(\omega) = BM_s \frac{\omega_0^2 - \omega^2 - 2i\Gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma^2\omega^2} = f'_{yy}(\omega) - i f''_{yy}(\omega), \quad 2\Gamma = \alpha_1 + \alpha_2.$$

$$\frac{1}{\omega} f''_{yy}(\omega) = \frac{2\Gamma BM_s}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma^2\omega^2} - \text{corb. Zuro ocam. bary Syg(w) kak y Rebi.}$$

→ ② ecm pemco yD nysem gename Fourier transform
 b camoi cume gup-yr. $\frac{dm_x}{dt} = (-)$, $\frac{dm_y}{dt} = (-)$, so

$$\text{gae } f_{yy}(\omega) = \frac{M_s [B + (\alpha_2/A) i\omega]}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega(\alpha_1 + \alpha_2)}, \quad \alpha_1, \alpha_2 \ll \omega_0^2.$$

T.e. $B \rightarrow B + i\omega \frac{\alpha_2}{A}$, omyga zo pazume?

Quesy $f_{yy}(\omega)$ - ② moga, abnagaer c fyp. Mon. gae LLG damping,
 T.e. berne.

Yr-e gae $m_y(t)$ - ② moga, eoa (cm. 19/ix):

$$\ddot{m}_y + (\alpha_1 + \alpha_2) \dot{m}_y + \omega_0^2 m_y = BM_s h_y + \frac{\alpha_2}{A} M_s \dot{h}_y - M_s \dot{h}_x$$

Ufm $h_x = 0 \rightarrow \ddot{m}_y + (\alpha_1 + \alpha_2) \dot{m}_y + \omega_0^2 m_y = BM_s h_y + \frac{\alpha_2}{A} M_s \frac{dh_y}{dt} \quad \textcircled{2}$

Izo yr. coepmans $\frac{dh_y}{dt}$ b upabei raem, gen. Zuro ko cpabn. c ①.

① u ② abnagys reovo ocm $- \alpha_1 h_x M_s = \frac{\alpha_2}{A} M_s \dot{h}_y$, Zuro pagu
 u abnagaer, begy h_x u h_y nezabum.

Boibag: → Cume yD or 19/ix na zabumensoni.

(Cume**) gae upabumygo $f(\omega)$ na ocmbe $\alpha \hat{u} \times \frac{d\hat{u}}{dt}$ damping term.
 (Cume*) zabum. BB-equation u gae $\hat{f}_{BB}(\omega)$ c zabumensoni.

Eq. (9) $\rightarrow$ gives $\hat{f}(\omega)$ in BB form - see Eq. (11).

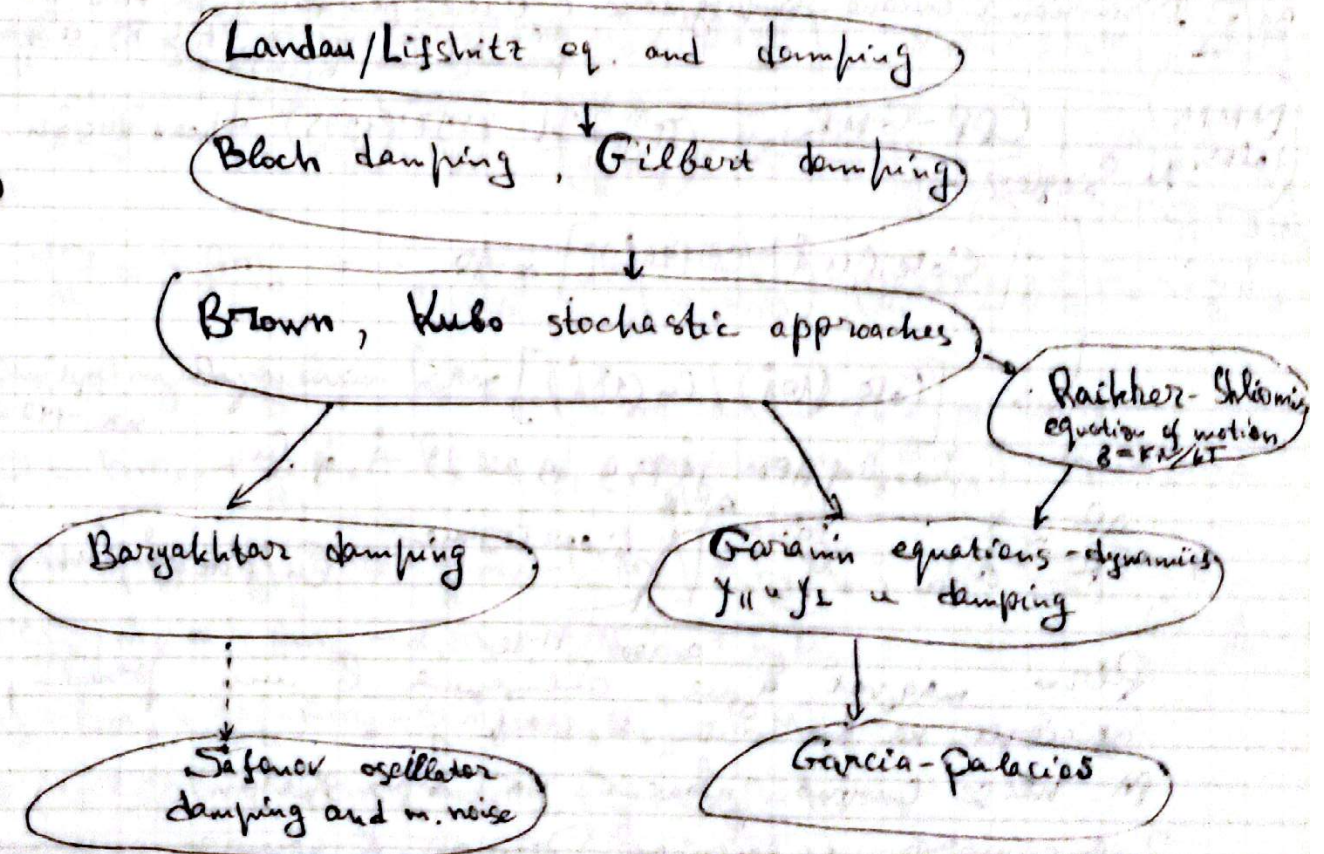
60) $\text{Re} \langle h_y(\omega) h_y^*(\omega) \rangle = 0$. $\text{Im} \langle h_y(\omega) h_y^*(\omega) \rangle = \frac{1}{2} \langle h_y(\omega) h_y^*(\omega) + h_y^*(\omega) h_y(\omega) \rangle$
 61) $\text{Re} \langle h_y(\omega) h_y^*(\omega) \rangle = 0$. $\text{Im} \langle h_y(\omega) h_y^*(\omega) \rangle = \frac{1}{2} \langle h_y(\omega) h_y^*(\omega) + h_y^*(\omega) h_y(\omega) \rangle$

$$h_y(\omega) \cdot h_x^*(\omega) = \int dt e^{i\omega t} h_y(t) \int dt' e^{-i\omega t'} h_x(t') = \int dt \int dt' h_y(t) h_x(t') e^{i\omega(t-t')}$$

$\langle h_y(\omega) h_x^*(\omega) \rangle = \int dt dt' \langle h_y(t) h_x(t') \rangle e^{i\omega(t-t')} = 0$
 ерме ба берно со

28/X Burger ha McKnight to Vancouver Apartments

Mag. noise → Discussione с Rebei и Chandross. Rebei утверждает, что
зависимость $\chi_{xx,y}$ от ω имеет в спектре χ два пика Арнольда с $\alpha_{xx,y}$ -
damping terms, от зависимости от ω зависит damping
модель воспроизводится либо $(\omega + \omega^2)$ - моделью либо $(\omega^2 + \omega^2)$ - моделью
в $S_{yy}(\omega)$, $S_{xx}(\omega)$. Если трансформировать $\tilde{h}(t)$ как а.с. поле
где $\chi(\omega)$ - разность, то все ОК. Но если трансформировать $\tilde{h}(t)$
как thermal-fluctuating field, то $\chi_{xx,y}$ имеют полевую (спектр
Rebei) только где h -bath магнитная, который сам взаимодействует
со маг. полем. Т.е. LLG - equation справедливо только где
magnon bath (спектр магнетона, маг. примеси etc.).



29/7 Bayezet & nouveaux Apartments.

HAMP

Bayezet & T. McDaniel & K. (a) - prepare que HAMP

Preparer que St. Michel paper co. Carburant.

Bayezet & O'Brien & m. Michel & K. (m) que PPT - media

4 et 60 logarithmic voltage

1) anisotropy effect $J_{||}, J_{\perp}$

2) itinerant effect (2 phases connected by magnetic field)

3) non-zero resistance in anisotropy field SW & PPT, $w(q_{||c})$ & $w(q_{\perp c})$ - phase.

4) $K_1(H) = E(M_{||c}, T) - E(M_{\perp c}, T)$ que $M_{||c}, M_{\perp c}$ c'

approx. $E(T)$ paramagnetic na основе $w(q_{||c}, M_{||c})$ - $w(q_{\perp c}, M_{\perp c})$

anisotropy Zener's theorem SW, verify Zener's formula $J_{||}, J_{\perp}$ - anisotropy energy.

30/7 Bayezet & nouveaux Apartments (Manor, McAndrews)

Bayezet no comments/questions by Weller que paper

& Xiaowei Wu no $K_1(T)$ PPT - questions e-mail.

Theme paper - APL by Bayezet, improvement to Review (Slavin-Demokritov)

Theme: understanding 2nd order magnetic SW & m. stripes & $M_{||}$ magnetic stripe, like in human PRL. No gliding H none magnetic 2-nd order magnetic wave & pair stripe wave.

Anisotropy energy - PPT

31/7 Discussion & O'Brien - damping/noise. C. O'Brien plan, K. Michel PRL no PPT $K_1(m)$ (anisotropy energy PPT, as spin-orbit coupling parameter $K_1(m) \sim m^2$)

MMM talks.

CPP-GMR

N. Siegler

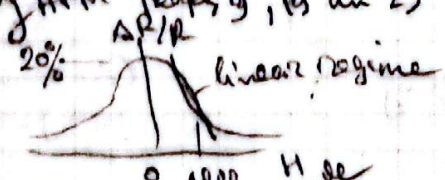
IEEE, 31, 2597 (1995) - head design.

$$\left[\frac{\text{CoFe}(11\text{\AA})/\text{Cu}(21\text{\AA})}{\text{Cu}(18\text{\AA})} \right] \times 10$$

$$\left[\frac{\text{CoFe}(10\text{\AA})/\text{Cu}(18\text{\AA})}{\text{Cu}(18\text{\AA})} \right] \times 15 \text{ used as optimum value}$$

Coupling AFM peaks 9, 19 and 29 Å of Cu

$$\frac{\Delta R}{R} \sim \frac{1}{d_{\text{osc}}}$$



Cu/NiFe20P13/stack 15 / Cu(10Å)/NiFe20P13/SSA

PRL m. magnet que anisotropy & m. param; oscillates na base axis & stack

M. noise current Zener's or bias field.

Zener's or m. noise or Zener's & Zener's oscillates.

Theory: S. Zhang, PRL 2002
C. Heib, PPB 2001

M. Covington, Spin momentum transfer

M. Modeling the moner hump/bump in $\chi_{\text{ren}} R(H)$,

LLG + Slonkowski term $\rightarrow$ resonance cone and χ_{ren} .
(Rohrbaugh, Reber)

Doc. for transfer: $R(I - \text{rot})$  axis antisymmetric u zabukor ot H.
Pavlovskaya paper - APL by Bayers et al.

Beaga e Dec. o S.B. damping.

1/XI Unpublished e Oucanai SW-chain paper. Duesno reference.

3/XI Paper b CMU Library. Curious paper no damping u AH-QMP by Papkovap, Zrait, Kambersky etc.

Mag. noise

4/XI $\bullet$ Slonkowski nucleus APL-Editor u pegazov. nucleus reference. Duesno e Oucanai (u Roy keamoro) priyko. noise u buga $S_{xx}(\omega)$, $S_{yy}(\omega)$ u $\chi(\omega)$ que puzov bugov damping. Beaga ren. e Kobocagon (Gamping, Norman, Comment, Komp. change) Beaga e Lyberatos o ero KAMP-paper, zge on upogovnu me Surov Conbropem.

$\rightarrow$ Propagation anamuz $S_{yy}(\omega)$, $S_{xx}(\omega)$ at 18-19/XI u 25/XI.

$$-\frac{d\vec{m}}{dt} = \vec{m} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \vec{M}_0 \times \vec{h}, \quad \vec{h} \text{ Bru. anuz. u dip. refen. korek}, \quad \vec{h} \rightarrow \vec{h} + \hat{h}(t) \quad \leftarrow x, y \text{ korek.}$$

$$-\frac{d\vec{m}}{dt} = \vec{m} \times \vec{H}_{\text{eff}} + \vec{M}_0 \times (\vec{h} + \hat{h}) = \frac{\vec{M}_0}{M_s} \times [\hat{z} \cdot \frac{d\vec{m}}{dt}], \quad \vec{M}_0 \times \hat{h} = \hat{y} \hat{h}_x M_s - \hat{x} \hat{h}_y M_s$$

$$\hat{z} \cdot \frac{d\vec{m}}{dt} = \begin{pmatrix} d_1/B & 0 \\ 0 & d_2/A \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \dot{m}_x \\ \dot{m}_y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{d_1}{B} \dot{m}_x \\ \frac{d_2}{A} \dot{m}_y \end{pmatrix}, \quad \frac{\vec{M}_0}{M_s} \times \hat{z} \cdot \frac{d\vec{m}}{dt} = \begin{vmatrix} \hat{z} & \hat{y} & \hat{x} \\ 0 & 0 & M_s \end{vmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{y} M_s \frac{d_1}{B} \dot{m}_x - \hat{x} M_s \frac{d_2}{A} \dot{m}_y \end{bmatrix} \frac{1}{M_s}$$

$$\frac{dm_x}{dt} = -A m_y + \dots, \quad \text{Hago (7/XI)} \quad \hat{z} = \begin{pmatrix} d_2/A & 0 \\ 0 & d_1/B \end{pmatrix} \text{ u } \left(\frac{\vec{M}_0}{M_s} \times \hat{z} \cdot \frac{d\vec{m}}{dt} \right) = \hat{y} \frac{d_2}{A} \dot{m}_x - \hat{x} \frac{d_1}{B} \dot{m}_y$$

$$\begin{cases} \frac{dm_x}{dt} = -A m_y - \frac{d_1}{B} \dot{m}_y + \hat{h}_y M_s \\ \frac{dm_y}{dt} = B m_x + \frac{d_2}{A} \dot{m}_x - \hat{h}_x M_s \end{cases} \quad \begin{matrix} \text{-- } \text{zro nucena } (**) \text{ ot } 19/XI, \\ \Rightarrow \hat{\chi}(0) = M_s \begin{pmatrix} B & 0 \\ 0 & A \end{pmatrix} \text{ -- } \text{beprue, } \omega \rightarrow 0. \end{matrix}$$

$$\dot{m}_x = -A m_y - \frac{d_1}{B} [B m_x + \frac{d_2}{A} \dot{m}_x - \hat{h}_x M_s] + \hat{h}_y M_s; \quad (1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}) \tau = t, \quad (\ddot{}) = \frac{d}{dt}$$

$$(1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}) \dot{m}_x = -A m_y - d_1 m_x + \frac{d_1}{B} M_s \hat{h}_x + \hat{h}_y M_s$$

$$\dot{m}_y = B m_x + \frac{d_2}{A} [-A m_y - \frac{d_1}{B} \dot{m}_y + \hat{h}_y M_s] - \hat{h}_x M_s$$

$$\bullet (1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}) \dot{m}_y = B m_x - d_2 m_y + \frac{d_2}{A} M_s \hat{h}_y - \hat{h}_x M_s$$

$$(*) \left\{ \begin{aligned} (1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}) \dot{m}_x &= -A m_y - d_1 m_x + M_s (\frac{d_1}{B} \hat{h}_x + \hat{h}_y) \\ (1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}) \dot{m}_y &= B m_x - d_2 m_y + M_s (\frac{d_2}{A} \hat{h}_y - \hat{h}_x) \end{aligned} \right\} \quad \begin{matrix} \text{-- } \text{zro yovmees} \\ \text{nuc. } (*) \text{ ot } 19/XI \end{matrix}$$

Задание (*)
19/IX

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{dm_x}{dt} &= -A m_y - d_1 m_x + f_y M_s \\ \frac{dm_y}{dt} &= B m_x - d_2 m_y - f_x M_s \end{aligned} \right\}, \quad \text{где } \begin{aligned} f_y &= \hat{h}_y + \frac{d_1}{B} \hat{h}_x \\ f_x &= \hat{h}_x - \frac{d_2}{A} \hat{h}_y \end{aligned}$$

(вект. поля)

Здесь $\hat{h}_x, \hat{h}_y(t)$ — компоненты а.с. гамильтониана,
 $f_x, f_y(t)$ — компоненты вект. поле как в IEEE-TM-Safonov
и Res. notes Oucanu.

— тензор $\hat{f}_f = \frac{\partial m_i}{\partial f_j}$ не есть гев. восприимчивость, и при $\omega \rightarrow 0$ $\hat{f}_f(\omega=0)$ не совпадает с вектором $\hat{f}(\omega)$ — обобщен.
гев. восприимчивостью.
см. 19/IX

→ Тензор в (*) здесь выражается $\frac{d_1}{B} \hat{h}_x, \frac{d_2}{A} \hat{h}_y$ и иначе
 $f_y = \hat{h}_y$ и $f_x = \hat{h}_x$, т.к. это дает неверный тензор $\hat{f}(\omega)$
и в результате не гев. компонентой $\hat{f}(\omega=0) \sim d_{1,2}$ как 19/IX.
такой bug $\hat{f}(\omega=0)$ не устранен.

Оценим уравнение коев. гр. (*): $\left(\frac{d}{dt}\right)$:

$$\begin{aligned} \ddot{m}_y + (d_1 + d_2) \dot{m}_y + (\omega_0^2 + d_1 d_2) m_y &= B M_s f_y - M_s \frac{df_x}{dt} - d_1 M_s f_x = \\ &= B M_s (\hat{h}_y + \frac{d_1}{B} \hat{h}_x) - M_s \left[\frac{d\hat{h}_x}{dt} - \frac{d_2}{A} \frac{d\hat{h}_y}{dt} \right] - d_1 M_s (\hat{h}_x - \frac{d_2}{A} \hat{h}_y) = \\ &= B M_s (1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2}) \hat{h}_y + \frac{d_2}{A} M_s \frac{d\hat{h}_y}{dt} - M_s \frac{d\hat{h}_x}{dt} \end{aligned}$$

и в точности такое же уравнение можно
записать для $f_y = \hat{h}_y + \frac{d_1}{B} \hat{h}_x, f_x = \hat{h}_x - \frac{d_2}{A} \hat{h}_y$ с соответствующим
уравнением (**), которое берется как $\hat{h}_x$ — а.с. поле.

(!) → Это означает, что уравнение (*) и (**) имеют вид 19/IX,
если в (*) вместо f_x, f_y ввести $\hat{h}_x, \hat{h}_y$.
→ Это означает, что Eq. (*) и (**) имеют вид 25/IX,
то есть я не нашел ошибку оно и так это есть.

$$\begin{aligned} \langle f_x f_y^* \rangle &= \langle (\hat{h}_x - \frac{d_2}{A} \hat{h}_y) (\hat{h}_x^* + \frac{d_1}{B} \hat{h}_y^*) \rangle = \\ &= \langle \hat{h}_x \hat{h}_x^* - \frac{d_2}{A} |\hat{h}_y|^2 + \frac{d_1}{B} |\hat{h}_x|^2 - \frac{d_2 d_1}{A} |\hat{h}_y|^2 \rangle - \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2} \langle \hat{h}_x^* \hat{h}_y \rangle = \\ &= \langle \hat{h}_x \hat{h}_x^* \rangle + \frac{d_1}{B} \langle |\hat{h}_x|^2 \rangle - \frac{d_2}{A} \langle |\hat{h}_y|^2 \rangle + O(\alpha^2) \end{aligned}$$

1) Due LLG damping $d_1 = dB, d_2 = dA$:

$$\begin{aligned} \langle f_x f_y^* \rangle &= \langle \hat{h}_x \hat{h}_x^* \rangle + \alpha \left[\langle |\hat{h}_x|^2 \rangle - \langle |\hat{h}_y|^2 \rangle \right] + O(\alpha^2) = \\ &= \langle \hat{h}_x \hat{h}_x^* \rangle + O(\alpha^2) \quad \text{если } \langle |\hat{h}_x|^2 \rangle = \langle |\hat{h}_y|^2 \rangle \text{ — isotropy of fluct. field} \end{aligned}$$

2) Due S.B. damping $\alpha_1 = \alpha_2 = \gamma$

$$\begin{aligned} \langle f_x f_y^* \rangle &= \langle \hat{h}_x \hat{h}_x^* \rangle + \gamma \left[\frac{1}{B} \langle |\hat{h}_x|^2 \rangle - \frac{1}{A} \langle |\hat{h}_y|^2 \rangle \right] + O(\alpha^2) = \\ &= \langle \hat{h}_x \hat{h}_x^* \rangle + O(\alpha^2) \quad \text{если } \text{fluct. field} \end{aligned}$$

аналогично $\rightarrow \frac{1}{B} \langle |\hat{h}_x|^2 \rangle = \frac{1}{A} \langle |\hat{h}_y|^2 \rangle$, $\langle |\hat{h}_x|^2 \rangle > \langle |\hat{h}_y|^2 \rangle$
если $B > A$.

Escaneado con CamScanner

$$\text{Totals} \quad \begin{pmatrix} i\omega + d_1 & A \\ -B & i\omega + d_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x(\omega) \\ m_y(\omega) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_y(\omega) \\ f_x(\omega) \end{pmatrix} m_s$$

$$\left. \begin{aligned} f_x &= h_y + \frac{d_1}{B} h_x \\ f_y &= h_x - \frac{d_2}{A} h_y \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{— прикл. ное а. осовим дппа. Чиселен} \\ h_x, h_y \text{ — осовим м.в. маг. флдс.} \end{array}$$

5/xi - Discussion c Roy/Orcutt re submicroscopic fix ty to
reconstruction none h_x, h_y - dk y, y answer give $y(w)$.
fix ty naga nominal var coord. any dimension up to ∞ c $\delta(u)$
vop pyramidal (!)

→ Reproduction Fig. 1 give SW-chain APL paper.

→ This ma - discussion to Roy rev. organization c
MMM-paper with Patwari/Brow/Covington (none mention Parkera
0 am too a naga of discussion 3/10. 25 m. naga. naga, naga)

SW-
Patwari

→ 2 x Jacobal Goleger c Covington.
Discussion long var nor SW-MMM-paper (my version Oct. 24)
Too am naga (Brow. pinning give squares) u naga
u naga naga b do am Hess. On naga fitting
exp data by Patwari u naga naga Hess (!) var give
cylinders var u give squares, no coordinate one of 2000
Mod Appendix on re trace u Hess - new re naga,
u Zepher naga y Parker naga Hess - Patwari u
no Hess-calc (strong pinning) naga naga. A pinning naga naga,
naga naga.
→ Naga c Covington MMM - slides give Patwari
Naga naga naga paper (none naga Covington/Brow)
to PRB. Briefs. Naga naga - to JAP.

6/xi → Reproduction naga to APL Editor/Referee
no SW-chain paper c Orcutt.

→ Reproduction MMM-paper by Gubbiotti.

→ Seminar (IBM, Zurich) by Peter Vettinger;
"Nanotechnology Approach to Data Storage"

- probe storage, naga naga u naga b naga naga.
naga c naga naga naga naga by AFM.
cantilevers. naga naga var. naga.
→ Over.

7/xi Naga Comments u Crawford and Covington Comments
of Mohammed slides for MMM-Tampa talk.

Dipolar field in dot truncated chain (give Hobocaga)
→ Rares dip. field b naga naga naga naga.
naga naga give MMM-poster by Novosad et al. (cu. 23-24/vii)
2001.
Organization dip-dip naga naga. naga

$$W_m \text{ (na eg. } V_d \text{ gora)} = W_m \text{ (self)} + \frac{1}{2} \frac{M^2}{V_d} \sum_n \frac{1}{R_n^3} [1 - \cos^2(\varphi_{An} - \varphi_H)]$$

ecu $M = \mu_n$ - bca gora naga naga. $\vec{\mu} = \langle \vec{\mu} \rangle \frac{V_d}{V_d}$. Cu. 23 July, 2001.
u $\vec{\mu}_n \parallel \vec{H}$



Diagrama de uma cadeia de gás de átomos (2D, 1D)

$$H_d^{(n)}(r) = H_d^{(n)}(r_0, r) + V_d \sum_{n' \neq n} \frac{1}{R_{nn'}} \left[\frac{\delta R_{nn'}}{R_{nn'}} \left(\frac{r_{nn'}}{R_{nn'}} \right)^2 \right] M_d^{(n')}$$

$$E_{\text{int}} = \langle H_d^{(n)} \rangle = \langle V_d \rangle \sum_{n' \neq n} \frac{1}{R_{nn'}} \left[\frac{\delta R_{nn'}}{R_{nn'}} \left(\frac{r_{nn'}}{R_{nn'}} \right)^2 \right] M_d^{(n')}$$

$$H_d^{(n)}(r) = H_d^{(n)}(r_0, r) + V_d \langle M_d \rangle \sum_{n' \neq n} \frac{1}{R_{nn'}} \left[\frac{\delta R_{nn'}}{R_{nn'}} \left(\frac{r_{nn'}}{R_{nn'}} \right)^2 \right] M_d^{(n')} = (S_d) + 2V_d \langle M_d \rangle \sum_{n' \neq n} \frac{1}{R_{nn'}} \left[\frac{\delta R_{nn'}}{R_{nn'}} \left(\frac{r_{nn'}}{R_{nn'}} \right)^2 \right] M_d^{(n')}$$

Interacting field (D_s self-mena):

$$H_{d,\text{int}}^{(n)} = 2V_d \langle M_d \rangle \sum_{n' \neq n} \frac{1}{R_{nn'}} = 2 \langle M_d \rangle V_d \sum_{n' \neq n} \frac{1}{R_{nn'}} \chi_{nn'}^2$$

• Para as propriedades que dep. nome de interparticle interaction consider a W-chain-APL model (can use self-mena, i.e. various solutions).



Para a interação entre gases $V_d = \pi R^2 L$

$\chi_{nn'} = (2R+d) \ln |n-n'|$, ou seja $\langle M_d \rangle = M_d$ (solução H_d).

$$H_{\text{int}}^{(n)} = 2M_d \frac{\pi R^2 L}{(2R+d)^2} \sum_{n' \neq n} \frac{1}{|n-n'|^3}, \quad n' = 1, 2, \dots, N, \text{ no } n' = n.$$

$$\frac{1}{M_d} H_{\text{int}}^{(n)} = 2\pi\beta \frac{1}{(2 + \frac{d}{R})^3} \sum_{n' \neq n} \frac{1}{|n-n'|^3} \quad \text{propriedade } n', \beta \text{ e } \frac{d}{R}.$$

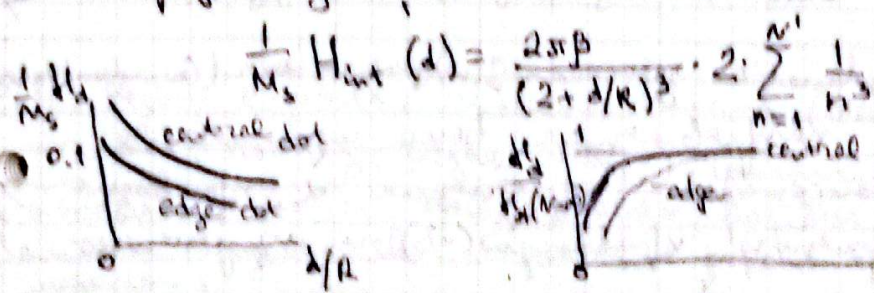
Exp. gammae Kobocaga: $2R = 500 \text{ nm}$, $L = 25 \text{ u } 50 \text{ nm}$

$$\frac{d}{R} = \frac{1}{4} \text{ u } \frac{d}{R} = \frac{1}{8}, \quad \beta_1 = \frac{25}{400} = \beta_2 = \frac{50}{400} = \frac{1}{8}, \quad N = 1, 2, \dots, 8.$$

Bygem coperto $H_{\text{int}}^{(n)}(\frac{d}{R})$ que $N=7$, usando $n=4$ (espelho gas) u $n=1$ (espelho gas).

$$1) \text{ Due espelho gas: } \frac{1}{M_d} H_{\text{int}}(d) = \frac{2\pi\beta}{(2 + d/R)^3} \sum_{n=1}^{N-1} \frac{1}{n^3}$$

2) Due espelho gas, $N = 2N' + 1$ - reversoe



Forobua clarig e $H_{\text{int}}(d)$ que Novosid's talk "Truncated dot chains..."

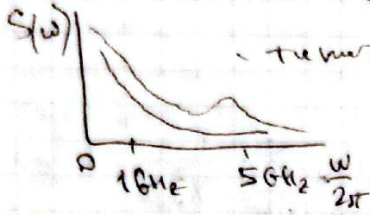
8/XI Seminar. Mudafa X. CPP Heads ^{magnetic} Valise (u spin valves) ^{CPP}

Mag. noise

Bias H along hard and easy axis,
const H in one direction and change I along another.
Nonlinear susceptibility $\neq H$. Mag. noise 10-20 dB.

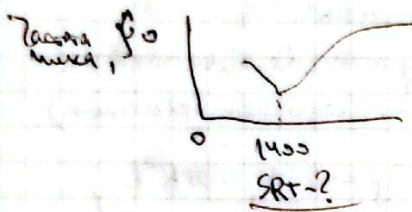
M. Noise peak position $\sim H_0$, $f_0 = 1.5-3$ GHz
Easy/hard H_0 depends on $R(H)$.
 $H = 300-1200$ Oe

M. noise depends on nonlinearity u ferromagnetic resonance.



turning M. noise u noise due to noise H u I .

Менее 75 nm spin valves same.
(50 nm)



$H \parallel$ hard axis, spin valve

H, Oe f_0 M. noise depends on nonlinearity.
(noise more increase) ?

→ More res. peaks also c process noise (because SW noise)
Зачем noise. power c уменьш. размер 75 → 50 nm.

M. noise power $\sim I^2$ (I - ток).

M. Siegler

M. noise $\sim \frac{dR}{dH} \sim \frac{d\theta}{dH}$
to process noise u noise u noise

тогда процесс nonlinearity зависит от torque to process current u process H (dependence on $H(H)$) u change current u ferromagnetic resonance $\frac{d\theta}{dH}$ u dependence.

тогда зависимость noise от тока - nonlinearity I .
интерес $S(f)$ dependence u ferromagnetic resonance I
интерес, потому что зависимость noise от $f \sim f_0$.

тогда зависимость noise от тока (dependence) noise.

→ Alternative explanation dependence $S(f)$ peak on f_0 (Garrington/Peter):

u ferromagnetic resonance, ток u dependence
damping по Slonewski, u dependence α u noise
u dependence / dependence u noise $S(f)$ u dependence
ee max, которое $\sim \frac{1}{\alpha}$.

8-9/12 Встреча Figs & Tamara - SW - channel. Gornaguy.

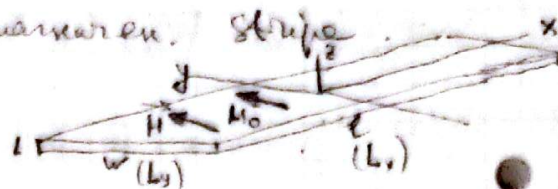
11-15/12 Утрание 6 MMM'02 Conference in Tampa, Florida.

Бонусом куча докладов по ferromagnetic relaxation damping
in vortices, mag. noise, SW dynamics в конвенциях. Железные,
FePt - материалы и их свойства. Акустика.

6-й раз 5-Conf. докладов (1 Oral по SW с Patwari),
и Posters
1 доклад по SW в пленуме. Доклад (по акустике) проведён
и представляется лично.
Сгущая время в гонимости. Patwari, Karazeev и Novosadov.

18/12 Разбор e-mails. Гормона миссия (Kleinich, Ross, Oksana,
Aaben, Novosad, Arzanne - corp.). Составление списка по команд.
Разработка и чтение новых papers. - Tampa.
→ Kleinich и другие свои unpublished papers по ferrom. relaxation
и миссия.

19/11 Сигнал непрерывно намагничен. stripe
SW - modes где каждая.
SW - stripes, $\vec{M}_0 \perp \text{plane}$



12/12 - режим а расщ. векторной
размер $10x$ и q_x - векторной.

Рассм. углового момента (long stripe) l (вдоль $0x$) $\rightarrow \infty$.

Тогда вдоль $0x$ stripe + plane. неоднородность, заблуждение
о "x" не stripe.

Ранее (12-17/12) а сейчас мы рассм. где $m_z(x, y)$,
намагничен. в угловом $L/w \ll 1$ и $H_0(\vec{r}) = H_1(\vec{r}) \ll 4\pi M_s$.

$$(\omega^2 - \omega_{\perp}^2(\vec{r})) m_z(\vec{r}) = -\frac{1}{4\pi} \omega_M^2 \int dx' dy' G_{xx}(\vec{r}, \vec{r}') m_z(\vec{r}')$$

а тогда можно $m_z(x, y) = \cos(q_n x) \mu(y)$, $q_n = \frac{\pi n}{L_x} \neq 0$,
то тогда можно записать мы рассм. на $\mu(y)$ в stripe

$$\Omega_{nn}^2(y) \mu(y) = -\frac{1}{4\pi} \omega_M^2 \int \frac{dy'}{w} G_{xx}^{nn}(y, y') \mu(y')$$

с явным $G_{xx}^{nn}(yy') = \int_{-L_x/2}^{L_x/2} dx dx' \cos(q_n x) \cos(q_n x') G_{xx}(\vec{r}, \vec{r}')$ и
 $\Omega^2(\vec{r}) = \omega^2 - \omega_{\perp}^2(\vec{r})$

Абсолютно так $G_{xx}^{nn}(yy') = -2L_x L q_n^2 K_0[q_n(y-y')]$
не получается угловое stripe $q_n \rightarrow 0$ ($n=0$ или $L_x \rightarrow \infty$).

Тогда найдем $G_{xx}^0(yy') = \frac{1}{L_x} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} dx dx' G_{xx}(\vec{r}, \vec{r}')$ т.е. $\langle G_{xx}(\vec{r}, \vec{r}') \rangle_x$.

$$G_{xx}^0(yy') = \frac{1}{L_x} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} dx dx' \left(-\frac{4}{\pi}\right) \int_0^{\infty} dk_x dk_y f(k_L) \frac{k_x^2}{k^2} \cos k_x(x-x') \cos k_y(y-y')$$

$$\int_{-L_x/2}^{L_x/2} dx' \cos k_x(x-x') = \int_{-L_x/2}^{L_x/2} dx dx' [\cos k_x x \cdot \cos k_x x' + \underbrace{\sin k_x x \cdot \sin k_x x'}_{\text{средн} = 0}] =$$

$$= \left[\int_{-L_x/2}^{L_x/2} dx \cos k_x x \right]^2 = \left[\frac{1}{k_x} \sin k_x x \Big|_{-L_x/2}^{L_x/2} \right]^2 = \left[\frac{2}{k_x} \sin \frac{k_x L_x}{2} \right]^2 =$$

$$= 4 \cdot \frac{\sin^2(\frac{1}{2} k_x L_x)}{k_x^2} \text{ где } \delta(k_x) \approx \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \cdot \frac{\sin^2 Nt}{t^2} = \pi \delta(t)$$

Тогда верно: при $L_x \rightarrow \infty$ $\frac{\sin^2(\frac{1}{2} k_x L_x)}{k_x^2} \approx \frac{\pi}{2} L_x \delta(k_x)$

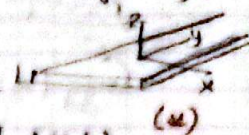
$$G_{xx}^0(yy') = \left(-\frac{4}{\pi}\right) \frac{1}{L_x} \int_0^{\infty} dk_x \int_0^{\infty} dk_y f(k_L) \frac{k_x^2}{k^2} \cos k_y(y-y') \cdot 4 \left[\frac{\sin^2(\frac{1}{2} k_x L_x)}{k_x^2} \right] =$$

$$= -\frac{1}{\pi L_x} \int_0^{\infty} dk_x \int_0^{\infty} dk_y f(k_L) \left[1 - \frac{k_y^2}{k^2}\right] \cos k_y(y-y') \cdot 4 \cdot \frac{\pi}{2} L_x \delta(k_x) =$$

$$= -2[0] = 0? \text{ Может неужели } k_x \rightarrow 0, \text{ а тогда очевидно } k_x \text{ где stripe } (k_x \rightarrow \infty) \text{ как непрерывно непрерывно?}$$

Над: Pass. Eq. (10) и, следовательно SW-PRB (но y'' предполагается $L_y \rightarrow \infty$).

$$G_{xx}(x-x', z-z') = -2 \int dk_x k_x e^{-k_x(z-z')} \cos k_x(x-x')$$



Предполагая z'' , учтем, что $\int_{-\infty}^{\infty} dz dz' e^{-k_x(z-z')} = \frac{2L}{k_x} f(k_x L)$ (4)

$$\begin{aligned} G_{xx}(x-x') &= \frac{1}{L} \int dz dz' G_{xx}(x-x', z-z') = -\frac{2}{L} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x k_x \cos k_x(x-x') \cdot \frac{2L}{k_x} f(k_x L) = \\ &= (-4) \int_{-\infty}^{\infty} dk_x f(k_x L) \cos k_x(x-x') = (-2) \int_{-\infty}^{\infty} dk f(kL) \cos(k(x-x')) = \\ &= (-2) \int_{-\infty}^{\infty} dk \left[1 - \frac{1}{kL} (1 - e^{-kL}) \right] \cos k(x-x') = -4\pi \delta(x-x') + \frac{2}{L} \int_{-\infty}^{\infty} dk \frac{1 - e^{-kL}}{k} \cos k(x-x') = \\ &= -4\pi \delta(x-x') + \frac{2}{L} (-2) \left[K_0(\epsilon \sqrt{z^2 + L^2}) - K_0(\epsilon |z|) \right] \quad ; \quad K_0(x) = C - \ln x \end{aligned}$$

$$G_{xx}(x-x') = -4\pi \delta(x-x') - \frac{4}{L} \ln \frac{|z|}{\sqrt{z^2 + L^2}} = -4\pi \delta(x-x') - \frac{2}{L} \ln \frac{z^2}{z^2 + L^2}$$

$$G_{zz}(x-x') = \frac{2}{L} \ln \frac{z^2}{z^2 + L^2} \quad \text{— обратная ФТ-пара и PRB'02, стр. 1.}$$

Здесь $z(x \perp \text{ границе } y'' (L_y \rightarrow \infty))$ канонически — координаты в двух координатах (*) $\vec{M}_0 \parallel OY$ (где совершенно не имеет wires), но на границе $G_{yy}(x, x')$. Здесь $G_{yy}(x, x') = 0$ при $k_y = 0$. fine stripes с $L_y \rightarrow \infty$

→ Вернемся к случаю $x, y \neq 0$ и лог. сравним $(\vec{M}_0 \parallel OY \text{ как } 12/14)$.

Здесь надо найти $G_{xx}(y, y')$, т.к. $G_{zz}(y, y') = -4\pi \delta(y-y')$ где $y \rightarrow \infty, L/L_y \ll 1$

$$G_{xx}(\vec{r}, \vec{r}') = G_{xx}(x, x', y, y') = -\frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dk_x dk_y f(kL) \frac{k_x^2}{k^2} \cos k_x(x-x') \cos k_y(y-y')$$

$$G_{xx}(k_x, y, y') = -2 \int dk_y f(kL) \frac{k_x^2}{k^2} \cos k_y(y-y'), \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2$$

$$G_{xx}(x-x', y, y') = \frac{1}{2\pi} \int dk_x G_{xx}(k_x, y, y') \cos k_x(x-x')$$

$$G_{xx}(k_x, y, y') = (-2) k_x^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{f(kL)}{k_x^2 + k_y^2} \cos k_y(y-y') \quad \text{— сравн. с } G_{xx}^{nm} \text{ от } 16/14$$

Надо помнить: этот интеграл симметричен, в частности, при $k_x \rightarrow 0$ (stripes).

Помните (16/14) а также $\frac{1}{L_y} \ll 1$ и тогда $f(kL) \approx \frac{1}{2} kL$, что позволяет считать y -профиль y -функцией. Неподобно более точно:

$$G_{xx}(k_x, y) = (-2) k_x^2 \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{f(kL)}{k_x^2 + k_y^2} \cos k_y y, \quad y = y - y'$$

$$I(k_x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{f(kL)}{k^2} \cos k_y y = \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \left[1 - \frac{1}{kL} (1 - e^{-kL}) \right] \frac{\cos k_y y}{k^2} =$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{\cos k_y y}{k_x^2 + k_y^2} + \frac{1}{L} \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{[e^{-\sqrt{k_x^2 + k_y^2} L} - 1]}{(k_x^2 + k_y^2)^{3/2}} \cos k_y y$$

— важно учесть, что $p, -p$, нет, поэтому e^{-kL} .

Answering by 18: Eq (18) is SW-PRB (due to 11 gauge wire) no "y" dependence

$$G_{yy}(x, x') = \frac{4}{L\ell} \left[L \operatorname{Arsh} \frac{L}{\sqrt{\ell^2 + z^2}} - L \operatorname{Arsh} \frac{L}{z} + \sqrt{\ell^2 + z^2} - z + \sqrt{L^2 + z^2} - \sqrt{L^2 + \ell^2 + z^2} \right]$$

$z = |x - x'|$. Since ℓ - gauge G_{yy} by, ℓ - gauge stripe.

$$\ell \rightarrow \infty : \frac{1}{\ell} \left[\sqrt{\ell^2 + z^2} - z \right] = \frac{1}{\ell} \left[\ell \left(1 + \frac{1}{2} \frac{z^2}{\ell^2} \right) - z \right] = 1 - \frac{z}{\ell} + \frac{1}{2} \frac{z^2}{\ell^2}$$

$$\frac{1}{\ell} \left[\sqrt{L^2 + z^2} - \sqrt{L^2 + \ell^2 + z^2} \right] = \frac{1}{\ell} \left[1 - \frac{\sqrt{L^2 + z^2}}{\ell} + \frac{1}{2} \frac{L^2 + z^2}{\ell^2} \right]$$

$$\frac{1}{\ell} \left[\sqrt{\ell^2 + z^2} - z + \sqrt{L^2 + z^2} - \sqrt{L^2 + \ell^2 + z^2} \right] = \frac{1}{\ell} \left[\sqrt{L^2 + z^2} - z \right] + O(z/\ell^2) \rightarrow 0$$

$$\frac{1}{\ell} \left[\operatorname{Arsh} \frac{L}{\sqrt{\ell^2 + z^2}} - \operatorname{Arsh} \frac{L}{z} \right] \approx \frac{1}{\ell} \operatorname{Arsh} \frac{L}{\ell} - \frac{1}{\ell} \operatorname{Arsh} \frac{L}{z} = -\frac{1}{\ell} \operatorname{Arsh} \frac{L}{z} + O(L^2/\ell^2)$$

T.e. $G_{yy}(x, x') \rightarrow 0$ when $\ell \rightarrow \infty$ (infinite wires).

Too polygons in previous calculation no "y", i.e. $k_y = 0$.

→ Dependence on xyz is $G_y \perp$ gauge. Looping. SW stripes, $M_0 \perp$ gauge stripe, M_0 by Ox - gauge stripe direction, $L_x \rightarrow \infty$

$$f(kL) \approx \frac{1}{2} kL \text{ gives } G_{xx}(k_x, y) = (-2)k_x^2 \frac{1}{2} L \int_{-\infty}^{\infty} dk_y \frac{\cos(k_y y)}{(k_y^2 + k_x^2)^{3/2}} =$$

$$= -2k_x^2 L K_0(k_x |y|), \quad G_{xx}(k_x, y) = -2k_x^2 L K_0(k_x y), \quad y = |y - y'|$$

(see 16/17)

B. from eq. we $G_{xx}(k_x \rightarrow 0, y) \rightarrow 0$ - because of SW-PRB pattern.

→ Torga otkazaniye b. e. e. y if $12/17$ or $\sqrt{G_{zz}(p, p')} \sim \delta(p - p')$, G_{zz} square eq.

a. when $\ell \rightarrow \infty$ infinite wires $G_{xx}(k_x = 0, y) = 0$ (!)

$$\text{when } -i\omega m_z(p) = H_0 m_x(p).$$

$$-i\omega m_x = M_s \int d^2 p' G_{zz}(p, p') m_z(p') - m_z H_0(p)$$

$$\omega^2 m_x(p) = M_s \int d^2 p' G_{zz}(p, p') i\omega m_z(p') - i\omega m_z(p) H_0(p) =$$

$$= M_s (-1) \int d^2 p' G_{zz}(p, p') H_0(p') m_x(p') + H_0^2(p) m_x(p)$$

$$[\omega^2 - H_0^2(p)] m_x(p) = -M_s \int d^2 p' G_{zz}(p, p') H_0(p') m_x(p') \quad (*)$$

$$H_0(p) = H_y + H_d(p) = H_i(p) - \text{gauge ext. wave } H_y.$$

B. infinite $L_y \rightarrow \infty$ $G_{zz}(p, p') = -4\pi \delta(p, p')$ in (*) gives

$$[\omega^2 - H_0^2] m_x = 4\pi M_s H_0 m_x, \quad \omega^2 = H_0 [H_0 + 4\pi M_s] \text{ yep, karren, } \infty - \text{mean,}$$

→ Torga H_0 ne dyet $f(p)$.

yep. give $m_z(p)$:

$$-i\omega \left[-\frac{i\omega}{H_0(p)} m_z(p) \right] = M_s \int d^2 p' G_{zz}(p, p') m_z(p') - m_z(p) H_0(p)$$

$$[\omega^2 - H_0^2(p)] m_z(p) = -H_0(p) M_s \int d^2 p' G_{zz}(p, p') m_z(p') \quad (**)$$

(***) $yep. \text{ give } m_z(p),$
- G_{zz} - $\text{same, } 2\pi$
(**) $\text{same as } G_{zz} \text{ eq.}$

Так. как размер $110x L_y \rightarrow \infty$ (wires $\in$ ground $110x$), то
 здесь: $m_2(\vec{r}) \rightarrow m_2(y)$, $H_0(\vec{r}) = H_0(y)$ и используем $G_{zz}(\vec{r}\vec{r}')$
 но x .

$$\lim_{L_y \rightarrow \infty} \frac{1}{L_y} \int dx dx' G_{zz}(\vec{r}, \vec{r}') = G_{zz}(y, y') = \frac{2}{L} \ln \frac{(y-y')^2}{(y-y')^2 + L^2}$$

Поэтому для $m_2(y)$ ($0y \perp$ guide wire, $\vec{M}_0 \parallel 0y$) получим

$$[w^2 - H_i^2(y)] m_2(y) = -M_s H_i(y) \int_{-L/2}^{L/2} dy' G_{zz}(y, y') m_2(y') \quad -MSW-$$

уравнение для поперечно намагнич. wire ($\vec{M}_0 \perp 0x$; $0x$ -гип. ось) $\vec{M}_0 \parallel 0y$.

Note: Это уравнение замкнуто относительно y и y' .

12-16/IV. для конечного прямоугольника с $J_x \neq 0$ ($M_0 \parallel 0y$).

$G_{zz}(yy')$ здесь как в со. PRB-wires, Oct. 1, 2002 (только $y \neq x$).

Здесь $H_i(y) = H_y + H_d(y)$, $H_d(y) = \langle H_d(y, z) \rangle_z$ и от "х" не зависит guide wire.

Вывод: Это упр-е для $m_2(y)$ получается более строго расч.
 локализацию SW могут быть edge $y \approx \pm \frac{L_y}{2}$ of wire, a (PRB'02)
 также возможно со $m_2(y)$ с изменением $\frac{L}{L_y} = \frac{L}{w}$ aspect ratio

Основан расч. to Slavin by Fax.

SW-wires

Not same

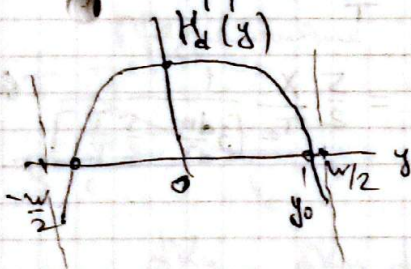
Идея для $w = 1 \mu m$ wires (Slavin):

расч. локализацию (нак. на краях $y = \pm w/2$)

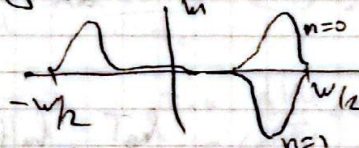
SW могут wires в тесно обн. взаимодействии (∇^2), включая
 гин. магнитостат. поле, но оставив статическое $H_d(y)$,
 ищем $H_i(y) = H_y + H_d(y)$.

Вм. этом возникает гуд. упр. с переменным y -за $H_d(y)$

возмущением,



$H_d(y)$ можно подобрать наравлении по
 граничным $H_d(0)$ и $H_d(w/2) = 0$ и решить
 гуд. упр. асимптотически, в первом пог $m_{x,z}(y)$



вм. этом будет

спец. функции типа $J_n(\pm y)$. Можно $H_d(y)$ подобрать

и $\cos(\pi y)$ $\rightarrow$ тогда упр. больше на со $\cos$ функциями $m_{z,x}(y)$.
 (Bayer)

HAMR

$$\alpha(x) = \alpha(\tau) = \frac{K_1(\tau)}{K_1(0)} = \tanh X \cdot \tanh \frac{X}{2} \quad \text{and} \quad m(\tau) = \frac{1}{3} \left[2 \tanh X + \tanh \frac{X}{2} \right] = m_0(\tau)/m_0(0)$$

$$\begin{aligned} \frac{d}{dT} \left(\frac{M_s}{H_k} \right) &= \left| K_1 = \frac{1}{2} H_k M_s \right| = \frac{d}{dT} \left[\frac{M_s^2}{2K_1} \right] = \frac{1}{2K_1} 2M_s \frac{M_s(0)}{2K_1(0)} \frac{d}{dT} \left(\frac{m^2}{x^2} \right) = \\ &= \frac{M_s^2(0)}{2K_1(0)} \left[\frac{1}{x^2} 2m \frac{dm}{dx} \frac{dx}{dT} + m^2 \frac{(-1)}{x^3} \frac{dx}{dx} \frac{dT}{dT} \right] = \frac{M_s(0)}{H_k(0)} \cdot \frac{m^2}{x^2} \frac{dx}{dT} \left[\frac{2}{m} \frac{dm}{dx} - \frac{1}{x} \frac{dx}{dx} \right] \end{aligned}$$

MFA: $X = \frac{3}{(S+1)} \frac{m}{\tau}$, $\tau = \frac{T}{T_c}$ " $m(T) = B_s(SX)$ - 6 MFA - ca. 13/100

$$C_{\text{gr.}} \frac{dI_A(T)}{dI_A(0)} = \frac{2K_1(T)}{M_s(T)} \cdot \frac{M_s(0)}{2K_1(0)} = \frac{\alpha}{m}, \quad \frac{M_s(T)}{H_K(T)} = \frac{M_s(0)m}{H_K(0) \frac{\alpha}{m}} = \frac{M_s(0)}{H_K(0)} \frac{m^2}{\alpha}$$

$$m(T) = \frac{(S+1)}{3} \times \frac{T}{T_c} = \frac{5}{6} \times \left(\frac{T}{T_c}\right) \text{ for } S=3/2.$$

$$X(T) = \frac{6}{5} \frac{m(T)}{T} T_c$$

$$\frac{dX}{dT} = \frac{6}{5} T_c \frac{d}{dT} \left(\frac{m}{T} \right) = \frac{6}{5} T_c \left[\frac{1}{T} \frac{dm}{dX} \frac{dX}{dT} + m \left(\frac{-1}{T^2} \right) \right] = \frac{6}{5} \frac{T_c}{T} \left[\frac{dm}{dX} \frac{dX}{dT} - \frac{m}{T} \right]$$

$$\frac{5}{6} \frac{I}{T_c} X' = \frac{dm}{dX} X' - \frac{m}{T} \quad , \quad \left[\frac{5}{6} \frac{I}{T_c} - \frac{dm}{dX} \right] X' = - \frac{m}{T}$$

$$\frac{dX}{dT} = \frac{m}{T} \cdot \frac{1}{\frac{dm}{dX} - \frac{5}{6} \frac{T}{T_c}} = \frac{5}{6} \frac{X}{T_c} \cdot \frac{1}{\frac{dm}{dX} - \frac{5}{6} \frac{T}{T_c}} = \frac{5}{2} \frac{X}{T_c} \cdot \frac{1}{\left[3 \frac{dm}{dX} - \frac{5}{2} \frac{T}{T_c}\right]} \quad \text{--- 60 pwr}$$

$$\frac{dI}{dt} = -2f(y_c) \frac{dy_c}{dt} \quad \text{u} \quad y_c(t) = \frac{k_B T}{K_u V_m} \frac{\ln(fot)}{(1 - \lambda I)^2}, \quad \lambda = 4\pi \frac{M_s}{H_k}, \quad I = \frac{M}{M_s}$$

$$\frac{dy_c}{dt} = \left(\frac{kT}{V_m V_m} \right) \left[\frac{1}{(1-\lambda I)^2} \frac{1}{f_0 t} + \ln(f_0) \frac{(-2)}{(1-\lambda I)^3} (-\lambda) \frac{dI}{dt} \right]$$

$$\frac{dI}{dt} = -2f_c \left(\frac{kT}{k_u V_m} \right) \frac{1}{(1-\lambda I)^2} \left[\frac{1}{t} + \frac{2 \ln(fot) \cdot \lambda}{1-\lambda I} \frac{dI}{dt} \right]$$

$$\frac{dI}{dt} = -a \left[\frac{1}{t} + b \frac{dI}{dt} \right]; \quad \frac{dI}{dt} [1 + ab] = -\frac{a}{t}, \quad \text{но так же,}$$

Begib $T(t)$, $V_m(t)$, $\lambda(t)$ u $I(t)$.

$$k_0 = 1. \quad \frac{dy_c}{dt} = \frac{1}{V_m} \frac{d}{dt} \left[\frac{T}{K_u} \frac{\ln(fot)}{(1-\lambda I)^2} \right] = \frac{1}{V_m} \left[\frac{1}{K_u} \frac{\ln fot}{(1-\lambda I)^2} \frac{dT}{dt} + \right. \\ \left. + \frac{T \ln(fot)}{(1-\lambda I)^2} \frac{(-1)}{K_u^2} \frac{dK_u}{dt} + \frac{T}{K_u (1-\lambda I)^2} \frac{1}{t} + \frac{T \ln fot}{K_u (1-\lambda I)^3} \left\{ \lambda \frac{dI}{dt} + I \frac{d\lambda}{dt} \right\} \right]$$

$$\frac{dy_c}{dt} = \frac{1}{V_m K_u (1-\lambda I)^2} \left[\ln x \cdot \frac{dT}{dt} - \frac{T \ln x}{K_u} \frac{dK_u}{dt} + \frac{T}{t} + \frac{2T \ln x}{1-\lambda I} \left\{ \lambda \frac{dI}{dt} + I \frac{d\lambda}{dt} \right\} \right]$$

$$\frac{dy_c}{dt} = \frac{1}{V_m K_u (1-\lambda I)^2} \left[\ln x \frac{dT}{dt} - \frac{T \ln x}{K_u} \frac{dK_u}{dt} + \frac{T}{t} + \frac{2T \ln x \cdot \lambda}{1-\lambda I} (-2) f_c \frac{dy_c}{dt} + \frac{2T \ln x \cdot I}{1-\lambda I} \frac{d\lambda}{dt} \right]$$

$$\frac{dy_c}{dt} = a \left[b + c \frac{dy_c}{dt} \right], \quad \frac{dy_c}{dt} [1 - ac] = ab,$$

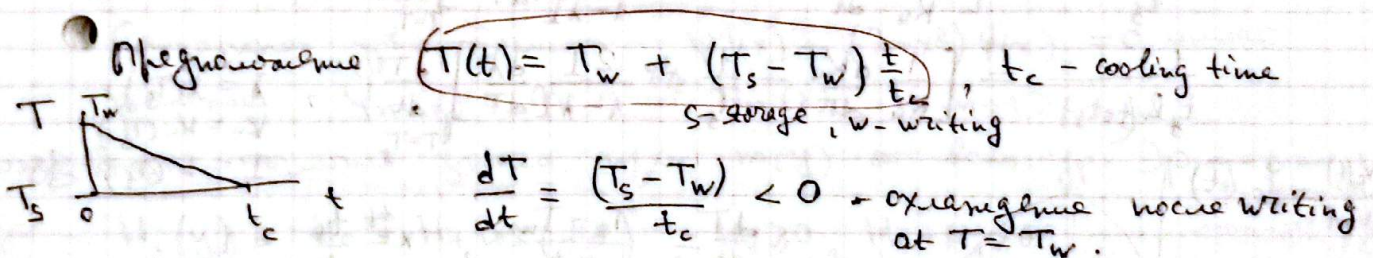
$$\frac{dy_c}{dt} = \frac{1}{V_m K_u (1-\lambda I)^2} \frac{\left[\ln x \frac{dT}{dt} - \frac{T \ln x}{K_u} \frac{dK_u}{dt} + \frac{T}{t} + \frac{2T \ln x \cdot I}{1-\lambda I} \frac{d\lambda}{dt} \right]}{1 - \frac{1}{V_m K_u (1-\lambda I)^2} \frac{(-4) T \lambda f_c \ln x}{1-\lambda I}}$$

$$\frac{dy_c}{dt} = \frac{\left[\frac{T}{t} + \ln x \cdot \frac{dT}{dt} - \frac{T \ln x}{K_u} \frac{dK_u}{dt} + \frac{2T I \ln x}{1-\lambda I} \frac{d\lambda}{dt} \right]}{K_u V_m (1-\lambda I)^2 + \frac{4T \lambda f_c \ln x}{1-\lambda I}}, \quad f(y_c) = f_c$$

но определяем $E_B^+(V) = K_u V \left(1 - \frac{H_d}{H_k}\right)^2 = K_u V (1-\lambda I)^2$
и тогда $E_B^+(V_m) = E_B$

$$\frac{dy_c}{dt} = \frac{\left[\frac{T}{t} + \ln x \cdot \frac{dT}{dt} - \frac{T \ln x}{K_u} \frac{dK_u}{dt} + \frac{2T I \ln x}{1-\lambda I} \frac{d\lambda}{dt} \right]}{E_B + 4T \lambda f_c \ln x \cdot \left(\frac{K_u V_m}{E_B}\right)^{1/2}}$$

- это совпадает с Eq. (16) у Andreas за некл. уменьшения
"I" в процессе чтения информации.



$$\frac{dK_u}{dt} = \frac{dK_u}{dT} \frac{dT}{dt} > 0, \quad \text{т.к. } \frac{dK_u}{dT} < 0 \text{ и } \frac{dT}{dt} < 0.$$

$$\frac{d\lambda}{dt} = \frac{d}{dt} \left(\frac{M_s}{H_k} \right) \cdot \text{уст} - \text{наго параметра не изменяется.}$$

24/IV Безоюз со Слабинским (СВ ИИ. 42198), Lyberatos ^{dim}
о NAMR (ражен в ТАР, резиси на ИСМ-Воме, оинди - цровеири)

Chantrell, Omer (uovra MMM, nobien RPT, omicron SW.8 mndex RPT - zecunay, Zecunay, no quop. q. x R u w' gogyt m(t) - e^x) 
 - m(t) re u(t) mndex u(t) mndex T/),

HAMR - FePt

$$E_A(O_1, O_2) = -K_{Fe} \cos \theta_1 - K_{Fe} \cos \theta_2 - K_{FeFe} \cos \theta_1 \cos \theta_2$$

$\begin{matrix} 0.1 \text{ meV} & 14 \text{ meV} & 8 \text{ meV} \end{matrix}$

Возьмем $K_{\text{пл}} (M_{\text{пл}} \times 0)$ можно получить из $\delta l(0, 0_2)$, что
приведет к экстремуму Гамильтона с анзотропным обменом
 $A J \sim \text{РРР}$), Nowak (он рассказывает о спинах - трюки расщ.

damping & resonance in damped spring
 vector из клас. Hamiltonian, неканониче
 → Or some version, $H_{ex} = - \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$, zge
 Rept - in reversal / stability
 на ниво $S = 3/2$
 $\vec{S}$ - клас. момент и $T=0$.

22/21 HAMR

Испробован / утворенне часови с Andreas (намери в JAP-?)

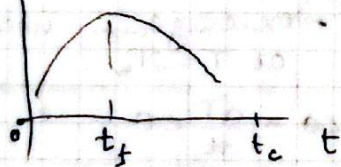
Magnetization freezing (no superconductivity) - $\mu_{\text{froz.}}$ occurs $y_c = \frac{V_c}{V_m}$
(random SPM occurs if $V < V_c$) no magnetic t , $\frac{dy_c(t)}{dt} = 0$

$$\frac{dy_c(t_f)}{dt} = 0 = \frac{I}{t_f} + \frac{dT}{dt} \ln x - \frac{I}{K_u} \ln x \frac{dK_u}{dt} + \frac{2TI \ln x}{1 - \lambda I} \frac{d\lambda}{dt}$$

$$\frac{T_f}{t_f} = \ln_x \left[\frac{T_f}{K_u} \frac{dK_u}{dT} - 1 - \frac{2T_f I}{1 - \lambda I} \frac{d\lambda}{dT} \right]_{T=T_f} \frac{dT}{dt}, \quad \ln_x = \ln(\text{foot})$$

$$\frac{1}{t_f \ln(f_o t_f)} = \left[\frac{1}{K_u} \frac{dK_u}{dT} - \frac{1}{T_f} - \frac{2I}{1-\lambda I} \frac{d\lambda}{dT} \right]_{T=T_f} \frac{dT}{dt}, \quad \begin{aligned} \lambda &= \lambda(T_f) \\ K_u &= K_u(T_f) \\ I &= I(T_f) - \text{gece} \end{aligned}$$

$$\frac{V_c(t)}{V_m} = y_c(t)$$



$$\frac{dT}{dt} = \frac{T_s - T_w}{t_c}, \quad x = \frac{t_f}{t_c} < 1$$

$(t_f = x t_c) \quad f o t_c > 1, f o t_f > 1$

$$\frac{1}{x [\ln(\text{fotc}) + \ln x]} = (T_w - T_s) \left[\frac{1}{T_s} - \frac{1}{K_u} \frac{dK_u}{dT} + \frac{2I}{1-\lambda I} \frac{d\lambda}{dT} \right]_{T_f}$$

при $t_c \rightarrow \infty$ в том уравнении

$$t_c = A t_f \ln(f o t_f) \cdot (T_w - T_s) \quad (21)$$

$$\frac{1}{(T_m - T_f)} = A \ln(f \cdot \theta_f) \quad - \text{onyga 300? (22)}$$

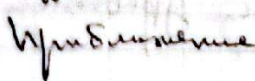
$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left[E - \frac{U_0}{2} \right] \psi(x) = 0, \quad z = -\frac{\hbar^2}{2m} dx$$
$$\frac{d^2 a}{dp^2} + c[E - p_{zm}^2]a = 0 \rightarrow a(p) - \text{функция Хэнкеля. (3-й вид)}.$$

→ Найдем СР односторонней операции $\hat{N} = D\hat{I}$, $D = H - dM_s \nabla^2$
вспомог в заглянув $H_d(u)$ — см. JAP '00 — Eq. (2).

$$(\hat{N} + H_d) \vec{m} = (H - \alpha M_s \nabla^2 + H_d) \hat{L} \vec{m} = 0, \quad \vec{M}_0 \parallel \hat{y}, \quad \vec{m} = (m_x, m_z)$$

$$[-dM_s \nabla^2 + H_i(r^2)] m(r) = 0, \quad H_i = H_y + H_d(r)$$

Все зависит только от "y" и $\nabla^2 = \frac{d^2}{dy^2}$: $\frac{d^2}{dy^2}$



$$\frac{d^2 m}{dy^2} - \frac{1}{\alpha M_3} H_i(y) m(y) = 0 \quad - \text{гр. на } \Phi.$$

$$H_i(y) = H_0 \left[\left(\frac{w'}{2} \right)^2 - y^2 \right], \quad \begin{matrix} w' < w \\ H_0 > 0 \end{matrix}$$

$$m''(y) - \frac{1}{2M_s} H_0 \left[\left(\frac{w'}{2} \right)^2 - y^2 \right] m(y) = 0$$

Гарганное $y'' - \lambda y = 0$ $\psi''(x) + (\lambda - x^2)\psi(x) = 0$ under
problem $\psi_n(x) = a_n e^{-x^2/2} H_n(x)$, $\lambda = 2n+1 > 0$.

begin
u. yr.
name
due m(y)

$$H_i(y) = H_0 + H_1 \cos\left(\frac{\pi y}{w}\right), \quad H_1 \geq 0, \quad H_0 + H_1 > 0$$

$$m''(y) - \frac{1}{\alpha M_s} \left[H_0 + H_1 \cos \frac{\pi y}{W} \right] m(y) = 0$$

$$m''(y) + \left[\frac{-H_0}{dM_g} - \frac{H_1}{dM_g} \cos \frac{\pi y}{w} \right] m(y) = 0 \quad - \text{гравитационная масса.}$$

Samen $\frac{\pi y}{w} = 2z$, $\frac{d^2}{dy^2} = \left(\frac{\pi}{2w}\right)^2 \frac{d^2}{dz^2}$, $y = \frac{2w}{\pi} z$

$$\frac{d^2 m(z)}{dz^2} + \left(\frac{2W}{\pi}\right)^2 \left[-\frac{H_0}{dM_s} - \frac{H_1}{dM_s} \cos 2z \right] m(z) = 0$$

Согласно уравнению Лапласа (Г.-Р.) : $m''(z) + [a - 2q \cos 2z]m(z) = 0$

$$\rightarrow a = -\frac{H_0}{2M_s} \left(\frac{2w}{\pi}\right)^2 < 0, \quad q = \frac{1}{2} \left(\frac{2w}{\pi}\right)^2 \frac{H_1}{2M_c} > 0.$$

Ур.
Магзе

Решим задачу методом аб. функций. Ищем

$$ce_{2n}(z), ce_{2n+1}(z), so_{2n+1}(z), ce_{2n+2}(z) \quad z = \frac{\pi y}{2w}$$

9) $\cos(2\pi z)$ bei $z = \frac{1}{2}$ $\cos(2\pi z) = \cos\left(\frac{\pi}{1}\right)$ $z = 0, 1, 2, \dots$

1) $\cos_{2n+1}(z) \rightarrow \cos(2n+1)z = \cos(2n+1)\frac{\pi}{2w}$

3) $S_{2n+1}(?) \rightarrow S_{2n}(2n+1)z = S_{2n}(2n+1)\frac{J_1}{2w}$

4) $\mathcal{L}_{2n+2}(z) \rightarrow \sin(2n+2)z = \sin(n+1) \frac{\pi z}{w}$

Хочу $m(2\pi/4) = m(y = \frac{1}{2}) = 0$ - прав. уравн(?)

hogerger 1st. $Ce_{2n}(z) \vee n$, no que a-veres.

$\mathcal{L}_{\text{new}, 2n+2}(?) \forall n$, то же π -число.

Пребузнос Чоиско : при $z \rightarrow 0$ (∞ -мечна) $\cos z = \cos n z$
 $\sin z = \sin n z$

Период по $z = 2\pi$, $(z + 2\pi)$

$$\int_0^{2\pi} dz \, m^2(z) = \pi, \quad z_m = 2\pi, \quad \text{coord. } y = \frac{2w}{\pi} z_m = 4w.$$

Квантовое значение "а" (СЗ - или КЗ) - совпадает. пара
 волн $\pm \mu_1$ - гравитационное возмущение, но СФ $\pm \mu_2$ и $-\mu_1$ -
 - разные. $a=0$ сов-в. $\text{ch} \mu \pi = 1$, $\mu=0$ - $w(z)$ - плоские волны.

$$m(z) = Ae^{\mu z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{i2\pi n z} + Be^{-\mu z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{-i2\pi n z} \quad - \text{общая рен.}$$

$$\text{ch } \pi \mu = 1 - 2 \Delta(0) \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \sqrt{a}\right). \quad - \text{гиперболическое уравнение.}$$

Note: yr. give $m(y)$ units bug

$$\frac{d^2 m}{dy^2} - \frac{H_0}{dM_5} \left[\left(\frac{w'}{2} \right)^2 - y^2 \right] m(y) = 0, \quad H_0 > 0.$$

$$\frac{H_0}{4m_s} y^2 = y^2, \quad xy = y, \quad \frac{d^2m}{dy^2} = \frac{d^2m}{dy^2} x^2, \quad x^2 y^2 = y^2$$

После замены переменных 20 ур. приводится к ур.

$$\frac{d^2 m}{dy^2} + \left[-a + \frac{1}{4} y^2 \right] m(y) = 0$$

решением которого яв. функцией нарастающего
излучения (см. Abramowitz - Stegun).

Om yzobnerb.

гармонич. осциллятора $\frac{d^2 y}{dx^2} + [-\alpha \pm \frac{1}{4} x^2] y(x) = 0$, ур. Шредингера $\psi''(x) + [\lambda - x^2] \psi(x) = 0, \lambda > 0$ двл. законом сохранения энергии. пр. параболического цилиндра.

Этого упр. гл. п. параболического цилиндра.

$$\xi_{\min} = \frac{K_u(T_s) V_{\min}}{k_B T_s}, \quad V_{\min}(t_s) = \frac{k_B T_s \ln(fot_s)}{y_c(I_0) K_u(T_s) [1 - \lambda I]_{T_s}^2}$$

$$\xi_{\min} = \frac{K_u(T_s)}{k_B T_s} \frac{k_B T_s \ln(fot_s)}{y_c(I_0) K_u(T_s) [1 - \frac{H_d(I_0, T_s)}{H_K}]^2}$$

$$\frac{d\xi_{\min}}{d \ln(fot_s)} = \frac{T_s}{T_s} \frac{K_u(T_s)}{K_u(T_s)} \frac{1}{y_c(I_0) [1 - \frac{H_d(I_0, T_s)}{H_K}]^2} - \text{Eq. (26)}$$

Observe James (c) $V_{\min}^c = V_c(t_s) = \frac{k_B T_s}{K_u(1 - \lambda I)_{T_s}^2} \ln(fot_s)$

Hybrid recording (h) $V_{\min}^h = V_c(t_s) = \frac{k_B T_s}{K_u(T_s) (1 - \lambda I)_{T_s}^2} \ln(fot_s)$ - slow cooling

Slow Cooling: $\frac{D^h}{D_c} = \left[\frac{V_{\min}^c}{V_{\min}^h} \right]^{2/3} = \left[\frac{T_s K_u^h(T_s) (1 - \lambda I)_{T_s, h}^2 \ln(fot_s)}{K_u^c(T_s) T_s (1 - \lambda I)_{T_s, c}^2 \ln(fot_s)} \right]^{2/3}$

$$K_u^c(T_s) = K_u^h(T_w) \text{ - no yensubur}$$

$$(\lambda I)_{T_s}^c = (\lambda I)_{T_w}^h \text{ - no yensubur}$$

$$\begin{cases} M_s^c(T_s) = M_s^h(T_w), & K_u^c(T_s) = K_u^h(T_w) \\ H_K^c(T_s) = H_K^h(T_w) \end{cases}$$

$$\rightarrow \frac{D^h}{D_c} = \left[\frac{T_s K_u^h(T_s) (1 - \lambda I)_{T_s, h}^2 \ln(fot_s)}{T_s K_u^h(T_w) (1 - \lambda I)_{T_w, h}^2 \ln(fot_s)} \right]^{2/3} \text{ yensubur ungkuc "h"}$$

soo cabn. c (28-1) Eq. Andreas.

2) Fast Cooling

$$V_{\min}^h = V_c(t_s) = \frac{k_B T_s}{K_u^h(T_s) (1 - \lambda I)_{T_s, h}^2} \ln(fot_s)$$

$$\frac{D^h}{D_c} = \left[\frac{V_{\min}^c}{V_{\min}^h} \right]^{2/3} = \left[\frac{T_s \ln(fot_s)}{K_u^c(T_s) (1 - \lambda I)_{T_s, c}^2} \cdot \frac{K_u^h(T_s) (1 - \lambda I)_{T_s, h}^2}{T_s \ln(fot_s)} \right]^{2/3}$$

$$= \left[\frac{K_u^h(T_s) (1 - \lambda I)_{T_s, h}^2}{K_u^c(T_s) (1 - \lambda I)_{T_s, c}^2} \right]^{2/3} = \left[\frac{K_u^h(T_s) (1 - \lambda I)_{T_s, h}^2}{K_u^h(T_w) (1 - \lambda I)_{T_w, h}^2} \right]^{2/3}$$

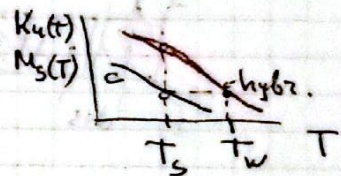
overcome index "h" very low due fast cooling or H. areal density:

$$\rightarrow \frac{D^h}{D_c} = \left[\frac{K_u(T_s) \{1 - \lambda I(T_s)\}^2}{K_u(T_w) \{1 - \lambda I(T_w)\}^2} \right]^{2/3} - \text{Eq. (28-2) y Andreas.}$$

1. u. $\lambda I = 4\pi \frac{M_s(M)}{H_K(M_s)} = \frac{H_d}{H_K} \cdot 0,9 \ll 1$ que HAMR media tuna FePt , $c 4\pi M_s < H_K$

to $\{1 - \lambda I\}^2$ monomem nemo no overegener u $\frac{D^h}{D_c} = \left[\frac{K_u(T_s)}{K_u(T_w)} \right]^{2/3} > 1$

o any $K_u(T_s) > K_u(T_w)$. Due "fast" cooling $\frac{D^h}{D_c} > 1$ overugno.



25/21 Die meisten e-verbraucher aufregung (HARR - model by Lyberatos) Correlation QMM'33

B. 2005 - HARR 1979

$$K_{\perp} = W_m(0) - W_m(0) = -2\pi \langle M^2 \rangle + K_{\parallel}$$

$$K_{\parallel}(L) = \pi \langle (M(r) - \langle M \rangle)^2 \rangle - 3\pi \sum_{k \neq 0} f(kL) |M_k|^2, \quad L = \text{random number}, \quad M(r) = M_2(r) - \text{collinear magnetic component}$$

$$K_{\parallel}(L) = K_{\parallel}(L \rightarrow \infty) + \delta K_{\parallel}(L)$$

$\uparrow$ $\uparrow$
 det. value, $\neq$ zero, $\neq$ 0
 magnetic value, $\neq$ 0

$$N_{22}^{eff} = \frac{2}{(M_{eff})^2} W_m(0=0), \quad K_{\perp} = \frac{1}{4} (M_{eff})^2 (4\pi - 3N_{22}^{eff})$$

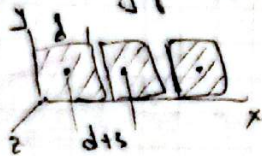
$$K_{\perp} = \pi \langle M^2 \rangle - \frac{3}{4} \cdot 2 W_m(0=0) = \pi \langle M^2 \rangle - \frac{3}{2} W_m(0)$$

$$\frac{3}{2} W_m(0) = \pi \langle M^2 \rangle - K_{\perp} = \pi \langle M^2 \rangle + 2\pi \langle M^2 \rangle - \pi \langle (M - \langle M \rangle)^2 \rangle + 3\pi \sum_{k \neq 0} f(kL) |M_k|^2 = \pi \langle M^2 \rangle + 2\pi \langle M^2 \rangle - \pi \langle M^2 \rangle + \pi \langle M^2 \rangle + (fluct.)$$

$$\frac{3}{2} W_m(0) = 3\pi \langle M^2 \rangle + 3\pi \sum_{k \neq 0} f(kL) |M_k|^2, \quad f(kL) = \frac{1}{kL} [1 - e^{-kL}]$$

$$W_m(0) = 2\pi \langle M^2 \rangle + 2\pi \sum_{k \neq 0} f(kL) |M_k|^2 - \text{magnetic energy of } \vec{M}(r) \parallel \text{OZ and external magnetic field}$$

Усп. во $V \rightarrow$ усп. во S - атомно, т.к. и ОЗ в атомно.



Усп. во S - атомно, т.к. и ОЗ в атомно. δ - ширина ячейки $L = \delta$
 $k_{max} = \frac{2\pi}{(d+s)}, \quad k_{max} L = 2\pi \frac{L}{(d+s)} - \text{зависит от } \frac{L}{(d+s)}$

Атомно $W_m(0) = 2.78 \cdot 10^7 \text{ Дж/см}^3$ и $\frac{K_{\parallel} V_m}{k_B T_s} = 80$,
 атомно $V_m = d^3 = 80 \cdot \frac{k_B T_s}{2.78 \cdot 10^7 \text{ Дж/см}^3} = 80 \cdot \frac{1.38 \cdot 10^{-16} \text{ Дж} \cdot 300 \text{ К}}{2.78 \cdot 10^7 \text{ Дж/см}^3} =$
 $= 80 \cdot \frac{1.38 \cdot 0.3}{2.78} \cdot 10^{-20} \text{ см}^3 = 11.9 \cdot 10^{-20} \text{ см}^3$

$$\delta = L \approx 20 \text{ nm}, \quad \rightarrow \quad d^3 = \sqrt{\frac{V_m}{L}} = \sqrt{\frac{11.9 \cdot 10^{-20} \text{ см}^3}{2 \cdot 10^{-6} \text{ см}}} = \sqrt{\frac{11.9}{2}} \cdot 10^{-7} \text{ см} = 2.4 \cdot 10^{-7} \text{ см}$$

$$d = 2.4 \cdot \text{nm}$$

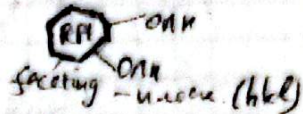
Die Summe der Energie ($\pm M$) - zeigen und zeigen notwendig result
 because $k_{max} \approx 2\pi \frac{L}{d} \gg 1$. and $L = 20-18 \text{ nm}$ const. $d = 2.4 - 2.7 \text{ nm}$,
 т.е. $(L/d) \gg 1$.

Die $kL \gg 1$ $f(kL) = \frac{1}{kL} [1 - e^{-kL}] \approx \frac{1}{kL} \ll 1$ и
 атомно $\sum f(kL) |M_k|^2$ можно пренебречь.

$\rightarrow$ So обосновать предположение Атомно $W_m(0) \approx 2\pi \langle M^2 \rangle$ и $H_d \approx 4\pi \langle M^2 \rangle$

26/XI ^{FePt-K₁(T)} Unfabaco - gonevina paper no K₁(T) - FePt - Xiaowei.
 Roman file to her, Roy and Dieter W.

Discussion e Klemmer/Kuzakov regarding memory FePt
 grains e surfaces e interfaces (K₂) anisotropy
 из-за faceting. Визуально K₂ может быть не только 11,1
 surfaces, но из-за анизотрии spin-орбит свдвиг наклонной
 k faceting plane, которая выходит на поверхность.



HAMR Hannebauer HAMR - paper e Lyberatos (внесение погрешности и изменений).

SW → Discussion e Tamar. Он пересчитал поле bias, которое
 создает поле, которое в месте расположения FeNi 50x50 nm
 эллипса. Это поле на 10-20 % больше пред. значения
 из JAP'02 (May 15), которое внесено в Table моей SW vector el.
 paper со Chabirou e Chentrell. Скажу еще описано все
 свои calc man, которые описаны и прилагаю мне
 Table of resonance fields - lines.

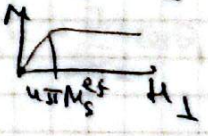
FeCo, Discussion e Olexon Seagate's measurements of FeCo MLs,
 discussion. по поводу, с увеличением M_s (B₂ 2,5 T?)

M_s Freeman прогнозирует рост M_s в ML FeCo, но этот
 рост по сравнению с Fe и не может (объяснить) пред-
 сказать рост M_s в FeCo MLs по сравнению с известными
 bulk - FeCo data. Kevin Minor недавно посчитал FeCo в комп.

[110] - плоскость пленки. Тогда как по Freeman необходимо
 эффект возникает если [001] - плоскость пленки (и то эффект роста
 M_s по M_s of FeCo-ML по сравнению с FeCo-bulk).

K. Minor тем не менее имеет увеличение M_s в своих FeCo-MLs
 (периодический), что никак не объясняет Freeman predictions
 не имеет и объясняет неверными (скорее всего) измерениями M_s.
 Уточним аннотации:

- 1) V-образная форма (перпендикулярная M_sV в эту)
- 2) геометрическая константа анизотропии в м. [110]
 которая приводит к зависимости M_s найденного по
 негидергическим с Fe₂ и пленки.



Для перпендикулярной ориентации OAH в плоскости
 пленки (2D) будет $4\pi M_s^{eff} = 4\pi M_s + \frac{K_1}{M_s}$

$$F(\theta) = 2\pi M_s^2 \cos^2\theta + K_1 \sin^2\theta \cos^2\varphi$$

поперечное. $\varphi_0 = 0 \Rightarrow F(\theta) = (2\pi M_s^2 + K_1) \cos^2\theta + \text{const}$

поперечное $\langle \cos^2\varphi \rangle = 1/2 \Rightarrow F(\theta) = 2\pi M_s^2 - K_1 \sin^2\theta \frac{1}{2} = (2\pi M_s^2 + \frac{1}{2} K_1) \cos^2\theta$

Т.е. $4\pi M_s^{eff} = H_{set} = 4\pi M_s + \frac{K_1}{M_s} > 4\pi M_s, K_1(OAH) > 0.$



(John King)

27/51

SOMA meeting

no property of γ -Zaburimovskii $K_1(T), M_2(T)$

расположе точки сгущае въ минимум, носом alignment
въ magnetic field, носом близина не изменяе.

Восстановить запись в журнале "С" и познакомиться с содержанием. Делать запись в журнале. 20.06/2020

2) Alternative way (Biomimetic & Diverse Chemistry)
Lept - mucosinase dots & 1 cm long, 1 mm wide, 1 mm high
nanoprint.

(5) Хидовей нужно знать $K_1(t)$ где /из новых
функций — коричнев, порове мис.

28/XI

 $K_1(T) - \text{FePt}$

FePt - Anisotropy (HAMR)

Anisotropy of iron goes down to K_1 (Yosida) due to 3d-ions:

$$J_{\text{exch.}} \sim \frac{\lambda^2}{(\Delta E)^2} J, \text{ where } \lambda - \text{parameter spin-orbit interaction}$$

$$J_{\text{so}} = \lambda \vec{L} \cdot \vec{S}, \Delta E - \text{разность уровней в атомар. уровне, } \frac{\lambda}{\Delta E} \ll 1 - \text{TB,}$$

" J - exchange integral for neighboring localized 3d-ions.

Общая анизотропия. Hamiltonian - single-ion (аппроксимация ближайших уровней атомар. уровня из-за ф.с.о.):

$$J_A \sim \frac{\lambda^2}{\Delta E} \quad (2-\text{й порядок TB})$$

$$\frac{J_{\text{an. exch.}}}{J_A} = \left(\frac{\lambda^2}{\Delta E} \right)^{-1} \left(\frac{\lambda^2}{\Delta E} \right) \frac{J}{\Delta E} = \frac{J}{\Delta E} \quad \text{зависит от } J/\Delta E \text{ ratio и}$$

может быть не мало.

$$\rightarrow J_{\text{an. exch.}} \sim \lambda^2, \text{ а } J_{\text{exch.}} \sim \lambda^4 \text{ как для немагн.}$$

→ Alternative approach — учесть влияние Pt-ионов с сильной спин-орбитальной связью (см. 29, 31/XI).

Описание:

- 1) Классический 2-х подсистемный подход
- 2) Fe-sublattice описывается классически, а Pt-sublattice — квантово, но аналогично с Fe-R intermetallics.

$$1) F(\theta_1, \theta_2), \quad \theta_1 - \text{Fe}, \quad \theta_2 - \text{Pt} \quad (\text{см. 21/XI}) \quad \text{OZ || } C'' - \text{fcc cell.}$$

$$F(\theta_1, \theta_2) = -K_1 \cos^2 \theta_1 - K_2 \cos^2 \theta_2 - J_{12} \cos \theta_1 \cos \theta_2 - J \cos(\theta_1 - \theta_2)$$

$$\begin{cases} \frac{\partial F}{\partial \theta_1} = K_1 \sin 2\theta_1 + J_{12} \sin \theta_1 \cos \theta_2 + J \sin(\theta_1 - \theta_2) = 0 & (1) \\ \frac{\partial F}{\partial \theta_2} = K_2 \sin 2\theta_2 + J_{12} \sin \theta_2 \cos \theta_1 - J \sin(\theta_1 - \theta_2) = 0 & (2) \end{cases}$$

J — не сильно $\gg K_{1,2}, J_{12}$. Поэтому $\theta_1 \approx \theta_2$ в (2) умножим

$$2K_2 \sin \theta_2 \cos \theta_2 + J_{12} \sin \theta_2 \cos \theta_1 = 0.$$

$$\sin \theta_2 [2K_2 \cos \theta_2 + J_{12} \cos \theta_1] = 0 \rightarrow \cos \theta_2 = -\frac{J_{12} \cos \theta_1}{2K_2}$$

Учтем θ_2 из $F(\theta_1, \theta_2)$

$$F_{\text{eff}}(\theta_1) = -K_1 \cos^2 \theta_1 - K_2 \left(\frac{J_{12}}{2K_2} \right)^2 \cos^2 \theta_1 - J_{12} \cos \theta_1 \left(-\frac{J_{12}}{2K_2} \right) \cos \theta_1 =$$

$$= -K_1 \cos^2 \theta_1 + \frac{1}{4} \frac{J_{12}^2}{K_2} \cos^2 \theta_1 = -\left[K_1 - \frac{1}{4} \frac{J_{12}^2}{K_2} \right] \cos^2 \theta_1$$

$$K_1^{\text{eff}} = K_1 - \frac{1}{4} \frac{J_{12}^2}{K_2} \quad J_{12} - \text{популяр. } J_2 \sim \frac{1}{K_2} \text{ максимум в } \text{FePt}$$

$$\text{Если } \theta_2 \text{ найдем из (1) без } J, \text{ то } 2K_1 \cos \theta_1 + J_{12} \cos \theta_2 = 0$$

$$\cos \theta_2 = -\frac{2K_1}{J_{12}} \cos \theta_1 \rightarrow F_{\text{eff}}(\theta_1) = -K_1 \cos^2 \theta_1 - K_2 \left(\frac{2K_1}{J_{12}} \right)^2 \cos^2 \theta_1 -$$

$$- J_{12} \cos \theta_1 \left(- \frac{2K_1}{J_{12}} \right) \cos^2 \theta_1$$

$$F_{\text{eff}}(\theta_1) = +K_1 \cos^2 \theta_1 - K_2 \left(\frac{2K_1}{J_{12}} \right)^2 \cos^2 \theta_1$$

Для перебора (учет θ_2):

$$\left. \begin{aligned} \cos \theta_2 &= - \frac{J_{12}}{2K_2} \cos \theta_1 \\ \cos \theta_2 &= - \frac{2K_1}{J_{12}} \cos \theta_1 \end{aligned} \right\} \text{ - система,}$$

т.е. по физ. причинам $K_1, K_2 > 0$ и для любого θ_1 J_{12} имеет $\min F$ при $\theta_1 = 0, \theta_2 = 0$ или π . Поэтому для θ_1 $\cos \theta_1 = 1$ $\max F$ и не найден. Для учета перебора при K_1, K_2 разных знака учтем $J_{12} = J$ - разное знака.

REP - Anisotropy origin

30/11 → Две возмущения: ферромагнитное P_F , $c < M_{Fe} \sim 3 \mu_B$ и парамагнитное - P_F , с сильной спин-орбитали, т.е. с сильной и. анизотропией.

$$F(\vec{h}, \vec{m}) = -\vec{h} \vec{m} + \frac{1}{2} [\chi^{-1}]_{ik} m_i m_k$$

$\vec{m}$ - намагниченность направл. вектор P_F , углы определяем $\vec{h} = J\vec{M}$ - ориентации вектора P_F с намагн. $\vec{M}$.

REP - возмущение uniaxial (f.c.t.), поэтому

$$\chi_{ik} = \begin{pmatrix} \chi_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{22} \end{pmatrix} \text{ - в разном направлении } O_z \parallel c'' \quad \chi_{22} = \chi_{\perp}$$

$$F_m = \frac{1}{2} (\chi^{-1})_{ik} m_i m_k = \frac{1}{2} \frac{1}{\chi_{\perp}} m_{\perp}^2 + \frac{1}{2\chi_{11}} (m_x^2 + m_y^2)$$

$$[\chi^{-1}]_{ik} = \frac{1}{\det \chi} \begin{pmatrix} \chi_{11}\chi_{\perp} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{11}\chi_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{11}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \chi_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \chi_{\perp} \end{pmatrix}$$

$$F(\vec{h}, \vec{m}) = -(h_x m_x + h_y m_y + h_z m_z) + \frac{1}{2\chi_{\perp}} m_z^2 + \frac{1}{2\chi_{11}} (m_x^2 + m_y^2)$$

Учитывая $\vec{m}$ на основе $\frac{\partial F}{\partial m_i} = 0$, $\vec{m} = \vec{m}_0$.

$$\frac{\partial F}{\partial m_x} = -h_x + \frac{1}{\chi_{11}} m_x, \quad m_x^0 = \chi_{11} h_x$$

$$\frac{\partial F}{\partial m_z} = -h_z + \frac{1}{\chi_{22}} m_z, \quad m_z^0 = \chi_{22} h_z$$

$$F(\vec{h}, \vec{m}_0) = -h_x \chi_{11} h_x - h_y \chi_{11} h_y - h_z \chi_{22} h_z + \frac{1}{2\chi_{22}} (\chi_{22} h_z)^2 + \frac{1}{2\chi_{11}} [(\chi_{11} h_x)^2 + (\chi_{11} h_y)^2] = -\frac{1}{2} \chi_{11} h_x^2 - \frac{1}{2} \chi_{11} h_y^2 - \frac{1}{2} h_z^2 \chi_{\perp}$$

$$F(\vec{h}, \vec{m}_0) = -\frac{1}{2} \chi_{\perp} h_z^2 - \frac{1}{2} \chi_{11} (h_x^2 + h_y^2)$$

$$F(J\vec{M}, \vec{m}_0) = -\frac{1}{2} \chi_{\perp} J^2 M_z^2 - \frac{1}{2} \chi_{11} J^2 (M_x^2 + M_y^2) =$$

$$= -\frac{1}{2} \chi_{11} J^2 M^2 + \frac{1}{2} (\chi_{11} - \chi_{\perp}) J^2 M_z^2, \quad \vec{M} = M(\sin \theta \cos \varphi, \sin \theta \sin \varphi, \cos \theta)$$

$$\rightarrow F(J\vec{M}, \vec{m}_0) = F_0 + \frac{1}{2} (\chi_{\perp} - \chi_{11}) J^2 M^2 \sin^2 \theta = F_0 + K_1^{\text{ex}} \sin^2 \theta$$

$$K_1^{\text{ex}} = \frac{1}{2} (\chi_{\perp} - \chi_{11}) J^2 M^2$$

$\chi_{11, \perp}$ - van Vleck восприимчивость вектора P_F , $c < m_{Fe} \sim h_{ex} = J\vec{M}_{Fe}$.

$\chi_{L, \parallel} \sim \frac{1}{\Delta} \sim \frac{1}{\Delta E}$ paramagnetic (Pt) урешени в квант. поле.

$$J = J_{FePt} \text{ strong. } F_{\parallel}(R) = -J_{FePt} (M_{Fe})^2 = -J_{Fe} M^2$$

$$K_1^{ex} = \frac{1}{2} (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}) J_{FePt}^2 M^2 \sim \frac{J_{FePt}^2 M^2}{\Delta}$$

$$\frac{K_1^{ex}}{F_{ex}(R)} \approx \frac{J_{FePt}^2}{J_{Fe} \Delta} = \left(\frac{J_{FePt}}{J_{Fe}} \right) \frac{J_{FePt}}{\Delta} - \text{value is not too } \sim 0.1.$$

$\chi_{\perp}, \chi_{\parallel}$ from Pt - из квант. параметра.

$$F(\vec{M}, \vec{m}) = F_{Fe} + F_{Pt} + F_{int} = F_{Fe}(\vec{M}) + \frac{1}{2} [\chi^{-1}]_{ik} m_i m_k - J \vec{M} \cdot \vec{m}$$

R-R - Fint - same as before, but now also $K_1^{ex} \sim M^2$.

$$\begin{aligned} F(\vec{M}, \vec{m}^0) &= -J_{Fe} \vec{M} \cdot \vec{M} - \frac{1}{2} J_{\parallel} J^2 M^2 + \frac{1}{2} (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}) J^2 M_z^2 = \\ &= -[J_{Fe} + \frac{1}{2} J_{\parallel} J^2] \vec{M}^2 + \frac{1}{2} (\chi_{\parallel} - \chi_{\perp}) J^2 M_z \cdot M_z = \\ &= F_{isot}^{ex}(\vec{M}) + F_{anis}^{ex}(\vec{M}) \end{aligned}$$

- then effect of exchange anisotropy. seen in Fe-sublattice. If we have anisotropy in Fe-Fe - then: anisotropy parameter Pt - none.

Note: $\vec{H}_{ex} = J \vec{M}$ so coupling Fe to Pt none, $\vec{H}_{ex}$ is the same as $\vec{H}_{Pt}$ (Pt - no coupling $\vec{H}_{int} = -\vec{H} \cdot \vec{m}$ none) $\vec{H}_{ex}$ is the same.

$$V = \mu_B \vec{H} \cdot \vec{L} \text{ gas } \delta \text{ 2-nd nearest TB}$$

$$\text{Van-Vleck orbital paramagnetism } \chi_{\omega} = -\mu_B^2 \sum_{\omega} \frac{\sum_{\mu\nu} L_{\mu\nu} H_{\mu} H_{\nu}}{E_n - E_0}, \quad L_{\mu\nu} = \sum_n \frac{\langle 0 | L_{\mu} | n \rangle \langle n | L_{\nu} | 0 \rangle}{E_n - E_0}$$

E_0 and E_n - ground and excited states (excited states) occupied in quantum state, $|n\rangle$ - state of $\langle \Phi$.

χ_{ω} - Van Vleck's orbital paramagnetism (he forgot ω T), χ_{ω} is anisotropic χ , $\chi_{\perp} \neq \chi_{\parallel}$ in general.

2/11 Becerra & Andreas - KMR paper, Buser & CHU Library.

$\chi(\omega)$ - C.P. Slichter - Principles of Magnetic Resonance. Springer-Verlag, Berlin, 1990.

χ_x is x-component of total mag. moment, $\chi_x = \chi_{0x}$ case

$$\text{gas } \chi''(\omega) = \pi \sum_{E_a > E_b} [P(E_b) - P(E_a)] |\langle 0 | \chi_x | b \rangle|^2 \delta(E_a - E_b - \hbar\omega) \quad (*)$$

$$\text{B } \text{ferromagnetic } P(E_a) = \frac{1}{Z} e^{-E_a/kT}, \quad Z = \sum e^{-E_a/kT}$$

основа: брем. т. возмущения (небольшое возмущение).

High-temperature approximation $E_a - E_b \ll kT$ ($\hbar\omega \ll kT$)

$$\chi''(\omega) = \frac{\pi \hbar \omega}{kT^2} \sum_{E_a, E_b} e^{-E_a/kT} |\langle 0 | \chi_x | b \rangle|^2 \delta(E_a - E_b - \hbar\omega)$$

$$\chi_z(x) \Rightarrow \chi'(\omega) = \sum_{E_a, E_b} [P(E_b) - P(E_a)] \frac{|\langle 0 | \chi_x | b \rangle|^2}{E_a - E_b - \hbar\omega} \quad [\chi] = \frac{1}{V} \vec{M} = \frac{1}{V} \sum \vec{\mu}_i$$

Van-Weck susceptib. $\chi_{ij}^{vw} = \frac{2\mu_B}{V} \chi_{ij}, \chi_{ij} = \sum_{n \neq 0} \frac{E_0 - E_n}{\omega_{ij} | \langle n | \chi | 0 \rangle |^2}$

S. Vongsaak . rept
 then Ground state of Pt : $Z = 78$, $5d^9 6s^1$, $g_J = \frac{3}{4}$, $g_J J = 4\sqrt{48}$
 Fe : $Z = 26$, $3d^6 4s^2$, $g_J = \frac{3}{2}$, $g_J J = 6\sqrt{48}$
 coord. $L = 0, 1, 2, \dots$ $\leftarrow 3d^4 X_J$

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2} \left[\frac{1}{T_2} + \frac{1}{T_2} \right] u$$

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} K_{22}(0)$$

$$\frac{1}{T_2} = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} K_{22}(0)$$

$$K_{AB}(\omega) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{-i\omega t} \langle H_A(t) H_B(t+t) \rangle \sim f_{AB}^{\text{class}}(\omega)$$

$$f_{\vec{r}_j} \sim \langle (1 + \vec{r}_j(t) | \vec{r}_j(t) \rangle_{\vec{r}_j} e^{-i\omega t} \int_{-\infty}^{\infty} dt \frac{1}{i} = (\omega)_{\vec{r}_j} K_{\vec{r}_j}(\omega)$$

3/xii

Mag. noise

Mag. noise

Mag. noise можно описать через $\chi(\omega, \vec{q})$ несплошного
на единицу объема образца и измерения Max и/или $\omega \approx \omega_0$
расстояния SW

Два подхода к $\chi(\omega)$:

- 1) через матрицу. Известно $\langle M|B \rangle$ описывает маг. моменты,
т.е. ферромагнетизм + - б.о.е. атома (Slichter, etc.)
- 2) через double-time Green functions, где можно
описать и/или несплошное взаимодействие.

Два подхода абс. непротивоположны linear response theory.

M. noise spectral density given на основе физ. теор. response
(FDT) замкнутое через $\chi''(\omega, \vec{q})$.

HAMR. HAMR - $K_2(T)$ - 6 стр. 17/xii

Andreas и др. описывают намагн. $K_2(T)$ в single-ion model
на основе обменного, т.е. $K_1(T)$. И намагн. ei можно описать
и/или $T > 300 K$ где $T_{PT} < T_c \approx 750 K$.

$$O_2^0(\vec{S}) = 3S_z^2 - S(S+1)$$

$$O_4^0(\vec{S}) = 35S_z^4 - [30S(S+1) - 25]S_z^2 + 3[S(S+1)]^2 - 6S(S+1)$$

$$\frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{\langle O_2^0(\vec{S}) \rangle_T}{\langle O_2^0(\vec{S}) \rangle_{T=0}} = \frac{\langle 3S_z^2 - S(S+1) \rangle_T}{S(2S-1)}, \quad \langle \dots \rangle_T = \frac{1}{Z} \text{Sp}(\dots e^{-\beta H_{ex}})$$

Due $\langle O_4^0(\vec{S}) \rangle_T \neq 0$ надо $S \geq 2$. Due FDT а для $S=3/2$, $\langle O_4^0 \rangle_T \sim$

Уменьшение намагн. из Milner et al. PRB 52, 4336 (1995). $\sim K_2(T) = 0$

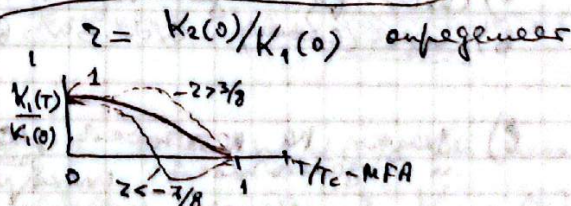
$$\bar{x}_2(T) = \frac{\langle O_2^0(\vec{S}) \rangle_T}{\langle O_2^0(\vec{S}) \rangle_0}, \quad \bar{x}_4(T) = \frac{\langle O_4^0(\vec{S}) \rangle_T}{\langle O_4^0(\vec{S}) \rangle_0}$$

$$\begin{cases} K_1(T) = b_1 \bar{x}_2(T) + b_2 \bar{x}_4(T) \\ K_2(T) = K_2(0) \bar{x}_4(T) \end{cases}$$

Due расходу магн. $\rho = [S] = 2$, т.е. $S=2$ и $5/2$ (Milner '95)

$$\begin{cases} K_1(T) = [K_1(0) + \frac{8}{7} K_2(0)] \bar{x}_2(T) - \frac{8}{7} K_2(0) \bar{x}_4(T) \\ K_2(T) = K_2(0) \bar{x}_4(T) \end{cases}$$

картинки для $K_1(T)$



$$\text{поэтому } \bar{x}_4(T) = \frac{K_2(T)}{K_2(0)}$$

$$\text{Решим уравнение } \bar{x}_4 = f_1(X), \quad m(T) = \frac{M_s(T)}{M_s(0)} = f_2(X), \quad X = \frac{3}{(S+1)} \frac{m}{T}, \quad T = \frac{T}{T_c}$$

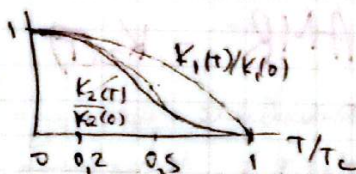
$$X = \frac{3}{s+1} \frac{m(T)}{\tau} \quad \bar{x}_y(T) = \frac{\langle O_y(s) \rangle}{85(s - \frac{1}{2})(s-1)(s-3/2)}$$

$$\begin{cases} \frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \left[1 + \frac{8}{7}z\right] \bar{x}_2(T) - \frac{8}{7}z \bar{x}_4(T) \\ \frac{K_2(T)}{K_2(0)} = \bar{x}_4(T) \end{cases}, \quad \tau = \frac{K_2(0)}{K_1(0)}$$

Конечно, для значений $\alpha \ll 1$. Две $\alpha \ll 1$ можно $\approx$
 считать $\frac{K_1(\tau)}{K_1(0)} = \bar{\alpha}_2(\tau)$ как и где $S = 1, 3/2$.

исследовать (Анизотропия K_1 -T. mod) $\bar{x}_4(T)$ и $\bar{x}_2(T)$ где $S=2$, вычислить $m(T)$ из MFA, $m(T) = B_S \left[\frac{3S}{(S+1)} \frac{m(T)}{T} \right]$, $T = T/T_c$, $\tau \ll 1$.

Nonlinear ($S=2$)



Умножив
 $K_2(0) < K_1(0)$
 можно получить

$$H_2(T) \text{ for } T/T_c > 0.5.$$

Note, que Ref^t $K_2(0) \approx 1/3 K_1(0)$ - cu. Okamoto et al., PRB'02

4/x₁₁ Намекама асрса зга 20/x₁ - 4/x₁₁ одг.

- 1) Mag. weise:
- a) γ -canonbelme edmet grupen ingma na ocnobe
linear response theory
 - b) β -canonbelme edmet grupen ingma na ocnobe
damping $\chi(T, \omega)$, ne ponovnuu xeny Noudk - MC
(Inversion, χ & β in Kohnsh, Boudel)
 - c) anelny dny. χ & β (xeny 6 & 17 Dec.)

2) Anisotropy of rept : a) $K_1(m) \sim m^2$ брэнн. с χ фазамі та зносно
зле $T < 300$ (Станісто) и $T > 300$ K (Thiele)
b) model rept - glyxногрен. сфепрмемемоме : Кемармемемоме χ -за Pt,
омзофном χ -за Pt (χ -анзофном в χ фазе, нест).
c) омісде сема $K_1(T)$ уз анзофном. SW - см. 23/7

• 3) SW in perpendicular to main. stripes:

- а) Calce by Bayer на основе очень прочного геле PT - Stripes - Figs
 б) углер (Carbon) - Arch. SW. в non-uniform $H_2(y)$ - φ Mathe (19/21)
 22/21

6) Указать на возможность не-линейных связей
и рассмотреть возможность нелинейных связей из уравнений $M_2(T)$ (21/21)

4) HARR : a) H2O - evaluation
b) manuscript c) Andreas - critical comments and changes
(20/II, 22/II)
Niederpreis areal density slow and fast cooling (23/II), Niegensauer aben. H₂ = -477(1) - 25/II

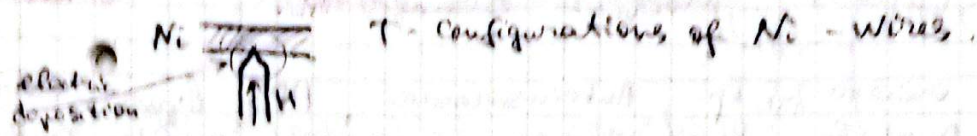
5/11 Comrap H.D. Chopra. Nanowires - BMR
~1000% ballistic GMR in ferromagnetic nanowires
at room temperature

Geometry unconstrained, metal wall, $w \sim 100$ nm
Pirano, PRL 83, 20 Sept. (1999) - Geometrically constrained DW
J. Coy Gy, 020404 PRB (Rap.) - 2001 - DW (domain wall)

Ono et al. APL 75, 1622 (1999) - Ballistic transport

$G = \frac{2e^2}{h} = \frac{1}{12.9 \text{ k}\Omega}$ - quantum conductance step, quantum R.

N. Garcia PRL 82, 5 April (1999) - 200% B Ni nanowires



Poroznosc izmenenno giant BMR - nanowires
nanowires B H - krayevye kontaks - funkts. R(H).

Uvedena: uzrobovanie tips a otkrytie.

Magnetostriktion of Ni: $\lambda = -34 \cdot 10^{-6}$ or 34 nm/mm

H.D. Chopra PRB 66, 020403 (2002)

Ukora $\frac{AR}{R} > 0$, ukora $\frac{AR}{R} < 0$, BMR B ukora $H \leq 1000$ Oe

SPM^{or} (AF) layers, polarization of enhancing mag. dead layers,
multiple ballistic contacts (in parallel and series) -
none can explain all aspects of observed BMR

Ukora ukora ne ukora a ukora BMR effect in
nanowires.

Ukora ukora in ukora - to ukora ukora DW b 90° nano-
contact u b, ukora, to ukora ukora.

Ukora  ukora ukora ukora na -wires u BMR
ukora.

Ukora ukora, ukora ukora no $\lambda(T)$ - FM metals.

Ukora ukora c ukora no ukora ukora $K_{12}(T)$ - RPT
ukora ukora ukora file ukora ukora $K_{12}(T)$ - RPT u to a ukora
no ukora no ukora/ukora - ukora ukora no ukora mag. anisotropy.
Ukora ukora c Andreas - HAMR: on ukora u ukora ukora b $\lambda(T)$.

6/XII - Paganin, Ivanov & Kobayashi PRL - comment.
Nolan only about Zenerianity.

Apr. meeting, meeting Crabtree & Kobayashi, Wernholm & Chenu.
→ Paganin file of Tamar & Nobum Kobayashi files
give PRL 50+50, just elements, using new Kerr-microscopy.
→ Paganin paper - HAMR & Andreas.

9/XII - Changes/Comments to HAMR - paper & Andreas.

Nolan Becagova & him, discuss about Zenerianity & nomenclature.

German meeting: Crabtree, Zivieri (PRL & ^{31. unimagnet} _{c M II m. u. M I m.}),

→ Cho (Minnesota, m. noise - heads) & Tamar, Otani - Shin
→ transfer to Crawford/Covington, & Nobum papers on ^{new} _{SW} ^{to rect. el.}

German Ref. papers: Moch & Bennett ^{Keenleyside} _{APL}.

→ For. res. group: oniasa Zys. Br., Autoinsurance, APS - by now KLM - inner
N. Ureba, deposit Allegretto, using. agenda - PRL, Logo, Friesacker.

E-mail Feb 12/11
2003 10/XII

German papers (in. man 16/X):

go 31/XII → 1) Zenerian m. noise spectral density ref by $\chi''(\omega)$ & SW

→ 2) q. Matve que stripes - SW

3) $K_{1ex}(T)$ & paper & Xlaowei no $K_1(T)$ - PRL

4) $\alpha(T)$ que Feppman. research

go 10/I 03 → 5) Tefuon to PRL - ICM & Andreas (HAMR), SW stripes (Crabtree) &

→ 6) dependence SW-chain paper (6 Phys. Lett. - ?) Wu (K_1 - PRL) - ?

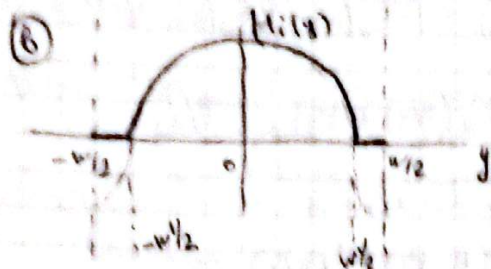
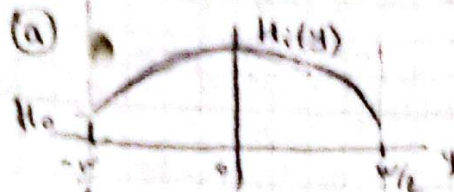
7) Dogenas & noiasa paper SW - Patwari.

→ General & special persons on paper Roussigne-Cherif-Moch
no micromag. Calculations of SW in magnetic stripes - JMMM
Ozgor papers no damping & ferromagnetic metals.

10/21 SN- stripes, $M_0 \parallel$ long side

negot 21/21, $c_1, 12/21$

См. рисунки Zagari 19/21 и Bouché, 22/21.



$$H_i(y) = H_0 + H_1 \cos\left(\frac{\pi y}{w}\right), \quad y = \pm \frac{w}{2} - \text{границы stripe no stripe}$$

$$H_i(y=0) = H_0 + H_1 > 0$$

и $H_1 \geq 0$

$H_i(y=w/2) = H_0$ если $H_0 > 0$, т.е. неограничено $H_i(y)$ не есть синусоида - (a).

Синусоида более синусоида неограничена - (b)

Ограничение $H_0 = 0$, $H_i = H_1 \cos\left(\frac{\pi y}{w}\right)$, $y > 1$

$$y = \frac{w}{w'} > 1, \text{ т.е. } H_i(y) = \begin{cases} H_1 \cos\left(\frac{\pi y}{w}\right), & |y| < w/2 \\ 0, & |y| > w/2 \end{cases}$$

либо при $H_0 < 0$:

$$H_i(y) = \begin{cases} -|H_0| + H_1 \cos\left(\frac{\pi y}{w}\right), & |y| < w/2 \\ 0, & |y| > w/2 \end{cases}$$

где w'' из $\cos\left(\frac{\pi w''}{2w}\right) = \frac{|H_0|}{H_1}$, $w'' < w$, $|H_0| < H_1$.

Оба предельных случая $H_0 = 0$ и H_1 - физические границы.

$H_0 = 0$ - частный случай неограниченного $H_i(y)$

$H_1 = 0$ - $H_i(y) = \text{const}$, т.е. eigenfunction - plane waves.

Ур. Магге (Gauggr. Eq): $(*) \frac{d^2 m(z)}{dz^2} + [a - 2q \cos 2z] m(z) = 0, \quad z = \frac{\pi y}{2w}$

Рассм. случай (a), $H_0 \geq 0$. Случай (b) сводится $w \rightarrow w' (w'')$ и $H_0 \leq 0$.

Тогда $a = -\frac{H_0}{dM_0} \left(\frac{2w}{\pi}\right)^2 \leq 0$ и $q = \frac{1}{2} \left(\frac{2w}{\pi}\right)^2 \frac{H_1}{dM_0} \geq 0$.

$y \in [-\frac{w}{2}, \frac{w}{2}] \rightarrow z \in [-\frac{\pi}{4}, \frac{\pi}{4}]$, $\Delta z = \pi/2$,

Решения ур. Магге имеют вид $\cos$ или $\sin$. "a" - это собств. значения.

Гранич. условия: 1) Периодические $\left(\frac{dm}{dy}\right)_{y=\pm w/2} = 0$

2) Периодические $\left(\frac{dm}{dy} + d \cdot m\right)_{y=\pm w/2} = 0$, где d - pinning величина $\frac{1}{w} \ll 1$

3) Однородно-гетерогенное - unpinned. pinning (to be calculated).

Какие выбрать? т.к. СР имеет однородное, но $\left(\frac{dm}{dy}\right)_{y=\pm w/2} = 0$

Подходит решение ур. а Магге (где $dm/dy = 0$ или $y = \pm w/2$).

Решение СР - $\cos_{2n}(z) \sim \cos\left(\frac{\pi y}{w} z\right)$, z - четное
Решение СР - $\sin_{2n+1}(z) \sim \sin\left[(n+1)\frac{\pi y}{w}\right]$, z - нечетное, см. 22/21

Надо найти реш. ур. Магге (x), которые соответствуют априори. Собственным значениям $a \leq 0$.

Реш. гр. Массе $m(z) = AF_1(z) + BF_2(-z)$

$F_1(z) = \varphi$ - флюид, $F_2(z) = e^{i\varphi} P(z)$, $P(z)$ - непериодич. в $T = \pi$

Если $\alpha = \alpha_1$ и β_2 - рациональные из $\mathbb{C}^3$, то φ - целое

Если φ не целое, то $F_2(z) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} C_{2k} e^{i(\varphi+2k)z}$

§ $m(z) = AF_1(z) + BF_2(-z)$, $m(0) = AF_1(0) + BF_2(0) = (A+B)F_1(0)$

$\frac{dm}{dz} = AF_1'(z) + BF_2'(-z)$, $\left(\frac{dm}{dz}\right)_{z=\pi/4} = AF_1'(\pi/4) + BF_2'(-\pi/4)$

Известно $m(z)$ - периодич., тогда $A=B$, $F_2'(z)$ - непериодич. и

$\left(\frac{dm}{dz}\right)_{z=\pi/4} = AF_1'(\pi/4) - BF_2'(\pi/4) = (A-B)F_1'(\pi/4) = 0$

$\frac{dm(z)}{dz} = AF_1'(z) - BF_2'(z) = (A-B)F_1'(z) = 0$, т.е. $A=B$

$m(z) = A \sum_k C_{2k} e^{i(\varphi+2k)z} + B \sum_k C_{2k} e^{-i(\varphi+2k)z}$ где φ - бери, и $A=B$

$\frac{1}{A} m(z) = 2 \sum_k C_{2k} \cos(2k+\varphi)z$, $\frac{1}{A} \frac{dm}{dz} = 2(-i) \sum_k C_{2k} (2k+\varphi) \sin(2k+\varphi)z$

$\frac{1}{A} m'(z=\pi/4) = (-2) \sum_k C_{2k} (2k+\varphi) \sin(2k+\varphi) \frac{\pi}{4}$

$\sin(k\frac{\pi}{2} + \varphi\frac{\pi}{4}) = \sin(k\frac{\pi}{2}) \cos\frac{\varphi\pi}{4} + \sin\frac{\varphi\pi}{4} \cos(k\frac{\pi}{2}) = \begin{cases} (-1)^k \sin\frac{\varphi\pi}{4}, & k=2k' \\ (-1)^k \cos\frac{\varphi\pi}{4}, & k=2k'+1 \end{cases}$

Получим $\sin(2k+\varphi)\frac{\pi}{4} = 0$, $(2k+\varphi)\frac{\pi}{4} = n\pi$, $2k+\varphi = 4n$ - нецелое, так как бери.

Итак $i\varphi = \mu$ (р. 2.67), $k = \dots, -2, -1, 0, 1, 2, \dots$

$m(z) = Ae^{\mu z} \sum_{k=-\infty}^{\infty} C_{2k} e^{i2kz} + Be^{-\mu z} \sum_{k=-\infty}^{\infty} C_{2k} e^{-i2kz}$

$\text{ch}_{\mu\pi} = 1 - 2\Delta(0) \sin^2(\frac{\pi}{2}\sqrt{a})$, где $a = -|a| \leq 0$ пока.

$\sin(\frac{\pi}{2}\sqrt{-|a|}) = \sin(\frac{\pi}{2}i\sqrt{|a|})$, $\sin(ix) = \frac{1}{2i}[e^{i(ix)} - e^{-i(ix)}] = \frac{1}{2i}[e^{-x} - e^x] = i \text{sh} x$

$\text{ch}_{\mu\pi} = 1 + 2\Delta(0) \text{sh}^2(\frac{\pi}{2}\sqrt{|a|})$, $\Delta(0)$ - коэффициент, $\Delta = F(a, \varphi)$.

Заметим, что $\mu = i\varphi$ - бери.

Если $\mu=0$, $a=0$ $\text{ch}_{\mu\pi} = 1$, $\mu=i\varphi$, $\text{ch}(i\varphi\pi) = \cos\varphi\pi = (-1)^\varphi = 1$, $\varphi = 2n$, $\varphi=0$, a, φ - бери.

и a, φ - бери периодич. гр. Массе $m(z) = A \sum_k C_{2k} e^{i2kz} + B \sum_k C_{2k} e^{-i2kz}$ и

$m(z) = A \sum_k C_{2k} \cos 2kz + B \sum_k C_{2k} \sin 2kz$ - мн. констант и бери 1. независимых перемен.

$\xi_{2k} = \frac{1}{(2k-i\mu)^2 - a}$, $\Delta(i\mu) = \begin{vmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \xi_0 & \xi_1 & \xi_2 \\ \xi_2 & \xi_1 & \xi_0 \end{vmatrix}$, $\Delta(0) = \Delta(i\mu=0)$
 $\xi_{2k}(0) = \frac{1}{(2k)^2 - a}$ где ρ бери $\Delta(0)$.

$\rightarrow 22/\pi$ а число ϵ_{11}'' . Надо учесть CP exchange operator + const. dipolar operator

$$(\hat{N} + \hat{H}_d) \vec{m} = N \vec{m}$$

(const. знаменна (чисел числа зачет SW), и где m_x, m_z :

$$(H - dM_s \nabla^2 + H_d) m_x = N m_x \quad \text{задача на CP, (3). Но } N_x, N_z \text{ не } \vec{m} \text{ не } \vec{m} \text{ не } \vec{m}.$$

$$[-dM_s \nabla^2 + H_i - N] m = 0, \text{ где } \vec{m} \perp \vec{H}_0 \perp \text{ осев. ось}$$

$$\nabla^2 = \frac{d^2}{dy^2}$$

$$\left(\frac{d^2 m}{dy^2} + \frac{1}{dM_s} [N - H_i(y)] m(y) \right) = 0$$

находим функцию $H_i(y)$:

$$1) H_i(y) = H_0 \left[\left(\frac{w'}{2} \right)^2 - y^2 \right], H_0 > 0, [H_0] = \frac{\text{erg}}{\text{cm}^2}$$

$$2) H_i(y) = H_0 + H_1 \cos \frac{\pi y}{w}, H_0 + H_1 > 0, H_1 > 0$$

$$1) \frac{d^2 m}{dy^2} + \frac{1}{dM_s} [N - H_0 \left(\frac{w'}{2} \right)^2 + H_0 y^2] m(y) = 0, z = \sqrt{\frac{H_0}{dM_s}} y$$

$$\frac{d^2}{dz^2} = \frac{d^2}{d(\sqrt{H_0} y)^2} = \frac{dM_s}{H_0} \frac{d^2}{dy^2} \rightarrow \frac{d^2 m}{dz^2} + [\lambda + \frac{dM_s}{H_0} z^2] m(z) = 0$$

$$\text{где } z = \left(\frac{H_0}{dM_s} \right)^{1/4} y = \xi y, \frac{d^2 m}{dy^2} = \frac{d^2 m}{d(\xi y)^2} = \xi^2 \frac{d^2 m}{dz^2}$$

$$\xi^2 \frac{d^2 m}{dz^2} + \frac{H_0}{dM_s} \left[\frac{N}{H_0} - \left(\frac{w'}{2} \right)^2 + \frac{z^2}{\xi^2} \right] m(z) = 0, \xi^2 = \left(\frac{H_0}{dM_s} \right)^{1/2}$$

$$\xi^2 \frac{d^2 m}{dz^2} + \xi^4 \left[\frac{N}{H_0} - \left(\frac{w'}{2} \right)^2 + \frac{z^2}{\xi^2} \right] m(z) = 0$$

$$(*) \left(\frac{d^2 m}{dz^2} + [\lambda + z^2] m(z) \right) = 0, \text{ где } \lambda = \xi^2 \left(\frac{N}{H_0} - \left(\frac{w'}{2} \right)^2 \right) \geq 0. \text{ no } \text{const.}$$

$$N - H_0 \left(\frac{w'}{2} \right)^2 = N - H_i(0)$$

Вне зависимости от знака λ , это уравнение решается функциями (Р. - Р. 9.24-25):

$$(*) \text{ имеет решение } m(z) = D_{-\frac{1}{2}(1+i\lambda)} [\pm (1+i)z], z, \lambda - \text{ вещ. и мним.}$$

$$\text{Если в } (*) \quad z^2 = -z'^2, z = iz'$$

$$- \frac{d^2 m}{dz'^2} + [\lambda - z'^2] m(z') = 0, \frac{d^2 m}{dz'^2} + [-\lambda + z'^2] m(z') = 0$$

- нулево не изменяется, за учт. знака λ .

$$D_n(z) \sim e^{-z^2/4} H_n(z/\sqrt{2}) - \text{полиномы Эрмита}$$

с индексом n

Доказательство: $D_p(z)$ имеет канонич. инт. интегральное представление с Whittaker functions

См. канонич. интегр. представление

$$D_p[(1+i)x] + D_p[-(1+i)x] = \frac{2^{1+p}}{\Gamma(p)} e^{-\frac{i}{2}(x^2 + p\frac{\pi}{2})} \quad (*)$$

$$(*) \int_0^\infty \frac{\cos xt}{t^{p+1}} e^{-it^2/4} dt, -1 < \text{Re } p < 0, \text{ Re } p = -\frac{1}{2} \text{ и мним.}$$

Вывод: $D_p(z)$ является, нелинейно как годится тран. уст. при $y = \pm \frac{w}{2}$.

→ (2) H_2 ref. gas. $C_{H_2} = 33.25 \text{ J/mol}^\circ\text{C}$, $\gamma = \frac{5}{2}$

$$\frac{d^2 m}{dy^2} + \frac{1}{4M_2} \left[N - H_0 - H_1 \cos \frac{\pi y}{w} \right] m = 0 \quad , \quad \mu = \frac{1}{2} \left(\frac{\pi w}{\pi} \right)^2 \frac{H_1}{4M_2} \geq 0$$

→ Ansofte $a = \frac{(N - 110)}{d M_a} \left(\frac{2w}{\pi} \right)^2 \geq 0$ (pamam 10/ku d'ane $a \leq 0$).

$N > 0$ no crossing, H_0 never > 0 or < 0 , $N - H_0 = N - H_0(\omega/2) \geq 0$

$$\frac{d^2 m}{dz^2} + [a - 2q \cos 2z] m(z) = 0 \quad \text{--- yf. la. 10}$$

Типичные значения ($a \sim 10^2$ и $q \sim 10^3$) (то a и может $q \gg 0$).

Duoeneg. $\mathcal{H} = c$: $\chi_{1/2} = 1 - 2\Delta(u) \sin^2(\frac{\pi}{2}\sqrt{u})$, $\mu = i$.

d) Remember again $q = 0$ (unitary limit) :

$$a = v^2 = \frac{1}{\mu^2}, \quad \text{ch } \mu \pi = \text{ch}(i v \pi) = \cos \pi v = 1 - 2 \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \sqrt{a}\right) \\ \bar{a} = v = \text{gerade}, \quad a = v^2 \quad \begin{aligned} &= 2 \cos^2\left(\frac{\pi}{2} \sqrt{a}\right) - 1 \\ &= \cos(\pi \sqrt{a}) \end{aligned}$$

b) $q \leq 1$ gars

$$a = v^2 + \frac{q^2}{2} \frac{1}{v^2 - 1}, \quad v - \text{не } u_{\text{норм}}$$

$$v^2(a, q) = a + bq^2, \quad a = a + bq^2 + \frac{q^2}{2} \frac{1}{a-1}, \quad b = -\frac{1}{2} \frac{1}{a-1}$$

$v^2(a, q) = a - \frac{q^2}{2} \frac{1}{a-1}$, $\Rightarrow$ ф. Вормера Вормер v^2 нагад с учетом 2" (неогнорозносн $v^2(a)$)

Note: уравнение Котте имеет неперм. решения с $T = \pi, 2\pi$
где ν - целых - $\text{Ce}(z)$, $\text{Se}(z)$ и ν - нецелых (решения Флора)
и второе неперм. решение где ν - целых. (в другом пермод.)

Решения уравнения $F_0(z)$ и $F_0(-z)$ имеют период $2\pi m_2$, если $\nu = \frac{m_1}{m_2}$,
они линейно независимы для ν - иррациональных.

Решение Флора позволяет определить

$$\sigma_v(z, \bar{z}) = \frac{1}{2} [F_v(z) + F_v(\bar{z})] - \text{res. } \text{CP}$$

$$S_{\psi}(z, z) = \frac{1}{2i} [F_{\psi}(z) - F_{\psi}(-z)] \quad \text{— нечет. ф-я}$$

Note: $\vec{V}$ - "wave-vector" определяется из гранич. условий, $\vec{V}$ - векторная,
 тогда $\cos \pi V = 1 - 2\Delta(\omega) \sin^2(\frac{\pi}{2}\sqrt{a})$ уравнение для $\alpha(\vec{V}, \omega)$ - гиперболическое,
 т.е. резонансные частоты ω_n - макс. дисперсии (slope с $\vec{k}_0 \perp \vec{q}_n$)

→ Можно ли выполн. гранич. условия $m(\pm w/2) = 0$ или $\frac{dm}{dy}(\pm w/2) = 0$ с условием "д" тогда есть второе непрерыв. ин. незав. решение у Марке) не придется вводить "д" - неслучайно?

→ Видим, второе гранич. условие $m=0, m'(\pm w/2)=0$ не с какими "д" выполнимо, надо вводить смен. ур. уст. $\frac{dm}{dy} + dm = 0$ ($y \neq \pm w/2$)

12/11 → Pierre Asselin, Seminar "Software engineering" for interview - RSM in Modeling (non-ops?)
 http: +cl .tools
 CVS

C and C++ tricks

SW - stripes.

Найти блогов о своем управ. качеств
 где понимают управ. Марке.

$$\frac{\partial m}{\partial z} + d \cdot m \Big|_{z=\pm \frac{\pi}{4}} = 0, \quad z = \pm \frac{\pi}{4} \text{ const } y = \pm \frac{u}{2} - \text{upper stripe}$$

$$m(z) = A \sum_k C_{2k} e^{i(2k+v)z} + B \sum_k C_{2k} e^{-i(2k+v)z} = z$$

$$= A \sum_k C_{2k} [\cos(2k+v)z + i \sin(2k+v)z] + B \sum_k C_{2k} [\cos(2k+v)z - i \sin(2k+v)z] =$$

$$= \underbrace{(A+B) \sum_k C_{2k} \cos(2k+v)z}_{\text{real CP}} + i \underbrace{(A-B) \sum_k C_{2k} \sin(2k+v)z}_{\text{imaginary CP}}$$

Итак CP - real $m(z) = \sum_k C_{2k} \cos(2k+v)z$

$$\frac{\partial m}{\partial z} + dm = 0 \Rightarrow \sum_k C_{2k} \left[-(2k+v) \sin(2k+v) \frac{\pi}{4} + d \cos(2k+v) \frac{\pi}{4} \right] = 0$$

Для каждого $k: [-\infty, \infty] = 0$, $(2k+v) \tan(2k+v) \frac{\pi}{4} = d \Rightarrow v_0(k)$, каковы
 углы. управ. качеств. Но v не может быть произвольным k ,
 v - это некоторый определенный exponent u . k - wave.

Задача Уравн. - лог. с $\hat{L}u = \frac{d}{dx} \left[p(x) \frac{du}{dx} \right] + q(x)u(x)$

Предвар $v^*(x)u'(x) \Big|_{x=a} = v^*(x)u'(x) \Big|_b$, где $p(x) = \text{const}$

$u(x)$ и $v(x)$ - гл. мн. разбавленного элемента $\hat{L}u + \lambda u = 0$
 групп. гр. $M=1$.

Если условие гранич. $v^*(x)u'(x) \Big|_{x=a} = 0$

тогда $v(a)=0$ или $u'(a)=0$ и
 также $v(b)=0$ или $u'(b)=0$.

Если v - нечетный, то гл. мн. разбавл. v - нечет. управ. качеств
 есть $F_v(z) = F_v(-z)$ или $C_{2k}(z) = \frac{1}{2} [F_v(z) + F_v(-z)]$, $S_{2k}(z) = \frac{1}{2i} [F_v(z) - F_v(-z)]$

$$F_v(z) = e^{ivz} \sum_k C_{2k} e^{i2kz}$$

$$u \rightarrow C_{2k}(z) = \sum_k C_{2k} \cos(2k+v)z, \quad v \rightarrow S_{2k}(z) = \sum_{k=-\infty}^{\infty} C_{2k} \sin(2k+v)z$$

$$v^*u' \Big|_{z=a} = \left[\sum_k C_{2k} \sin(2k+v) \frac{\pi}{4} \right] \left[\sum_{k'} C_{2k'} (2k'+v) \sin(2k'+v) \frac{\pi}{4} \right] =$$

$$= \left[\sum_k C_{2k} \sin(2k+v) \frac{\pi}{4} \right] \left[- \sum_{k'} C_{2k'} (2k'+v) \sin(2k'+v) \frac{\pi}{4} \right]$$

Услови. Это же условие k можно с тем же $\sin(2k+v) \frac{\pi}{4} = 0 \quad \forall k$,

Is the zabozhskaya the Andronovo culture? Verzav.

$\cos(\theta_k, \nu) = 0$ ist. Dann ist $V_k = \nu$ - Normalenvektor

(Faint handwritten notes at the bottom of the page)

$$m_2(z) = \gamma \cos_2(z) + \sum_{k=0}^{\infty} d_{k,p} \sin(n_{k,p})z -$$

$$m_1(z) = \text{Sel}_0(z) \quad \text{and } 2\text{-nd } p\text{-ad. } m_2(z) = 2^{\text{Sel}_n(z)} + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{2^k} \text{Sel}_{2k+p}(z) \quad \text{normal } p=1$$

Bugao, 1980 $m_2 (\rho = 1.174)$ ≈ 0 normal behavior

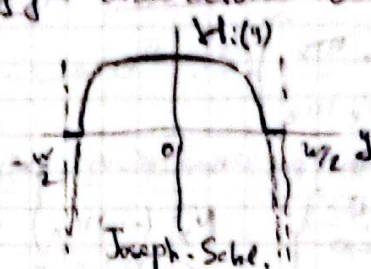
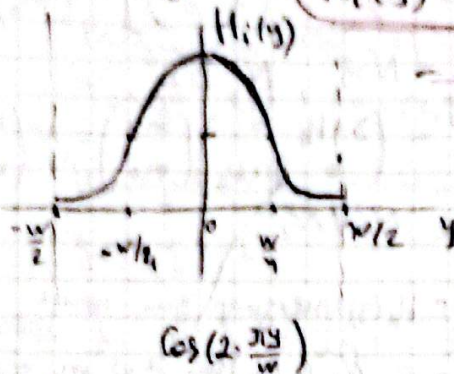
$$C_{2k+1}(N_4) = 0, \quad \text{for } 2k \neq \frac{n}{4} = 0 \Rightarrow S_{2k+1}(N_4) = 0, \quad C_{2k+1}(2k+1) \frac{n}{4} = 0 \quad \forall k.$$

•••••

43-3а показаны концы интервала $z = 1.74$.

Можно рассмотреть влияние и влияния, когда
интервал $2 = 1 \frac{1}{2}$ и заданная точка масса, что

$$b_{2,0} \quad (H_1(y) = H_0 + H_1 \cos(2 \cdot \frac{\pi y}{w})) \quad , \quad z = \frac{\pi y}{w} \quad , \quad |y| \leq w/2$$



- Ho stiga utgittes H. (S) som ordet kenne
sygler ommevare af Joseph Schumann.

gives: non-bonding $\psi_{\text{non-bonding}} = \frac{1}{2}$
on C, S-shape $\text{Mo}(r)$.

H: ¹³(y) norm = const
6 80% обр. на бг. на
микро stripe - w.

Преимущество - $\cos(2\frac{\pi y}{w})$ - метод параметризации:

т. Макс прекрасно работает, прописи ^{2-ой и 3-ей} Сен(2) Сен-1(2)

ног June 2221 орань Елзган, их расказы также Елзган,

т.е. выполнено. $\frac{\partial m}{\partial y} = 0$ и $m(\pm w/2) = 0$ легко $\frac{\partial^{n-1}}{\partial y^{n-1}}$ удовлетворяет, выбирая $C \neq 0$.

Dryophanes
longipennis SW:
W. 1000. gba CP

$$\frac{d^2 m}{dy^2} + \frac{1}{dm_s} [N - H_0 - H_1 \cos(2 \frac{\pi y}{w})] m(y) = 0, \quad 2 \frac{\pi y}{w} = 2\pi$$

$$\frac{d^2 m}{dz^2} + \left(\frac{W}{\pi}\right)^2 \frac{1}{\alpha M_3} \left[N - H_0 - H_1 \cos 2z \right] m(z) = 0$$

$$\frac{d^2 m}{dz^2} + [a - 2q \cos 2z] m(z) = 0 \quad \text{c} \quad \left(a = \frac{(N-H_0)}{2m_1} \left(\frac{W}{\pi} \right)^2, \quad q = \frac{1}{2} \left(\frac{W}{\pi} \right)^2 \frac{H_1}{2m_1} \right)$$

$$\rightarrow \text{Trans. } Q = \frac{1}{2} \frac{W^2}{\pi^2} \frac{4\pi M_s^2 P}{2A} = \frac{1}{\pi} \frac{W^2 M_s^2}{A} P \sim \frac{1}{3} \frac{10^{-8} \text{ cm}^2 \cdot 10^6 \pi^2 \text{ cm}^3}{10^{-6} \text{ cm}^2} P = \frac{1}{3} P \cdot 10^4 \sim 10 \cdot 10^2$$

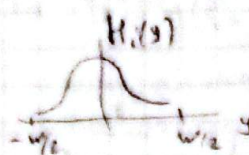
Значение $H_0: H_1 (\neq w/2) = H_0 - H_1 \geq 0$ незначительно, $H_1 > 0$.

13/III

SW stripes, $\vec{N}_0 \perp \text{plane}$ 

Однородность на границе поле

$$H(y) = H_0 + H_1 \cos(2 \cdot \frac{\pi y}{w})$$

и выражаем СФ и СЗ как функции номера магн. (n) и угла φ . Магн. $q = \frac{1}{2} \left(\frac{w}{\pi} \right)^2 \frac{H_1}{\Delta M_s}$.

($H_0 = H_1$), $H_1(\pm w/2) = 0$ - чтобы избежать граничных условий.
 → СФ $C_n(z, q)$ и $S_n(z, q)$ - ф. Магн. с чётным индексом, n - чётное - C и нечётное - S .

Абр. - Конгл. глас $C_n(z, q)$, $S_n(z, q)$ только для $q \leq 1$
 (Наим. из экспериментальных значений $q \sim 10^2$).

JAP'00 (без гл. гл. поле):

$$\hat{N} \vec{m} = i\omega \hat{T} \vec{m} - H_d \hat{I} \vec{m}$$

$$[\hat{N} + H_d \hat{I} - i\omega \hat{T}] \vec{m} = 0 \quad \left[\begin{pmatrix} D & 0 \\ 0 & D \end{pmatrix} + H_d \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} - i\omega \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \right] \begin{pmatrix} m_x \\ m_z \end{pmatrix} = 0$$

$$(\hat{D} + H_d) m_x + i\omega m_z = 0$$

$$-i\omega m_x + (\hat{D} + H_d) m_z = 0$$

$$[\hat{N} + H_d \hat{I}] \vec{m} = N \vec{m}, \quad \hat{N} = D \hat{I}$$

$$[\hat{N} + H_d \hat{I}] \vec{m} = \begin{pmatrix} D + H_d & 0 \\ 0 & D + H_d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} m_x \\ m_z \end{pmatrix} = N \begin{pmatrix} m_x \\ m_z \end{pmatrix}$$

$$D = H_d \Delta M_s^2: \begin{cases} (D + H_d) m_x = N_x m_x \\ (D + H_d) m_z = N_z m_z \end{cases} \quad \text{В общем случае } N_x \neq N_z.$$

Гл. значение $\hat{N}$ оператора $+ H_d(y)$ - неогнор. гл. поле

$$yD \quad \begin{cases} N_x m_x + i\omega m_z = 0 \\ -i\omega m_x + N_z m_z = 0 \end{cases} \quad N_x (-i\omega m_x) + \omega^2 m_z = N_x (-N_z) m_z + \omega^2 m_z = 0$$

$$\frac{\omega^2}{\gamma^2} = N_x N_z$$

- условие SW, используем

$$\text{СФ оператора } \hat{N} + H_d \hat{I} \text{ и } \hat{D} + H_d = -\Delta M_s \nabla^2 + H + H_d(y)$$

Т.к. СФ $(\hat{N} + H_d \hat{I})$ оператора есть $C_n(z, q)$, $S_n(z, q)$, то

$$\hat{H}_i(y) m_d(y) = \left[-\Delta M_s \frac{d^2}{dy^2} + H_i(y) \right] m_d(y) = N_d m_d(y), \quad d = x, z.$$

СФ зависит от номера "n" и характеристики гл. поле $q = \frac{1}{2} \left(\frac{w}{\pi} \right)^2 \frac{H_1}{\Delta M_s}$.Для $d = x, z$ "n" могут быть разные: $N_x \rightarrow N_x^n$, $N_z \rightarrow N_z^n$ и

$$\frac{1}{\gamma^2} \omega_{nn'}^2 = N_x^n N_z^{n'} \quad \text{замена SW - зависит от двух индексов}$$

СФ $m_x^n(z)$ и $m_z^n(z)$.

$$m_x^n(z) = C_n(z, q) \text{ или } S_n(z, q) \text{ и тогда } m_z^n(z).$$

Смена SW заменяется квантованием a_n - амплитуда гл. Магн. $a_n = a_n(q)$, или n' где $m_x^n(z)$, $m_z^n(z)$ - СФ.

$$\text{Согласно обознач. Абрам.-Конгл.} \rightarrow a = \begin{cases} a_n - \text{глас } n \text{ (чётный)} \\ b_n - \text{глас } n \text{ (нечётный)} \end{cases} \quad \begin{cases} C_n(z) \\ S_n(z) \end{cases}$$

$$N_n = H_0 + \Delta M_s \left(\frac{\pi}{w} \right)^2 a_n$$

$$\text{Эр. волн. вектор } k_n = \frac{\pi}{w} \sqrt{a_n}$$

$$\text{При } q=0 \quad a_n = n^2 \text{ и } k_n = \frac{\pi n}{w} \quad \text{и } \cos\left(\frac{\pi n}{w} y\right), \sin\left(\frac{\pi n}{w} y\right) - \text{СФ.}$$

Dmeryane T. Koehler no bovine high-freq.
modes in cylinders $R=100 \text{ nm}$, $L=20 \text{ nm}$.

On magnetic 2 mag: $f_0 \approx 1 \text{ GHz} \sim f_{1,2} 10 \text{ GHz}$
A Crayon, too 10 GHz mag no esb apogean, no b upmanne
boznomna.

→ Crayon: $\frac{w_n}{\delta} = N_n$ - neberna.

Mag naion aboni bug CP $m_n^2(y)$ - noisese w_n na
osobe ne tovero N_n , no u gus. mofomox elementov
gus. gus. none.

B ML e FM - odmenom $\frac{w_n}{\delta}$ kusenon rogo coobes -
cabyer CP e min $\frac{w_n}{\delta}$ yzov bzob ropanu e ML-stack.
Dua APM buguon banyu SRT, on ne ovan APM-ML

14/XII Mag. noise - spin-valves, CPP-MLs, proper damping term
Vozrobova choro pezame no current state of my
calculations of m.noise in spin-valve and CPP ML sensors of read
heads.
Vozrobova 2-3 chazga gus gupert. meeting (gus Chantrell).

Pre-history:

1) Koreno May 2002 - vpegraban e Omeron vpegras no m.noise
b read heads (moy ravo - SW-peaks u spectral density), b vobvay.

2) Aug. 13, 02: me nochrablena zagara zammarce omuchamen mag.
noise in read heads (CPP) na Modeling meeting - anemurulen,
a micromag. calcs - napamono geras Parker.
Zagary cpopuzupoban Rottmayer (Heads), nochrabn Kryler.

3) Aug. 27, 02 ^{and Nov. 8, 02} - ceunap - asres interns Yungei (Heads) ^{and Mustafa} no
m.noise in spin-valve and CPP heads (mukn 4-6 GHz, zabuchit ot
karp. rova)

4) 9-10 Sept. 02 - a koreno bovine m.noise: zamman $\frac{w_n}{\delta}$ rogo
SW b gbychovineu m.noise na osobe FMM-87 (jan. rogo b
vpegras rokoer chab) u FTT-93 (net gus. coupling)

5) Sept. 12, 02 - ^(moyrui zhen. SW) - Hejden - 30 Aug.)
 $\frac{w_n}{\delta}$ e rokoer $\frac{w_n}{\delta}$ read sensors (s.valve, CPP) e Hejden
(Heads)

6) Sept. 14, 02 - Gema Spin-valve head (no Smith) u noxog k CPP-MLs

7) Sept. 16, 02 - s.valve (MSW b ognu. m.noise) noise - SW

→ 8) Sept. 16 02 - 18, 02 - CPP-MLs noise (bozob $\frac{w_n}{\delta}$ rogo SW na
osobe FMM-87, 0,02 gus $\frac{w_n}{\delta}$, cu. 20/E, rogo 28/E

damping
→ 9) Sept. 18 - Oct. 10, 02 - proper damping term u $S_{33}(\omega)$ - m.noise pow. density

→ 10) Oct. 18, 02 - cur. damping term (gus Gilbert), 25/E, 28/E, 4/E - bozobna bozobn -
osobne caye. none e m.noise

11G $\int_{h_0}^{h_0 + \Delta h} \frac{dm_2}{dt} = f(h) [-H_0 + H_0 m_2] (1 - m_2^2)$, $h_0 > 0$ - in field

m. reversal of H_0 to $H_0 + \Delta h$ $H_0 = \frac{2K}{M_0} \cdot \ln \frac{1}{1 - m_2^2}$ - in no gas gradient, no nebula (!)

$m_2 = M_2 / M_0$ nebula universe: $h = H_0 / H_k$, $\frac{1}{(1-h^2)} \ln \frac{h-m_2}{h-m_2^2} = \frac{1}{2} \frac{1}{(h+1)} \ln \frac{1+m_2}{m_2^2+1} + \frac{1}{2} \frac{1}{(h-1)} \ln \frac{1-m_2}{1-m_2^2} = f(h) \frac{H_0 t}{(1+d^2)}$

wherefore, $\frac{dm_2}{dt} = \frac{f(h) H_0}{(1+d^2)} [-h + m_2] [1 - m_2^2] = B [-h + m_2] [1 - m_2^2]$

$\frac{1}{[m_2-h][1-m_2^2]} = \frac{a}{[m_2-h]} + \frac{b}{[1-m_2]} + \frac{c}{[1+m_2]}$

$1 = a(1-m_2^2) + b(m_2-h)(1+m_2) + c(m_2-h)(1-m_2)$

$\begin{cases} 1 = a - hb - hc \\ 0 = b(1-h) + c(1+h) \\ 0 = -a + b - c \end{cases} \quad \begin{aligned} a = b - c \rightarrow 1 = b - c - hb - hc = \\ = b(1-h) - c(1+h) = 2b(1-h) \\ b = \frac{1}{2} \frac{1}{1-h}, \quad c = \frac{1}{(1+h)} (-b)(1-h) = -\frac{1}{2} \frac{1}{(1+h)} \end{aligned}$

$a = b - c = \frac{1}{2} \frac{1}{1-h} + \frac{1}{2} \frac{1}{1+h} = \frac{1}{1-h^2}$

$dm_2 \left[\frac{1}{1-h^2} \frac{1}{m_2-h} + \frac{1}{2} \frac{1}{1-h} \frac{1}{1-m_2} - \frac{1}{2} \frac{1}{1+h} \frac{1}{1+m_2} \right] = B dt$

$\frac{1}{(1-h^2)} \ln(m_2-h) + \frac{1}{2} \frac{1}{(1-h)} (-1) \ln(1-m_2) - \frac{1}{2} \frac{1}{(1+h)} \ln(1+m_2) = Bt + C$

$f(m_2) = Bt + C, \quad C = f(m_2(0))$

$\frac{1}{(1-h^2)} \ln \left(\frac{m_2-h}{m_2^2-h} \right) - \frac{1}{2} \frac{1}{(1-h)} \ln \left(\frac{1-m_2}{1-m_2^2} \right) - \frac{1}{2} \frac{1}{(1+h)} \ln \left(\frac{1+m_2}{1+m_2^2} \right) = Bt$

if $h=0$ in r.a. c m_2^2 cupaba

$\ln(m_2) - \frac{1}{2} \ln(1-m_2) - \frac{1}{2} \ln(1+m_2) = Bt + C$

$\frac{1}{2} \ln(m_2^2) - \frac{1}{2} \ln(1-m_2^2) = Bt + C \Rightarrow \frac{m_2^2}{1-m_2^2} = 2Bt + 2C = A$

$m_2^2 = A(1-m_2^2), \quad m_2^2 = \frac{A}{1+A} = \frac{2(Bt+C)}{1+2(Bt+C)}, \quad B = \frac{f(h) H_0}{1+d^2}$

Хорошо Паркера: 1) надо $\frac{d}{d^2+1}$ в ур. гр.

→ 2) гр. гр. 1-го порядка, абсорбция (правда не забавно от) берга универсальность $\frac{dm}{dt} = F(m) \rightarrow \int_{m_0}^{m_2} \frac{1}{F(m)} = t + C, \quad m_0 = m(t_0), \quad C = t_0$

→ 3) 3-го гр. ур. Клейн, Клаусен, Барца-Пал, Мерзгоф - и другие, т.е. без no nebula без nebula

→ 4) $\tau = \frac{f(h) H_0 t}{1+d^2}, \quad \tau(d) \rightarrow \max$ up to $d=1$ и $t \rightarrow \min$, где on буга и маркет $\alpha=1?$

→ 5) без one из ур. гр. 1-го гр. because не имеет т.е. одно $m_2 = f(\tau)$ из буга гр. гр.

→ 6) 7-го гр. 4-го порядка (и другие) и другие и другие и другие

- 16/11 Review test: Organized by discussion + S. Bedia + J. Bedia (supersymmetric Green's test)
- Phonons + Quasiparticles (PQ) $\rightarrow$ (magnons, phonons, etc.)
 - Various interactions (magnon-phonon, magnon-magnon, etc.)
 - 1. A. Dabiz (on resonance + magnon-phonon interaction results in non-Fermi behavior)
 - 2. A. Dabiz (on "magnon-phonon" interaction, especially about "magnon-phonon" interaction)
 - 3. Phonons + Quasiparticles (magnons, phonons, etc.)
 - 4. MQ (magnon-phonon interaction, especially about "magnon-phonon" interaction)

17/11 Seminar 4-magnon damping: appl. to m. reversal
A. Dabiz: "Intrinsic non-linear relaxation" (4-7 magnon-phonon)

Extrinsic: impurities, defects

Intrinsic: phonons, con. electrons, magnon-magnon

Coherent switching and coherent relaxation

Large angle ($\theta = 45^\circ$) microwave sweeps, low small angle ($\theta = 15^\circ$)

Further $\Delta = 0$ resonance.

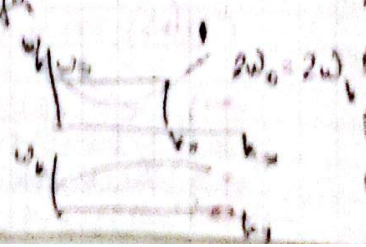
Resonance $k \sim \frac{1}{500 \text{ Å}} = 0.002 \cdot 10^8 \text{ Å}^{-1} = 2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$

$H > 1 \text{ kOe}$

$\langle M \rangle$ with $k=0$ magnons disappear from 0

magn $M(1) \sim H_{\text{appl}}$

W. reference frequency same as ω_0
 Resonance 4-7 magnon processes



$\Delta E_{0,022} = \tau_{HG} = 2,5 \text{ ns}$ - too great data

$\Gamma_{\pm}(k \pm k) \sim N_0$, $N_0 \sim (\Delta \omega)^2$ - switching angle

Hydrogen beam gas detector D, up to 0.1 mbar due to hydrogen.
Turner, 4.5 year damping time 0.2-0.4 ns.

Siegman Exp. Simulations (Science 1993, e-beam switching)

hydrogen $\Delta E_{H} = 0,037$, 170 cmbar beam, 0.9 $\Delta E_{\text{PMR}} = 0,005$

oscillation $\Delta E_{\text{H}} = \Delta E_0 + \Delta E_{\text{4.5 mbar}}$

Beam gas of hydrogen and noise to 50 nm (Pb) write heads
Koga hydrogen nanogap $\kappa_{\text{app}} \sim 1 \text{ GHz}$ (data rate $\sim 1 \text{ GB/sec}$)

Current and future projects:

- 1) finite size effects (realistic read/write head)
- 2) surface roughness (2-magnon)
- 3) Abrahams - δ -magnon scattering - superconductors?

To observe non-linear damping effects need:

Switch $\theta > 90^\circ$, high M_s (Pb), large applied fields ($> 500 \text{ Oe}$)

Ph. Rev.

C. Kittel, Abrahams ~ 1960

→ Hydrogen gas infrastructure:

$\langle M \rangle \parallel H$ noise reversal experiments, no $\langle M \rangle < M_s$ phenomenon,
beam to 50% up to 1 GHz (1 GHz) noise correlation -
beam noise. No more noise level observed.
damping ΔE due to Γ -magnons. No $\alpha = f(k)$ noise observed.

Hamcane e-mail Parker's age a zagan prog
beposob no nobody no organizat 3 mesi SW - pasare due
men. Patuavi.

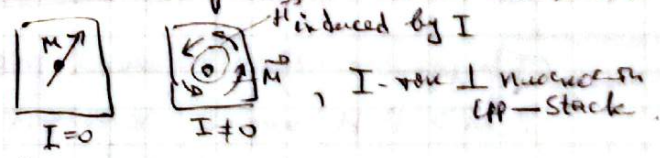
18/xi → theme about Parkera a discussion with Ray.
Parker comes, 1700 on the way to the barbers M₀(z)
- static magnetization is given, moment $\vec{M}_0$, where $\vec{M}_0(z)$ (or $\vec{M}_0$).
No too big error passed. In JAP'00 is indicated:
1) SW is very low. In M₀(z) dependence of uniform
2) frequency ω , i.e. mag. elements - same; $\langle H_x^2 \rangle = 0$
 $\langle H_x^2 \rangle \ll \omega^2/8$ is a prerequisite. Symmetrical
about $\vec{M}_0(z)$, $\vec{M}_0 \parallel \vec{M}_0$.

Mag. noise - exp.

→ Discussion of noise measurements at Heijden, Gokemeijer and Ray.

Central one unexpected, basically, that CPP-stack
magnetoresistance noise ($\omega_{2\pi} < 1 \text{ GHz}$), and FMR-SW noise.
For noise under given frequency: "flicker" or $1/f$ noise,
Varga + $\sqrt{\ln \ln T}$ is a very important signal noise
given (+/-) states, so the frequency is Δ .

For which in magnetic bias fields $H_0 < 500$ Oe observed
a behavior as a function of CPP-noise.
When from noise increases at head-to-head signal and
increases change in magnetoresistance $M(z)$ to some case.
For magnetoresistance dependence of current I - CPP.
Basically "vertex" state



Mils presentation comes to
Slides - presentation at Head-sept. meeting on Dec. 2, 2002 (given I:
/projects, a comparison of some new results).
Con. notes of exp. details - 18/xi.

→ Mils presents ppt - files to Gornaga 2/xii, Gornaga
interns Yunfei and Mustafa to Mag. noise in head sensors.

→ Davay A. Rebei no kapper. symmetrical (non-paired) - uniform.
Klappert-Hamiltonian, uniform SW-FMR, uniform
ground state (single-domain) frequency $\lambda(\omega) f(\omega) = 1$
where $\lambda(\omega)$ - uniform constant bath - $f(\omega)$ - S-bath coupling
constant. Signal $\omega = \omega_0$ and $1 \ll 1$ case (logarithmic) and
S.B. - $S_{yy}(\omega)$ and δ noise - file of Oct. 10 - Mag. noise.
Frequency signal $S_{yy}(\omega)$ with $\omega \rightarrow 0$ and $\omega \rightarrow \infty$
(Smith) (dynamical)
by the frequency ω is the power, no freq. changes to the frequency
noise. $\lambda(\omega) f(\omega) = \text{const}$ and $\text{const} \cdot \omega$ is the noise, frequency
dependence. No noise dependence $S_{yy}(\omega) = A + B\omega^2$ and a very
clear.

19/XI Визуал с А. и А. в пб. музей (не совсем спеш без)
 в Cardinal Wright (орган замещения Tracy - 40¢ за ^{универсаль} конспект,
 процесс "Dlugoski" из списка класса) и в Allegheny
 Apts (работу до 150¢ с учетом иного за cleaning, поделная
 процесс чистки мебели и глянцевание мебели).

→ Друзья с Adrian и Roy (миссия друг о работе Adrian).

Термин coarsen by Overhauser "Paramagn. relaxation in metals"
 (транз. маг. моменты ферромагнетиков - обмен e-тока - обмен. механизм)

2) by Callen - Welton - FDT - равновесные флуктуации,
 линейная теория - linear resp. theory

3) by Parkin '93 - 1/5 в GMR CPP stacks -

1/2 noise - mag. noise не thermal SW/magnon (прыг. гомог. слоев?) -
 - noise noise below saturation of the stack, noise random,
 - м. 1/2 noise $\sim |dR/dH|$ or $(\frac{dR}{dH})^2$

20/XII SW stripes, $\vec{M}_0 \perp \vec{z}$ plane

Надо найти способ аналитического / численного - MCA
 поперечных функций Магнетизма где $q \sim 50-100$.

СФ $m_n(z) = C_n(z, q)$ или $S_n(z, q)$

Абсолютный вид $m_n(y)$ - СФ магнетизма где y - разность магнетизма.
 элементов гомогенного поля. $y = \frac{w}{\pi} z$, $(z = \frac{\pi y}{w})$

Соб. значения обратного оператора N

$$N_n = H_0 + \Delta M_s \left(\frac{\pi}{w}\right)^2 a_n, \quad (a_n - \text{СЗ уравнение Магнетизма})$$

→ Заметим, но $\frac{1}{f^2} \omega^2 m_n = N_x^n N_z^{n'}$ - неверно, т.к. надо учитывать что
 $\omega_{nn'}$ еще и гомогенное поле как в заготовке SW-PRB или JAP'00.

$a_n(q)$ можно найти аналитически.

$$z_{\max} = \frac{\pi}{w} \frac{w}{2} = \frac{\pi}{2}, \quad -\frac{\pi}{2} \leq z \leq \frac{\pi}{2}, \quad z \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right] \rightarrow T = \pi. \quad (\text{нормог})$$

$$\text{Чет. СФ: } \hat{m}(z) = \sum_{m=0}^{\infty} A_{2m} \cos(2mz), \quad \hat{m}(\frac{\pi}{2}) \neq 0, \quad m'(\pi/2) = 0$$

$$\text{Нечет. СФ: } \hat{m}(z) = \sum_{m=0}^{\infty} B_{2m} \sin(2mz), \quad \hat{m}(\pi/2) = 0, \quad \hat{m}'(\pi/2) \neq 0.$$

Гранич. условия $\hat{m}(y = \pm \frac{w}{2}) = \hat{m}(\pm \pi/2) = 0$. $\sin 2mz$ удовлетв. этим
 гр. условиям - выбор четных СФ как $S_n(z, q)$ с четными "n".

→ Четные СФ - $C_n(z, q)$ с четными "n", т.е. $\sum_m A_{2m+1} \cos(2m+1)z$.

Т.е. четные СФ имеют период 2π ,
 нечетные СФ имеют период π .

$$\left| \begin{aligned} m_n(z) &= C_n(z, q) \\ \text{удовн. } m_n(\pm \frac{\pi}{2}) &= 0 \\ \text{или } n - \text{нечет.} \end{aligned} \right|$$

1) Нормальные моды (р - $C_{0n}(z, t)$ и нормальн. м. (r=1))

$$G_{01} = V_1 - 1, \quad G_{0m2} = V_m - \frac{1}{G_{0m}} \quad (m \geq 3)$$

$$V_m = \frac{(A-m^2)}{2}, \quad \text{где } A = A_n(t) \text{ и } G_{0m} \text{ — } 1^{st} \text{ и } 2^{nd} \text{ моды}$$

$$C_{0n}(z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} A_{2m+1}(A_n) G_{0s}(2m+1) z$$

$$G_{0m} = A_m / A_{m-2}, \quad m \geq 3. \quad \text{Моды } A_1, A_2, A_3, \dots$$

A_1 — упругость и др. и др. свойства.

Каждая моды G_{0m} , где $A_m = (G_{0m} \cdot A_{m-2}) \quad (m \geq 3)$,

$$\sum_{m=0}^{\infty} (A_{2m+1})^2 = 1 \quad \text{— нормировка}$$

A_n — функции z — произвольн.

2) Нормальные моды (р - $S_{0n}(z, t)$ и нормальн. м. (r=1))

$$G_{01} = V_2, \quad V_m = (A-m^2)/2, \quad G_{0m2} = V_m - \frac{1}{G_{0m}} \quad (m \geq 3)$$

$$\text{Упр } m \geq 4 \quad G_{0m} = B_m / B_{m-2}$$

$$S_{0n}(z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} B_{2m} \sin(2mz), \quad B_0 = 0, \quad B_2 \text{ — упругость}$$

$$\sum_{m=1}^{\infty} B_{2m}^2 = 1 \quad \text{— нормировка. Каждая } G_{0m} \text{ и } B_m = G_{0m} \cdot B_{m-2} \quad (m \geq 4)$$

B_n — функции z — произвольн.

Вывод: A_n, B_n — возм. произвольные функции. Масса в пруж. системе (колебательная на основе Eq. Абрама-Дегна, и др. — произвольн. где функции z и u — функции z и u — др. др.

Упр. для z и u — SW стрипс, $M_0 \perp$ грав. система

22/11 Нормальные моды SW-расов стрипс с $M_0 \perp$ грав. системе
от 13/11 (там нормирование функции z и u — др. др.)

Введем UD от 19/11 (на основе 12/11): $U \parallel M_0$, A — грав. система

$$\begin{cases} -i\omega m_2(p) = \hat{H}_i^*(p) m_2(p) \\ -i\omega m_2(p) = -m_2 \hat{H}_i^*(p) + M_2 \int dy' G_{02}(p, y') m_2(y') \end{cases}, \quad G_{02}(k, y, y') = 0, \quad \hat{H}_i^*(k, y)$$

$$H_i(p) \rightarrow \hat{H}_i^*(p) = H_2 + H_4(p) - dM_2 v^2 = \hat{D} + H_4 \quad (\text{см. 13/11}), \quad \text{где } dM_2 v^2 \ll H_4$$

по сравнению с системой UD от 13/11 введение моды A и G_{02} , смещаемости функции z и u .

Все функции z и u — z , по z — грав. система (12/11)

$$\begin{cases} -i\omega m_2(y) = \hat{H}_i^*(y) m_2(y) \\ -i\omega m_2(y) = -\hat{H}_i^*(y) m_2(y) + M_2 \int dy' G_{02}(y, y') m_2(y') \end{cases}$$

$$13/11 \text{ вводили } \hat{H}_i^* m_2(y) = N_2 m_2(y) \quad \text{и } C_3 = N_2, \quad d = 1, 2$$

Umformung: $(\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1)$ mit $\mathcal{H}_0 = \mathcal{H}_1$. (16) (17)

$$\begin{cases} \omega^0 m_1(y) = N_1 m_1(y) \\ \omega^1 m_1(y) = N_1 m_1(y) + M_1 \{ \mathcal{H}_1 G_{22}(y, y') \} m_1(y') \end{cases}$$

$$\omega^2 m_1(y) = N_1 \{ \omega^1 m_1 \} = N_1 N_1 m_1(y) + N_1 M_1 \{ \mathcal{H}_1 G_{22}(y, y') \} m_1(y')$$

$$(18) \quad \{ N_1 N_1 - \omega^2 \} m_1(y) = N_1 M_1 \{ \mathcal{H}_1 G_{22}(y, y') \} m_1(y') \quad \left(\text{für } y \in \text{Int}(\mathcal{H}_1) \right)$$

Es gilt: $\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_0$ (für $y \in \text{Int}(\mathcal{H}_1)$)

$$\{ \omega_1^2(y) - \omega^2 \} m_1(y) = N_1 M_1 \{ \mathcal{H}_1 G_{22}(y, y') \} m_1(y') \quad , \quad \omega_1(y) = \omega_2(y)$$

Da $\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_0$ gilt: $m_1(y) = m_2(y)$

$$\{ N_1 M_1 - \omega^2 \} m_1^2(y) = N_1 M_1 \{ \mathcal{H}_1 G_{22}(y, y') \} m_1^2(y')$$

$$\int_{\mathcal{H}_1} dy \, m_1^2(y) = \{ \mathcal{H}_1 \} \{ \mathcal{H}_1 m_1^2(y) m_1^2(y') \} = N_1 M_1 \{ \mathcal{H}_1 G_{22}(y, y') \} m_1^2(y')$$

$$\int_{\mathcal{H}_1} dy \, m_1^2(y) = A_n \delta_{n,n} \quad , \quad A_n = \text{normierte Fläche}$$

Def. $\omega_n^2 = N_n^2 \omega_n^2$ (mit $\omega_n^2 = \omega_n^2$ (für $y \in \text{Int}(\mathcal{H}_n)$))

Da $\mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_0$ gilt: $m_1^2(y) = m_2^2(y)$ (für $y \in \text{Int}(\mathcal{H}_1)$)

$$\{ \omega_n^2 - \omega^2 \} A_n = N_n^2 M_n \{ \mathcal{H}_1 G_{22}(y, y') \} m_1^2(y) m_2^2(y')$$

$$\text{Für } y \in \text{Int}(\mathcal{H}_1) \quad \left(\omega_n^2 = \omega_n^2 - \frac{1}{A_n} N_n^2 M_n \{ \mathcal{H}_1 G_{22}(y, y') \} m_1^2(y) m_2^2(y') \right)$$

Es gilt: $\omega_n^2 = \omega_n^2$ (für $y \in \text{Int}(\mathcal{H}_n)$)

$$\left(\omega_n^2 - \omega_n^2 \right) = \frac{1}{A_n} N_n^2 M_n \{ \mathcal{H}_1 G_{22}(y, y') \} m_1^2(y) m_2^2(y')$$

$$\bullet \quad \frac{1}{A_n} \omega_n^2 = N_n^2 \quad , \quad N_n = \frac{1}{A_n} \omega_n^2 \quad , \quad \text{mit } \mathcal{H}_1(y) = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1 \quad (y \in \text{Int}(\mathcal{H}_1))$$

$$N_n = \frac{1}{A_n} \omega_n^2 \quad , \quad \mathcal{H}_1^2 m_n(y) = N_n m_n(y)$$

$$G_{22}(y, y') = \frac{1}{L} \ln \left[\frac{(y - y')^2}{(y - y')^2 + L^2} \right] \quad \left(\text{für } y, y' \in \text{Int}(\mathcal{H}_1) \right)$$

$$\omega_n^2 > \omega_n^2 \quad \text{für } y \in \text{Int}(\mathcal{H}_1) \quad , \quad \mathcal{H}_1 G_{22} m_1^2 m_2^2 > 0$$

$$A_n = \int_{\mathcal{H}_1} dy \, [m_1^2(y)]^2 \quad \text{ist die Fläche} \quad = 1 \quad , \quad \text{für } y \in \left[-\frac{L}{2}, \frac{L}{2} \right]$$

$$\int_{\mathcal{H}_1} dy \, G_{22}(y, y') = \left(\frac{L}{2} \right)^2 \int_{-1}^1 \Gamma(x, x') \quad , \quad \Gamma(x, x') = \frac{1}{L} \ln \left[\frac{(x - x')^2}{(x - x')^2 + 1} \right]$$

$$\omega_n^2 = \omega_n^2 \left[\omega_n^2 - \frac{1}{A_n} N_n^2 M_n \{ \mathcal{H}_1 G_{22}(y, y') \} m_n(y) m_n(y') \right] = \omega_n^2 + \delta_n^2$$

$$\bullet \quad \delta_n^2 = - \frac{1}{A_n} N_n^2 M_n \{ \mathcal{H}_1 G_{22}(y, y') \} m_n(y) m_n(y') \quad \text{mit } \mathcal{H}_1 = \mathcal{H}_0$$

$$\delta_n^2 = - \frac{1}{A_n} N_n^2 M_n \int_{\mathcal{H}_1} G_{22}(y, y') m_n(y) m_n(y') \quad , \quad G_{22}(y, y') = \frac{1}{L} \ln \left[\frac{(y - y')^2}{(y - y')^2 + 1} \right]$$

$$\frac{1}{4\pi} q(z^2) \frac{w}{\pi} = \frac{1}{4\pi} \frac{2}{L} \ln \left[\frac{(z^2)}{(1)^2 + \frac{L^2}{4\pi^2}} \right] \frac{w}{\pi} = \frac{1}{2\pi^2} \frac{1}{p} \ln \left[\frac{(z^2)^2}{(z^2)^2 + p^2 z^2} \right]$$

$$\delta_n^2 = -N_n \omega_n \left(\frac{1}{2\pi^2 p} \right) \frac{\int dz \ln \left[\frac{A^2}{A^2 + p^2 z^2} \right] m_n(z) m_n(z)}{\int dz m_n^2(z)}$$

$$\frac{1}{\delta^2} \Omega_n^2 = \omega_n^2 + \delta_n^2, \quad \omega_n = N_n, \quad p = L/w$$

$$N_n = H_0 + \frac{2A}{M_s} \left(\frac{\pi}{w} \right)^2 a_n, \quad w = 1 \mu m, L = 33 \mu m, \quad \frac{A}{M_s} = 2.97 \frac{G \mu}{\text{cm}}$$

Борн и 13/π $H_0 = 4\pi M_s p, \quad H_0 = H_1, \quad A = 1.3 \cdot 10^{-6} \frac{G \mu}{\text{cm}}, \quad M_s = 800 \text{ G}$

$$\frac{\Omega_n}{2\pi} = \frac{\gamma}{2\pi} \sqrt{N_n^2 + \delta_n^2} = \sqrt{\left(\frac{\omega_n}{2\pi} \right)^2 + \left(\frac{\gamma}{2\pi} \right)^2 \delta_n^2}, \quad [\delta_n^2] = \text{se}^2$$

Дане $a_1 = -61.8, \quad \gamma = 51.8$ негн $\delta_1^2 = 1.146 \cdot 10^6 (\text{se}^2)$

n	SW-мода				
	1 (2)	3 (4)	5 (6)	7 (8)	
$G H_2, \frac{\omega_n}{2\pi}$	0.40	0.83	1.34	1.73	- "Значит n" соотв. перес. моды"; вычислен по расчёту
$\rightarrow G H_2, \frac{\Omega_n}{2\pi}$	3.24	4.58	5.41	6.51	- с учётом гн. гн. моды

Для табу. негн. мод расчёт SW-расчёт строит с $\vec{M}_0 \perp$ гн. слое и 13/π.

ω_n - частота без, а Ω_n - частота с учётом гн. мод.

Вывод: Ω_n - моды все же гн. моды (гн. мод. - гн. моды), но SW-локализация моды $y = \pm w/2$

Крест локализации (Ф) в областях малой $H_i(y)$ приводит к тому, что $H_{ex} \sim k^2 > 0$ практически компенсирует малые $H_i(y)$ вблизи краев. Делен. вклад велик, но замаскирован малыми $H_i(y)$.

Регулярное $H_i(y)$: $\omega_n \sim \left[H + H_d^{\text{stat}} + H_d^{\text{dyn}} + H_{ex} \right], \quad m_n(y) \approx \text{const}$
(<0) (>0) (=0)

Нерегулярное $H_i(y)$: $\omega_n \sim \left[H + H_d^{\text{stat}} + H_{ex} + H_d^{\text{dyn}} \right], \quad m_y(y) \text{ вблизи } y = \pm w/2$
(<0) (>0) (>0)
 $\approx$ компенсирует гн. гн. моды

Ключевое по ср. с нами PRL'02:

где thin stripe, с $\vec{M}_0 \perp$ гн. слое, локализованным (с большим обмен. вкладом) является 3-4 низких SW моды. Ранее рассчитывалась одна лок. мода.

Но $N_n < 0$ для $n=1$ и больших $\gamma \approx 200$ (больших H_0, H_1), что даёт $\delta_n^2 < 0$ и Ω_n - мнимые. Консена, разобраться! (6/12/03).

Продолжение SW мод $\mu_n(y)$, Mollit'03, et al. elements - см. 22/10/03, 12/11/03.

23/XII

Они являются /неустановленные/, но являются чуждым
 для нас, потому что мы не знаем (или не знаем) и поэтому
 являются /неустановленные/ ЗВ - ОП.

to Parker (ca. 1787/88)

Note (Parker's Comments): 1) Daid in the area of the road was not found. The road was not found.

Уравнения для наших математиков, из-за того, что они не знают, что такое цилиндр. Но если эти уравнения можно решить, а не наоборот, а мне известно, то это означает, что мы не знаем, что такое цилиндр или наоборот (wrong). Просто задача слишком сложная для наших сил. Мы знаем, что уравнения не являются такими, как все уравнения, потому что мы не знаем, что такое цилиндр, поэтому не задаем себе как и это происходит и почему, поэтому то и не можем решить (it's a picture).

Анализ предельных аномалий, порога и пороговые функции
анализ, фреймы и сдвиги, Точка порога порога, Вектор
матрицы физ. параметров, Задача и решение задачи.

• 2) Более конкретно: моя приближенная СФ $J_2(xy)$ так же, как и в первом приближении, захватывает главные две ветви J_2 моды. После 3-го анализа приближение — бледное эр-пиннинг "х". Второе приближение позволяет найти более точно СФ, ветви "х", как и 3-го сдвиги как rectangular elements.

24/XII **Mag. noise** - **вызван на основе double-time Green's functions**
M. noise spectral density - **разрешение по Ш-модулю**.

R. Kubo, Statistical Physics II, 1985.

• Duv. boconfunvubos $\hat{f}(w) = f_w(w) = -K_{w,w}^{-1}(w)$

$$G_{\mu\nu}^{\text{ret}}(t, t') = \frac{1}{i\hbar} \theta(t-t') \langle [\hat{B}_\mu(t), \hat{A}_\nu(t')] \rangle = \text{gby x b.p.m. retarded Green func.}$$
$$G_{\mu\nu}^{\text{ret}}(tt') = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega(t-t')} K_{\mu\nu}^{\text{ret}}(\omega)$$

Alternative: "response" function $\Phi(t)$ and "relaxation" $\Psi(t) = \Phi(t) = -\frac{d\Psi(t)}{dt}$

$$K_{\mu\nu}^{\text{ret}}(\omega) = G_{\mu\nu}^{\text{ret}}(\omega) = -\lim_{\epsilon \rightarrow +0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega'}{2\pi i} \frac{\Phi_{\mu\nu}(\omega')}{\omega' - \omega - i\epsilon}$$
$$G_{AB}^{\text{ret}\pm}(t, t') = \frac{1}{i\hbar} \theta(t-t') \langle [\hat{A}(t), \hat{B}(t')]_{\pm} \rangle, \quad [A, B]_{\pm} = AB \pm BA$$

$n \rightarrow \infty$ для операторов (Уоллентайн, Примаков), а - " для ступенчатых и ферми операторов.

$$G_{AB}^{(2)}(t, t') = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega(t-t')} G_{AB}^{(2)}(\omega)$$
$$G_{AB}^{\text{ret}}(\omega) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega'}{2\pi i} \frac{\Lambda_{AB}^{\pm}(\omega')}{\omega' - \omega - i\epsilon}$$

it $\Lambda_{AB}^{\pm}(\omega) = (1 \pm e^{-\beta\hbar\omega}) J_{AB}(\omega)$, где $J_{AB}(\omega)$ is spectral function.

$$J_{AB}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} \langle \hat{A}(t) \hat{B}(0) \rangle$$

proper way calculation
function
 $\langle \dots \rangle = \text{Tr} \left(\frac{e^{-\beta \hat{H}}}{Z} (\dots) \right)$

7.0. Углы взаимодействия,

topological properties $\rightarrow$ give n. noise spectral density $J(\omega)$.

$J(\omega)$ refers FDT fluctuations $y''(\omega)$, fluctuations $y_{in}(\omega) = -G_{yy}^{ret}(\omega)$, a $G_{yy}^{ret}(\omega)$ fluctuations refers $\hat{H}(\omega)$.

$J(\omega)$ is odd.

Рассеяние $J_{AB}(\omega)$ рассеивает энергию ω и не создает энергии (?)
или только переносит энергию $J_{AB}(\omega)$.

$$J_{AB}(\omega) = \iint dE dE' \rho_E(E) 2\pi\hbar \delta(E - E' + \hbar\omega) \hat{J}_{AB}(E, E')$$

$$\hat{J}_{AB}(E, E') = \text{Tr} \left[\delta(E - \hat{E}) \hat{A} \delta(E' - \hat{E}) \hat{B} \right], \quad \rho_E(E) = \frac{e^{-\beta E}}{\text{Tr} e^{-\beta \hat{H}}}$$

B and: $G_{AB}^{\pm ret}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega'}{2\pi i} \frac{1}{\omega' - \omega - i\epsilon} \frac{(1 \pm e^{-\beta\hbar\omega'})}{i\hbar} J_{AB}(\omega')$

предположим $J_{AB}(\omega) = \sum_n a_n \delta(\omega - \omega_n)$, n - frequencies SW - modes.

$$G_{AB}^{\pm ret}(\omega) = \frac{1}{2\pi i} \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{(1 \pm e^{-\beta\hbar\omega'})}{\omega' - \omega - i\epsilon} \sum_n a_n \delta(\omega' - \omega_n) =$$

$$= -\frac{1}{2\pi\hbar} \sum_n a_n \frac{(1 \pm e^{-\beta\hbar\omega_n})}{\omega_n - \omega - i\epsilon}, \quad e^{-\beta\hbar\omega} \approx 1 - \beta\hbar\omega, \quad \epsilon \rightarrow +0$$

Вспомогательная - коммутаторная ФГ (т.е. она связана с $\hat{J}$)!

$$G_{AB}^{ret}(\omega) = -\frac{1}{2\pi\hbar} \sum_n a_n \frac{\beta\hbar\omega_n}{\omega_n - \omega - i\epsilon} = \frac{\beta}{2\pi} \sum_n a_n \frac{\omega_n}{\omega - \omega_n + i\epsilon}, \quad \beta = 1/k_B T.$$

$$J_{AB}(\omega) = -G_{AB}^{ret}(\omega) = -\frac{\beta}{2\pi} \sum_n a_n \frac{\omega_n}{\omega - \omega_n + i\epsilon}$$

Вместо $\hat{A}, \hat{B}$ можно $\hat{S}_\mu, \hat{S}_\nu$ или $\hat{M}_\mu, \hat{M}_\nu$ - spin и magnetic operators.
Но откуда брать a_n -? Зависит от T -?

$\rightarrow$ подсказка: 1) $J_{AB}(E, E')$ есть

..2) ф. корреляции $\langle a | \mu_x | b \rangle$, она же ф. Ландау и гур. резонанс

3) Single-particle Green functions в $\vec{k}$ -представл.

4) метод матричного оператора где $G_{AB}(\omega)$ - параметр

..5) метод оператор. разложения $m(r, t) = \sum_n \lambda_n(t) m_n(r)$, $\lambda_n(t) \sim e^{i\omega_n t}$
но $\lambda_n(t)$ не $\sim e^{i\omega_n t}$ - δ -ф. $\lambda_n(t) \sim e^{i\omega_n t} - \delta$
метод основан на основе LL

Шаги как-то описывать в $y(\omega)$ упрощение по $\vec{k}$ (не совсем строгое)

J. Jensen, 1991:

§3.4. $\Phi \Gamma G^+(ij, t) = \langle\langle S_i^+(t); S_j^- \rangle\rangle$ где $\mathcal{H} = -\frac{1}{2} \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$ - магнетонный обмен

$G^+(\vec{q}, \omega) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \frac{2\langle S_z \rangle}{\omega + i\epsilon - E_{\vec{q}}}$, $E_{\vec{q}} = \langle S_z \rangle [J(0) - J(\vec{q})]$ - магнетонная энергия RPA

$\chi^+(\vec{q}, \omega) = -G^+(\vec{q}, \omega) = \frac{2\langle S_z \rangle}{E_{\vec{q}} - \omega} + i\pi 2\langle S_z \rangle \delta(\omega - E_{\vec{q}})$

$\chi^-(\vec{q}, \omega) = \frac{2\langle S_z \rangle}{E_{\vec{q}} + \omega} - i\pi 2\langle S_z \rangle \delta(\omega + E_{\vec{q}})$

$\chi^{++}(\vec{q}, \omega) = \chi^{--}(\vec{q}, \omega) = 0 \Rightarrow \chi_{xx}(\vec{q}, \omega) = \chi_{yy}(\vec{q}, \omega) = \frac{1}{4} [\chi^+(\vec{q}, \omega) + \chi^-(\vec{q}, \omega)]$

$\chi_{xx}(\vec{q}, \omega) = \frac{2\langle S_z \rangle}{4} \left[\frac{1}{E_{\vec{q}} - \omega} + \frac{1}{E_{\vec{q}} + \omega} + i\pi \delta(\omega - E_{\vec{q}}) - i\pi \delta(\omega + E_{\vec{q}}) \right] =$

$= \frac{1}{2} \langle S_z \rangle \left[\frac{2E_{\vec{q}}}{E_{\vec{q}}^2 - \omega^2} + i\pi \delta(\omega - E_{\vec{q}}) - i\pi \delta(\omega + E_{\vec{q}}) \right] =$

$= \frac{1}{2} \langle S_z \rangle \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \left[\frac{1}{E_{\vec{q}} - \omega - i\epsilon} + \frac{1}{E_{\vec{q}} + \omega + i\epsilon} \right], k=1, \langle S_z \rangle - \text{RPA}$

§3.3. Consider property that $f(\omega)$.

$\rho_0 = \frac{1}{Z} e^{-\beta \mathcal{H}_0}$, $\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 - \hat{A} f(t) = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1$, $f(t) = g \int_0^t H_2(t') dt'$ - возмущение

$\langle \hat{B}(t) \rangle = \text{Tr}[\rho(t) \hat{B}]$, $\langle \hat{B}(\omega) \rangle = f_{BA}(\omega) f(\omega)$

$f_{BA}(\omega) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \sum_{nn'} \frac{\langle n | \hat{B} | n' \rangle \langle n' | \hat{A} | n \rangle}{E_{n'} - E_n - \omega - i\epsilon} [p_n - p_{n'}]$ - корр. с ф. возмущения

$p_n = \frac{1}{Z} e^{-\beta E_n}$, $Z = \sum_n e^{-\beta E_n}$, E_n и $|n\rangle$ - $\mathcal{H}_0 |n\rangle = E_n |n\rangle$, E - энергия, $|n\rangle$ - волновая функция

Correlation function $S_{BA}(t) = \langle \hat{B}(t) \hat{A} \rangle - \langle \hat{B} \rangle \langle \hat{A} \rangle$, $S_{BA}(\omega) = \frac{2\hbar}{1 - e^{-\beta \hbar \omega}} \chi''_{BA}(\omega)$ - FDT

§3.5. $\mathcal{H}_0 = \sum_i \mathcal{H}_{\text{ion}}(\vec{S}_i) - \frac{1}{2} \sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$, $\mathcal{H}_0 = \mathcal{H}_{\text{MFA}} + \mathcal{H}_{\text{non-MFA}}$

B MFA $E_m = -m J(0) \langle S_z^2 \rangle$, $S_z |m\rangle_z = m |m\rangle_z$, $\mathcal{H}_{\text{ion}}$ - ионная частота, $\mathcal{H}_{\text{non-MFA}}$ - обменная энергия

RPA - phonons $\hat{\chi}(\vec{q}, \omega) = [1 - \hat{\chi}_0(\omega) J(\vec{q})]^{-1} \hat{\chi}_0(\omega)$, $J(\vec{q}) = \sum_j J_{ij} e^{i\vec{q} \cdot (\vec{R}_i - \vec{R}_j)}$

$\hat{\chi}_0(\omega)$ - is single-ion or MFA susceptibility [i.e. $\chi_{BA}(\omega)$] u dispersion

CP $|m\rangle_z$ - even CP $\mathcal{H}_{\text{MFA}}$.

χ_0^+ corresponds to even property of $|n\rangle \rightarrow |m\rangle_z$ u $\hat{B} = S^+$, $\hat{A} = S^-$.

$\chi_0^+(\omega) = \frac{2\langle S_z \rangle}{J(0)\langle S_z^2 \rangle - \omega} \rightarrow \chi_{xx}^0(\omega) = \chi_{yy}^0 = \frac{1}{4} [\chi_0^+(\omega) + \chi_0^-(\omega)] = \frac{\Delta \langle S_z \rangle}{\Delta^2 - \omega^2}$

$\Delta = J(0)\langle S_z^2 \rangle$ - MFA field. $\chi_{zz}^0(\omega) = \beta [\langle S_z^2 \rangle - \langle S_z \rangle^2] \delta_{\omega 0}$

неприменимы тензор $[\dots]^{-1}$ u $\hat{\chi}_0$ в (*) gives tensor $\hat{\chi}(\vec{q}, \omega)$

$\chi_{xx}(\vec{q}, \omega) = \frac{E_{\vec{q}} \langle S_z \rangle}{E_{\vec{q}}^2 - \omega^2}$, two cases: c RPA, where $\langle S_z \rangle$ - MFA value, $E_{\vec{q}} = \langle S_z \rangle [J(0) - J(\vec{q})]$

Нелинейный микроскопический процесс E_n в общем случае $y(\omega)$
 - (*) омическая замедленная $\omega_{nn} = E_n - E_n$ на $(\omega_{nn} - i\Gamma_{nn}(\omega))$, $\Gamma \geq 0$,
 (здесь E_n в точности, single - level level)
 $\frac{1}{\omega_{nn} - \omega - i\Gamma} = \frac{\omega_{nn} - \omega + i\Gamma}{(\omega_{nn} - \omega)^2 + \Gamma^2}$, что дает $y''(\omega)$ дает

$$(**) y''_{BA}(\omega) = \sum_{nn'} \langle n | \hat{B} | n' \rangle \langle n' | \hat{A} | n \rangle \frac{\Gamma_{nn'}}{(\omega_{nn} - \omega)^2 + \Gamma_{nn'}^2} [\rho_n - \rho_{n'}] , \quad \Gamma_{nn'} = \Gamma_{nn'}(\omega = \omega_{nn})$$

Возьмем $\Gamma \rightarrow 0$ $y''_{BA}(\omega) = \pi \sum_{nn'} \langle n | \hat{B} | n' \rangle \langle n' | \hat{A} | n \rangle \delta(\omega_{nn} - \omega) [\rho_n - \rho_{n'}]$

$2\Gamma_{nn}$ - ширина линии, форма линии - лоренц.

как у линейного (2/11)

Но в (*) надо добавить quasi-elastic response из-за наличия $y_{BA}(z)$ при $z = -i\Gamma_0$, когда $E_n = E_{n'}$.

$$y''_{BA}(\omega) = \sum_{nn'} \langle n | \hat{B} | n' \rangle \langle n' | \hat{A} | n \rangle \frac{\Gamma_{nn'}}{(\omega_{nn} - \omega)^2 + \Gamma_{nn'}^2} [\rho_n - \rho_{n'}] + \frac{\omega \Gamma_0}{\omega^2 + \Gamma_0^2} y'_{BA}(\omega) \quad \Gamma_0 = \Gamma(n=n)$$

$$y'_{BA}(\omega) = \beta \left[\sum_{nn'} \langle n | \hat{B} | n' \rangle \langle n' | \hat{A} | n \rangle \rho_n - \langle \hat{B} \rangle \langle \hat{A} \rangle \right] - \text{связь, возмущенность}$$

То есть если $\hat{B} = \hat{A}^\dagger$ $y'(\omega)$ - real part, $y''(\omega)$ - imaginary part of $y_{BA}(\omega)$.

$$\text{Рассч. } S_{BA}(t=0) = \langle (\hat{B} - \langle \hat{B} \rangle) (\hat{A} - \langle \hat{A} \rangle) \rangle = \sum_{nn'} \langle n | \hat{B} | n' \rangle \langle n' | \hat{A} | n \rangle \rho_n - \langle \hat{B} \rangle \langle \hat{A} \rangle$$

можно показать $y'_{BA}(\omega) = \lim_{\gamma \rightarrow 0} \frac{1}{\pi} \int_{-\gamma}^{\gamma} d\omega' \frac{y''_{BA}(\omega')}{\omega' - \omega}$

$$y'_{BA}(\omega) = \sum_{nn'} \frac{\langle n | \hat{B} | n' \rangle \langle n' | \hat{A} | n \rangle}{E_n - E_{n'} - \omega} (\rho_n - \rho_{n'}) + y'_{BA}(\omega) \delta_{\omega 0}$$

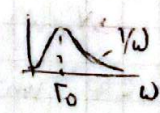
Если здесь $\omega = 0$ и $\hat{A} = S_x$, $\hat{B} = S_x$ - спиновые моменты (или орбитальные L_x)

$$y'_{xx}(0) = \sum_{nn'} \frac{\langle n | S_x | n' \rangle \langle n' | S_x | n \rangle}{E_n - E_{n'}} [\rho_n - \rho_{n'}] + y'_{xx}(\omega)$$

Вклад VanVleck'a

и вклад Curie

Вместо S_x можно J_x или L_x - орбит. моменты (где $\text{FePt} - K_1$ problem)

Здесь $\frac{\omega \Gamma_0}{\omega^2 + \Gamma_0^2} \approx \frac{\Gamma_0}{\omega}$ при $\Gamma_0 \ll \omega$ омическая $1/f$ -noise (!). (то м. noise $\sim \frac{1}{\omega} y''(\omega)$) 

$$\text{Корр. функция } S_{BA}(t) \sim e^{-i\omega_{nn}t} e^{-\Gamma_{nn}t}$$

$\tau = \hbar / \Gamma_{nn}$ - время жизни нормированной волны $\omega = \omega_{nn}$.

→ Нормос при $z = -i\Gamma_0$ is "diffusive" mode.

Γ_0 - phenomenomическое омическое $1/f$ -noise.

T. Morita, "Spin-fluct."

$$y(q, \omega) = y(q) \frac{\Gamma_q}{\Gamma_q - i\omega} \quad \text{where damping constant } \Gamma_q = \Lambda q^2 \text{ takes a spin diffusion form in hydrodynamical regime.}$$

→ Если в системе есть аннигиляция (single-ion), то $\chi_{yy}(\vec{r}, \omega)$ и MFA-RPA 4.5. имеют особенность.

$$\chi_{xx}(\vec{r}, \omega) = \langle J_z \rangle \frac{A_{\vec{r}}(\tau) - B_{\vec{r}}(\tau)}{E_{\vec{r}}^2(\tau) - \omega^2}, \quad \chi_{yy}(\vec{r}, \omega) = \langle J_z \rangle \frac{A_{\vec{r}}(\tau) + B_{\vec{r}}(\tau)}{E_{\vec{r}}^2(\tau) - \omega^2},$$

где в числителе функции

$$A_{\vec{r}}(\tau) = A_0(\tau) + \langle J_z \rangle [J(0) - J(\vec{r})], \quad B_{\vec{r}}(\tau) = B_0(\tau) + O(\frac{1}{r})$$

$\theta = 3/2$ - базис plane ferromagnet, где взаимодействуют Oz' с Oz (и с Ox, Oy в базисе Ox, Oy, Oz). Great p. on p. 1. Вектор B_0^0 и т.д.

Вектор $B_0^0 \neq 0$ ($B_0^0 = 0 \Rightarrow B_0^0 = B_0^0 = 0$) и $\varphi = \varphi_H$ (вектор B_0^0 в базисе plane).

$$\text{large } \begin{cases} A_0(\tau) - B_0(\tau) = g\mu_B H \\ A_0(\tau) + B_0(\tau) = \frac{6}{J} B_2^0 J^{(2)}(1 - 2m - \beta) + g\mu_B H, \quad J^{(2)} = J(J - 1/2) \end{cases}$$

$$m = \frac{1}{N} \sum_i \frac{1}{J} \langle a_i^\dagger a_i \rangle, \quad J_z = J - a^\dagger a, \quad J_+ = (2J - a^\dagger a)^{1/2} a, \quad J_- = a^\dagger (2J - a^\dagger a)^{1/2}$$

$$m = \frac{1}{N} \sum_i m_i, \quad m_i = \frac{1}{J} \langle a_i^\dagger a_i \rangle, \quad \beta_i = \frac{1}{J} \langle a_i^\dagger a_i^\dagger \rangle = \frac{1}{J} \langle a_i a_i \rangle, \quad \beta = \frac{1}{N} \sum_i \beta_i.$$

$$\mathcal{H} = \sum_i [B_2^0 Q_2^0(\vec{r}_i) - g\mu_B \vec{J}_i \cdot \vec{H}] - \frac{1}{2} \sum_{ij} J_{ij} \vec{J}_i \cdot \vec{J}_j, \quad B_2^0 > 0 - \text{anisotropy}$$

$$\chi_{xx}(\vec{r}, \omega) = \frac{\langle J_z \rangle}{E_{\vec{r}}^2 - \omega^2} [g\mu_B H + \langle J_z \rangle \{J(0) - J(\vec{r})\}]$$

$$\chi_{yy}(\vec{r}, \omega) = \frac{\langle J_z \rangle}{E_{\vec{r}}^2 - \omega^2} [6B_2^0 J^{(2)}(1 - 2m - \beta) + g\mu_B H + \langle J_z \rangle \{J(0) - J(\vec{r})\}]$$

$$E_{\vec{r}}^2 = [A_{\vec{r}}(\tau) + B_{\vec{r}}(\tau)][A_{\vec{r}}(\tau) - B_{\vec{r}}(\tau)], \quad \vec{H} \text{ is in film plane } (xOy).$$

→ taken from SW - mag. to RPA.

Можно учесть ОНН в нулевом порядке (за счет B_2^0).

$$\text{Haga: } \chi(\omega) = \sum_{\vec{r}} a_{\vec{r}} \chi(\vec{r}, \omega), \quad \text{как ввести } a_{\vec{r}}, \text{ можно ли } a_{\vec{r}} = \text{const?}$$

→ H. Mori. Progr. Theor. Phys. 1965, 33, 423 - continuous damping.
Yw - Abrikosov, Belyaev, J. Mat. Sci., $\chi(\omega)$ - white, PT - Domiaty, Hadden?

(с. A. Abrikosov, 1965; Madelung, J. Ziman, S. Doniach (перев. в Lib. arXiv))

→ A. Abrikosov. Q. Kats-Larkin - Pukin's - SW-damping.

Damping of spin-wave with energy $\tilde{E}_k = g\mu_B H + \langle S_z \rangle [J(0) - J(k)]$

$$\Gamma(k) = \frac{\pi}{N} \beta(y) \sum_{\vec{r}} \frac{[J(\vec{r}-\vec{k}) - J(\vec{r})]^2}{1 - \frac{J(\vec{r}-\vec{k})\beta(y)}{kT}}, \quad \beta(y) = SB_S(y) - \text{p. б. магнетизма}$$

$$y = \frac{\mu_B g H + \langle S_z \rangle J(0)}{k_B T}$$

Escaneado con CamScanner

—Hancock — "Simulating ^{collective} magnetic dynamics in nanodisk arrays." by Bennett et al. in paper

Beza c. Nusbundorum u. Dier. HAMR - LLG

Анализаторы времени, так же, как и sp. 1-A , на выходе $T \rightarrow T_c$ $10^4 \pm \text{const}$ имеют базовую gain 11AMR и R. Gustafson описаны в том же документе. Эти базовые не только описаны термические p. 11AMR , но и в p. 11AMR (аппаратные) p. 11AMR $\vec{M}$.

27/xii CMU Library.

1) E. Economou .

ФГ для фуп. ур. линейного $[z - \hat{L}(\pi)] G(\pi, \pi', z) = \delta(\pi - \pi')$
($z = \lambda + i\epsilon$ - вещ. переменная) сур. век.

$$G = \frac{1}{2-L} = \sum_n \frac{|e_n\rangle\langle e_n|}{2-\lambda_n}, \quad \hat{L}|e_n\rangle = \lambda_n |e_n\rangle$$

norm. expansion $\psi(\vec{r}) = \psi(r, t) = \sum_n a_n(t) \underbrace{\psi_n(r)}_{\text{cos symmetries}}, \quad a_n(t) = a_n e^{-iE_n t/\hbar}$
 u fl = $\sum_n a_n^\dagger a_n E_n$

Если $n \rightarrow \vec{k}$ - волн. вектор $\mathcal{H} = \sum \epsilon_k a_k^\dagger a_k$

$$\Rightarrow g^{\text{ret}}(\vec{k}, \omega) = \lim_{s \rightarrow 0} \frac{1}{\omega + is - E_k}, \quad g^{\text{ret}}(\vec{r}, t) = -\frac{i}{\hbar} \theta(t-t') \langle 0 | [\psi(\vec{r}, t), \psi^\dagger(\vec{r}', t')] | 0 \rangle$$

$$G(\vec{k}, z) = \frac{1}{z - \epsilon_k}, \quad g^{\text{ret}}(\vec{k}, \omega) = \lim_{s \rightarrow 0} G(\vec{k}, \omega + is)$$

$$\vec{G}(\vec{k}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega'}{2\pi} \frac{A(\vec{k}, \omega')}{\omega - \omega'} \quad , \quad A(\vec{k}, \omega) - \text{членов. матрица.}$$

Função $A(\vec{r}, \omega) = A_0(\vec{r}, \omega) + \frac{2g_k w_k}{(\omega - \epsilon_k)^2 + g_k^2}$ — response — nuclear background

Quasi-particles: momentum $\vec{k}$, energy E_k , lifetime $\tau_k = \frac{1}{\hbar_k}$,
and $w_k \rightarrow$ peak weight. $w_k \rightarrow 1$ wfm $\hbar_k \rightarrow 0$.

The propagator $\mathcal{G}(\vec{k}, t) = -i \omega_k e^{-i \epsilon_k t} e^{-\gamma_k t}$, $\gamma_k \geq 0$.

$a_n(t)$ - амплитуды (ЭВ) колебаний "н" - оператор рождения - $\psi_n(z)$ уничтожения.

2) G. Rickayzen.

I) $H = H_0 + H'(t) \Rightarrow \text{PT } G(H') = -i \theta(t-t') \text{Tr} \{ \rho_0 [\hat{x}(t), \hat{x}(t')] \}$

$H'(t) = -f(t) \hat{x}$, Das Laplace-Transformierte

$$G(t-t') = -\frac{i}{\omega} \theta(t-t') \sin \omega(t-t')$$

Es ist also damping $\ddot{x} + \frac{1}{\tau} \dot{x} + \omega_0^2 x = f(t)$ u. $x(0) = \dot{x}(0) = 0$,
 u. $\omega_0 \tau \gg 1$ $G(t) = -\frac{i}{\omega} \theta(t) e^{-t/\tau} \sin \omega t$, $t \rightarrow t-t'$.

$$G(\omega) = \frac{1}{(\omega + \frac{i}{\tau})^2 - \omega_0^2}$$

II) Harmonic oscillator (Ω) interacting with a bath of oscillators with angular frequencies ω_i :

$$H = \Omega a^\dagger a + \sum_i \omega_i b_i^\dagger b_i + \sum_i g_i (a^\dagger b_i + b_i^\dagger a)$$

Imaginary time " τ " : $\tilde{A}(\tau) = e^{\tau H} A e^{-\tau H}$

PT-Transformation $G(\vec{r}, \tau; \vec{r}', \tau') = -\langle T \tilde{\psi}(\vec{r}, \tau) \tilde{\psi}^\dagger(\vec{r}', \tau') \rangle$

$\langle \dots \rangle = \text{Tr} \rho = \frac{1}{Z} e^{-\beta H}$

Bogen $G(\tau) = -\langle a(\tau) a^\dagger(0) \rangle$ u. $F_i(\tau) = -\langle b_i(\tau) a(0) \rangle$ u. $\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \tau} = [\tilde{\psi}, H]$

$$\left\{ \begin{aligned} \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \Omega \right] G(\tau) &= -\delta(\tau) - g_i F_i(\tau) \\ \left[\frac{\partial}{\partial \tau} + \omega_i \right] F_i(\tau) &= -g_i G(\tau) \end{aligned} \right.$$

Benutze 9D by Fourier-Transform. $\forall g_i$:

$\bar{G}(\xi) = \frac{1}{i\xi - \Omega - \sum_i \frac{g_i^2}{i\xi - \omega_i}}$, $\xi = \frac{(2l+1)\pi}{\beta}$, $\beta = 1/k_B T$.

$G(\tau) = \frac{1}{\beta} \sum_l \bar{G}(\xi_l) e^{-i\xi_l \tau}$ $\rightarrow \xi_l = \frac{2l\pi}{\beta}$ - Boson op.

Verwende double-time G.f. $G(\omega) = \frac{1}{\omega - \Omega - \sum_i \frac{g_i^2}{\omega - \omega_i}}$, $G(i\xi_l) = \bar{G}(\xi_l)$

Retarded PT: $G^{\text{ret}}(\omega) = \lim_{\delta \rightarrow 0} G(\omega + i\delta)$

Das gesamte System, das durch die Parameter g_i, Ω u. ω_i beschrieben wird.

$\rightarrow$ T. z. Zusage Adhara unter verschiedenen Parametern, u. insbesondere G. Rickayzen "Green's functions and cond. matter", Academic Press, London 1980, p. 52.

Modus des Systems mit continuous spectrum of frequencies ω_i .

$\Sigma(\omega) = \sum_i \frac{g_i^2}{\omega - \omega_i}$ - masseloses Spektrum Zusage.

Ch. White - penne Anderson.

Das gesamte $G(k, \omega) = \frac{2\langle S_z \rangle}{\omega - E(k)}$, $E(k) = 2\langle S_z \rangle [J(0) - J(k)]$

Tyablikov RPA $S_z \rightarrow \langle S_z \rangle$

III Quasiparticles and single-particle Green's functions
 $t = -i\tau$ $G(\tau, \tau') = \langle T \{ \psi(\tau, -i\tau) \psi^\dagger(\tau', -i\tau') \} \rangle$

$$G(\tau) = \frac{1}{\beta} \sum_{\epsilon} \bar{G}(\epsilon) e^{-i\epsilon\tau}, \quad \bar{G}(\epsilon) = \int_0^\beta d\tau e^{i\epsilon\tau} G(\tau)$$

$\mathcal{H}|n\rangle = E_n|n\rangle$, тогда алгебра Φ

$$G(\omega) = \int d\tau e^{i\omega(\tau-\tau')} [G_R(\tau-\tau')], \quad G_R(\tau) = -\frac{i}{\hbar} \theta(\tau) \langle [A(\tau), B(0)] \rangle$$

$$\langle \dots \rangle = \frac{1}{Z} \left[\frac{\beta \hbar}{2} \dots \right], \quad \epsilon = 1 \text{ - fermions, } \epsilon = -1 \text{ - bosons (аналогично).}$$

$$G(\omega) = -\frac{1}{Z} \sum_{m,n} \left(\frac{e^{-\beta E_m} + \epsilon e^{-\beta E_n}}{E_n - E_m - \omega} \right) A_{mn} B_{nm}, \quad A_{mn} = \langle m|A|n\rangle$$

или via spectral density $G(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{A(\omega')}{(\omega - \omega')}$

$$A(\omega) = Z^{-1} [1 + \epsilon e^{-\beta\omega}] \sum_{mn} e^{-\beta E_m} A_{mn} B_{nm} \delta(\omega - E_n + E_m)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\omega A(\omega) = \langle [A, B]_\epsilon \rangle - \text{Sum rule.}$$

→ One single-particle

$$A(\tau, \tau', \omega) = Z^{-1} [1 + \epsilon e^{-\beta\omega}] \sum_{mn} e^{-\beta E_m} \psi(\tau)_{mn} \psi^\dagger(\tau')_{nm} \delta(\omega - E_n + E_m)$$

$$\epsilon_{cm} \quad \hat{\psi}(\vec{r}) = \frac{1}{V^{1/2}} \sum_{\vec{k}} e^{i\vec{k}\vec{r}} \hat{c}_{\vec{k}}$$

$$A(\vec{k}, \omega) = Z^{-1} [1 + \epsilon e^{-\beta\omega}] \sum_{mn} e^{-\beta E_m} |C_{k,mn}|^2 \delta(\omega - E_n + E_m)$$

$$\text{Im } G^{\text{ret}}(\vec{k}, \omega) = -\pi A(\vec{k}, \omega), \quad \text{тогда } N_k(\omega) = A(k, \omega) - \text{удельная концентрация}$$

c энергией ω в том состоянии $\vec{k}$.

$$\text{Total density of states } N(\omega) = \frac{1}{V} \sum_{\vec{k}} A(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{V} \left(-\frac{1}{\pi} \right) \sum_{\vec{k}} \text{Im } G^{\text{ret}}(\vec{k}, \omega)$$

$$\frac{1}{V} \sum_{\vec{k}} \text{Im } G(\vec{k}, \omega) = \text{Im } G(\vec{r}, \omega)|_{\tau=0} \quad \text{или } N(\omega) = \int d\vec{r} N(\vec{r}, \omega),$$

$$N(\vec{r}, \omega) = -\frac{1}{\pi \hbar} G(\vec{r}, \vec{r}, \omega). \quad \int_{-\infty}^{\infty} d\omega A(\vec{k}, \omega) = \langle [c_{\vec{k}}, c_{\vec{k}}^\dagger]_\epsilon \rangle = 1$$

→ Independent particles: $\mathcal{H} = \sum_j \epsilon_j c_j^\dagger c_j$, $\psi(\vec{r}) = \sum_{\vec{r}} c_{\vec{r}} \varphi_{\vec{r}}(\vec{r})$

$$c_n(t) = c_n(0) e^{-i\epsilon_n t}, \quad n \rightarrow j. \quad G(j, \omega) = \frac{1}{\omega - \epsilon_j}, \quad G^{\text{ret}}(\omega) = \lim_{\delta \rightarrow 0} G(\omega + i\delta)$$

$$G(\vec{r}, \vec{r}', \omega) = \sum_j \frac{\varphi_j(\vec{r}) \varphi_j^*(\vec{r}')}{\omega - \epsilon_j} \quad \text{и } A(\vec{r}, \vec{r}', \omega) = \sum_j \varphi_j(\vec{r}) \varphi_j^*(\vec{r}') \delta(\omega - \epsilon_j)$$

и на уровне $\vec{r}$ берем $\varphi_j(\vec{r}) = \frac{1}{V^{1/2}} e^{i\vec{k}\vec{r}}, \quad j \rightarrow \vec{k}$

$$A(\vec{k}, \omega) = \delta(\omega - \epsilon_k), \quad G(\vec{k}, \omega) = \left(\frac{1}{\omega - \epsilon_k} \right)$$

One independent:

$$G^{\text{ret}}(\vec{k}, t) = -i a e^{-i\tilde{\epsilon}_k t} e^{-\Gamma(k)t} \theta(t) \quad \text{энергия } \tilde{\epsilon}_k \text{ не зависит от } t$$

и вероятность затухания $\Gamma(k) \geq 0$. Это же гарантирует действительность ω

$$\frac{1}{\tau_k} \ll 1 \ll \frac{1}{\hbar \omega_k} \quad \text{strong}$$

$$G(\vec{k}, \omega) = \frac{a_k}{\omega + i\Gamma(\vec{k}) - \tilde{\epsilon}(\vec{k})}$$

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} A(\vec{k}, \omega) = a_k$$

$$A(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{a_k \Gamma(\vec{k})}{(\tilde{\epsilon}(\vec{k}, \omega)^2 + \Gamma^2(\vec{k}))^{1/2}}$$

$a_k = 1$ if $\vec{k}$ is not a reciprocal lattice vector
 a_k = number of states with frequency ω_k

$\Sigma(\vec{k}, \omega)$ is Dyson's equation - self energy

$$G(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{\omega - \tilde{\epsilon}_k - \Sigma(\vec{k}, \omega)} \quad \text{no. of states } \omega_k$$

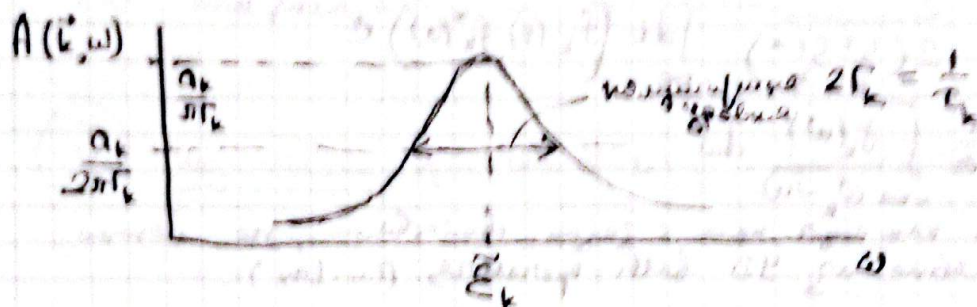
$$\omega - \tilde{\epsilon}_k - \Sigma(\vec{k}, \omega) = 0 \quad \text{in pole } \tilde{\epsilon}_k = \tilde{\epsilon}(\vec{k}), 1 \ll \tilde{\epsilon}_k$$

$$\int \tilde{\epsilon}_k = \tilde{\epsilon}_k + \text{Re} \Sigma(\vec{k}, -i\tilde{\epsilon}_k + \delta) = 0 \Rightarrow \tilde{\epsilon}_k = \text{Hofstadter's equation?}$$

$$\Gamma(\vec{k}) = -\text{Im} \Sigma(\vec{k}, -i\tilde{\epsilon}_k + \delta) \Rightarrow \Gamma(\vec{k}) = \text{damping?}$$

$$G(\vec{k}, \omega) = \frac{a_k}{\omega - \tilde{\epsilon}_k + i\Gamma(\vec{k})} \quad a_k \text{ number of states } \omega_k$$

$$\frac{1}{a_k} = 1 - \frac{\partial \Sigma}{\partial \omega}(\vec{k}, -i\tilde{\epsilon}_k + \delta) \quad \Gamma(\vec{k}) = \frac{1}{2\tau_k}, \tau_k = \text{lifetime}$$



Формы рез. функции (R. White) $\chi''(\omega)/\omega = \langle M_x(t) M_x(0) \rangle = \frac{kT}{\omega} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{f(\omega')}{\omega - \omega'} d\omega'$

1) weak moments (VanVleck)

$$\text{when } \mu H \ll kT \quad \langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle = \frac{\text{Tr}(\hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0))}{\text{Tr}(1)} = G(t)$$

$$M_n \text{ moments calculated from } G(t) \text{ is weak moments: } M_2 = -\frac{1}{k^2} \frac{\text{Tr}([H, M_x]^2)}{\text{Tr}(M_x^2)} = \omega_0^2$$

$$M_n = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega (\omega - \omega_0)^n f(\omega), \quad f(\omega) = \text{proper sum}$$

2) weak Relaxation function (Kubo-Tomita)

$$\langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle = \langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle$$

$$\langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle = \langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle$$

$$\langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle = \langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle$$

$$\langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle = \langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle$$

$$\langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle = \langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle$$

$$\langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle = \langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle$$

$$\langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle = \langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle$$

$$\langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle = \langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle$$

$$\langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle = \langle \hat{M}_x(t) \hat{M}_x(0) \rangle$$

$$\text{Im } G^z(\omega) = \frac{\Gamma(\omega)}{[\omega - \Omega - A\Omega(\omega)]^2 + \Gamma^2(\omega)} \sim \text{Im } f(\omega) \quad \text{Аналог Лоренца}$$

то изогном Hamiltonian - изогномом \$\rightarrow\$ isotropic \$f\$.

$$\text{Kp. 11.14 } S(\omega) \sim \frac{1}{\omega} \text{Im } f(\omega) \sim \frac{1}{\omega} \frac{\Gamma(\omega)}{[\omega - \Omega - A\Omega]^2 + \Gamma^2(\omega)}$$

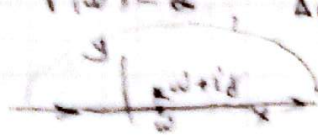
1) Wegen Adami's \$\omega \gg A+B\$, т.е. \$\omega \gg \Omega\$ - для расчета ФМР

\$\Gamma(\omega) = \pi \lambda(\omega) g^2(\omega)\$ не уменьшается, т.к. \$\omega = \omega_k\$ (Bath) божевно

$$A\Omega(\omega) = \int d\omega_k \frac{\lambda(\omega_k) g^2(\omega_k)}{\omega - \omega_k} \quad \text{Единственное } \pi \lambda(\omega) g^2(\omega) = d \quad (!)$$

$$\Gamma(\omega) = d, \quad A\Omega(\omega) = \frac{d}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_k \frac{1}{\omega - \omega_k} = -\frac{d}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dx \frac{1}{x - \omega} = \left| \text{годается } \text{Im } \frac{1}{x - \omega} \right|$$

$$= -\frac{d}{\pi} 2\pi i \text{Res } \frac{1}{z - z_0} \Big|_{z_0} = -\frac{d}{\pi} 2\pi i \frac{1}{1} = -2id$$



$$S(\omega) \sim \frac{1}{\omega} \frac{d}{[\omega - \Omega + 2id]^2 + d^2} \quad \text{и где две тры}$$

$$\text{или, либо } S(\omega) \sim \frac{1}{[\omega^2 - \Omega^2]^2 + d^2 \omega^2 (A+B)^2} \quad ?$$

2) Wegen Adami's \$\omega \ll A+B\$, \$\omega \ll \Omega\$, \$\Gamma(\omega) = \pi \lambda(\omega) g^2(\omega) = d\omega\$ (!?)

$$S(\omega) \sim \frac{1}{\omega} \frac{\Gamma(\omega)}{[\omega - \Omega - A\Omega]^2 + \Gamma^2(\omega)}, \quad A\Omega(\omega) = \frac{1}{\pi} d \int_{-\infty}^{\infty} d\omega_k \frac{\omega}{\omega - \omega_k} =$$

$$S(\omega) \sim \frac{1}{\omega} \frac{d\omega}{[\omega - \Omega + 2id\omega]^2 + d^2 \omega^2} \sim \frac{d}{[\omega - \Omega]^2 + d^2 \omega^2} \quad ?$$

да LLG не работает.

\$\rightarrow\$ то \$\text{Im } G^z(\omega)\$ надо вычислить где \$A\Omega\$ - число.

$$1) \quad G^z(\omega) = \frac{1}{\omega - \Omega + 2id + i\Gamma(\omega)} = \left(\Gamma(\omega) = d \right) = \frac{1}{(\omega - \Omega) + id} = \frac{(\omega - \Omega) - id}{(\omega - \Omega)^2 + d^2}$$

$$2) \quad G^z(\omega) = \frac{1}{\omega - \Omega + 2id\omega + i\Gamma(\omega)} = \frac{1}{\omega - \Omega + id\omega} = \frac{(\omega - \Omega) - id\omega}{(\omega - \Omega)^2 + d^2 \omega^2}$$

\$\rightarrow\$ Дано номер 8.6.6 б. р.е.н., то \$G^z(\omega) \sim \langle\langle a(t) a^\dagger(0) \rangle\rangle \sim \langle\langle S^+(t), S^-(0) \rangle\rangle\$
и она дает \$f^{+-}(\omega)\$. А надо \$f_{xx}\$ и \$f_{yy}(\omega)\$. Дано, 11-12/1
Дано, то \$f^{+-} = f_{xx, yy}\$ поэтому же к isotropic case.

$$G_{+-}^z(\omega) = \frac{1}{\omega - \Omega - A\Omega + i\Gamma(\omega)}, \quad G_{-+}^z(\omega) = \frac{1}{-\omega - \Omega - A\Omega - i\Gamma(\omega)}$$

$$G_{xx}^z(\omega) = G_{yy}^z(\omega) = \frac{1}{4} [G_{+-}^z + G_{-+}^z] = \frac{1}{4} \left[\frac{1}{\omega - \Omega + id} + \frac{1}{-\omega - \Omega - id} \right] =$$

$$= \frac{1}{4} \left[\frac{1}{\omega - \omega_0 + i\Gamma} - \frac{1}{\omega + \omega_0 + i\Gamma} \right] = \frac{1}{4} \frac{\omega + \omega_0 + i\Gamma - \omega - \omega_0 - i\Gamma}{(\omega - \omega_0 + i\Gamma)(\omega + \omega_0 + i\Gamma)} =$$

$$= \frac{\omega_0}{2} \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2) + i\Gamma(\omega + \omega_0) - \Gamma^2} = \frac{\omega_0}{2} \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2 - \Gamma^2) + i\Gamma 2\omega}$$

$A_{II}(\omega) = \sum_k \frac{J_k^2}{\omega - \omega_k}$ Взаимо. между зонами при параметре $G_{\pm}^2(\omega)$, т.е. ω, ω_k — известные значения, но A_{II} новая преобразованная. на сопряжении y — она не вычислится. Глобальное значение от Γ^2 .

$\chi_{xx}(\omega) = \chi_{yy}(\omega) = \frac{\omega_0}{2} \frac{1}{(\omega^2 - \omega_0^2 - \Gamma^2) + 2i\Gamma\omega}$, $\Gamma^2 \ll \omega_0^2$ — преобразованная

$\chi_{xy}(\omega) = \frac{\omega_0}{2} \frac{\omega^2 - \omega_0^2 - 2i\Gamma\omega}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\Gamma^2\omega^2}$, $\frac{1}{\omega} \text{Im} \chi_{xx}(\omega) = \frac{\Gamma}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\Gamma^2\omega^2}$

$S_{xx}(\omega) = \frac{\omega_0 \Gamma}{(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\Gamma^2\omega^2}$ — то это "симметризованная" часть, $\delta \omega^2$ — в числителе.

В пределе $\omega \gg \omega_0$, $\omega \ll \omega_0$ не применимы, берем из Абнэн.

→ Какое преобразование для $G_{\pm}(\omega)$ из YD. Мы уже знаем из double-time Green's functions что $a, a^\dagger$. $a = \frac{1}{\sqrt{2S}} S_+$, $a^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2S}} S_-$
См. 11/1

30/XII магистерские & аспиранты Rebut Applications на Notebook.

Внес в MAP бинарное измерение маг. шума
S. density. Занес в MAP Competencies and Development plan.

1/I 2003.2. **Mag. noise.** — Основы шума & spectral density на основе double-time Green's functions — $\hat{f}(\vec{r}, \omega)$.

- Анализ маг. шума для основных шумов:
- 1) Основы формулы для $\hat{f}(\omega)$ для канонич. T репр. настр. взаимодействия $J_{x,y}$ и уровня E_n (формулы single-ion спинового и вложенные $\hat{I}$ репр. сцен $\hat{I}(\vec{r})$ в RPA)
- 2) Single-particle Green functions, Γ_k и массовый оператор (формулы эквив. разложения по собствен. значениям — SW)

Оба шума не используются в р. LLG, а мен. YD — кинетическая и времен. linear-response theory.

Alternative:

- 3) Вложение ФТ и разложение по CF — SW непереходит в YD — LL (квантовые SW).

Богачев - курс. арифметика.

Рейкман: $G(\omega) = - \sum_{m,n} \frac{[p_m - p_n]}{E_n - E_m - \omega} A_{mn} B_{nm}$, $p_m = \frac{1}{Z} e^{-\beta E_m}$

с форм. го знала тоо оти с $J'_{BA}(\omega)$ из Jensen ($J'_{AB} - \text{тоже}$).
 Поэтому того

$$A(\omega) = \frac{1}{Z} \sum_{mn} [e^{-\beta E_m} - e^{-\beta E_n}] A_{mn} B_{nm} \delta(\omega - E_n + E_m) =$$

$$= \sum_{mn} [p_m - p_n] A_{mn} B_{nm} \delta(\omega - E_n + E_m)$$

Г. с Jensen $J'_{AB} = \sum_{mn} A_{mn} B_{nm} [p_n - p_m] \delta(\omega - \omega_{n'n})$, $\omega_{n'n} = E_n - E_m$.

Можно использовать $(1 - e^{-\beta \hbar \omega})$ из $(e^{-\beta E_m} - e^{-\beta E_n}) = e^{-\beta E_m} (1 - e^{-\beta(E_n - E_m)}) = e^{-\beta E_m} (1 - e^{-\beta \hbar \omega})$
 бинарные функции, т.к. он содержит $\delta(\omega - E_n + E_m)$, а $\delta(x)$ имеет
 симметрию за счет записи Γ_k .

Итого (в Рейкман) spectral density

$$A(\vec{k}, \omega) = Z^{-1} \sum_{mn} [e^{-\beta E_m} - e^{-\beta E_n}] |C_{k mn}|^2 \delta(\omega - E_n + E_m)$$

$$G(\vec{k}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} d\omega' \frac{A(\vec{k}, \omega')}{(\omega - \omega')^2 + \Gamma_k^2}, \quad \text{Im} G^{\text{ret}}(\vec{k}, \omega) = -\pi A(\vec{k}, \omega)$$

Пару. нулевой компонент $N_k(\omega) = A(\vec{k}, \omega)$

Итого: $N(\omega) = \frac{1}{V} \sum_{\vec{k}} N_k(\omega) = \frac{1}{V} \sum_{\vec{k}} A(\vec{k}, \omega)$

$$\delta(\omega - E_n + E_m) = \delta(\omega - \omega_{nm}) = \delta(\omega - \omega_k) = \frac{a_k}{\pi} \frac{\Gamma_k}{(\omega - \omega_k)^2 + \Gamma_k^2}$$

$$\frac{1}{a_k} = 1 - \frac{\partial \Sigma(\vec{k}, -i\omega_k + \delta)}{\partial \omega} \approx 1$$

$$N(\omega) = \frac{1}{V} \sum_{\vec{k}} \frac{1}{Z} \sum_{mn} [e^{-\beta E_m} - e^{-\beta E_n}] |C_{k mn}|^2 \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_k}{(\omega - \omega_k)^2 + \Gamma_k^2}$$

$|m\rangle$ - нр. состояние ω_k - энергия $|0\rangle$ - нр. состояние
 E_n - энергия $|n\rangle$ в состоянии $\vec{k}$, $|n\rangle = |\vec{k}, n\rangle$

$$\langle n | \hat{C}_k | m \rangle, \langle n | \hat{C}_k^\dagger | m \rangle = \langle \vec{k} | \hat{C}_k^\dagger | 0 \rangle \sim \delta_{k, k'}, \quad E_n = E_m + \omega_k$$

$$e^{-\beta E_m} - e^{-\beta E_n} = e^{-\beta E_m} [1 - e^{-\beta \omega_k}]$$

$$N(\omega) = \frac{1}{\pi V} \sum_{\vec{k}} \frac{1}{Z} \sum_{k'} [e^{-\beta E_m} - e^{-\beta E_n}] |C_{k' mn}|^2 \delta_{k, k'} \frac{\Gamma_{k'}}{(\omega - \omega_{k'})^2 + \Gamma_{k'}^2} =$$

$$= \frac{1}{\pi V} \frac{1}{Z} \sum_{\vec{k}} [1 - e^{-\beta \omega_k}] |\langle \vec{k} | \hat{C}_k^\dagger | 0 \rangle|^2 \frac{\Gamma_k}{(\omega - \omega_k)^2 + \Gamma_k^2}$$

$$\rightarrow S(\omega) = \frac{1}{\omega} N(\omega) = \frac{1}{\omega} \frac{1}{V} \sum_{\vec{k}} \text{Im} G^{\text{ret}}(\vec{k}, \omega) - \text{аналогично}$$

(если $T \gg \omega$)

2003

4/5

Миссия Мобилити и Чиабинг. Миссия Рей о неупорядоченности нанокристаллов chapter to book о чиабинге RPT/CPT new-particles.

RPT → Описание с Очерком возмущенности смещенных уровней (RPT) ≤ 10 на λ на фоне non-uniform $A(r)$, $K(r)$. Найти из $E[A(r)]$ **HAIR** правобоевые $M(r)$. Показать, что non-uniform $M(r)$ может быть возмущение излучения $M_0 = \text{const}$ из-за $A(r)$, $K(r)$. Номер в статье SW Sygges излучения в нана $\omega_0 \sim 10 \text{ GHz}$, а также на непереносе фононов? Она Sygges должна быть в damping и reversal.

→ Миссия to Рей и Океана о SW-chain APL paper. Успешно ее идея в конференциях нана. Europ. Lett. Physica

→ Передача Abstracts по SW-strings в Roma, ICM, (в Чиабинге).

Ненах гравитации Internet и Decimas. Дана NW-KLM в Европе на основе чиабинга (World Parks).

Она: m. noise or unrepresentative - ML с $M(r)$, $\chi(r)$ - излучение под ML

3/I Небная Ант. миссия "Kosack". Успешно о нанабанах. ВЗелу чиабинг о нанабанах где сгарм на нанабанах.

RPT/HAIR → Бежега с Xlaowei о RPT-K₁(r) paper. Она успешна ее на Approval case 16/11 022.

Успешно ее идея Abstract в Roma или Madrid. Она констатирует, что за нана и Рей.

→ Спрос о "new" K₁-measurements. Он может измерить K₁ by rotational method for $T > 300 \text{ K}$ нанабанах где гравитация чиабинг аннотация. Oxidation of sample нанабанах. Нанабанах в 3D-modeling by Рей.

Миссия to Рей о нанабанах успешна Abstracts с Xlaowei в RPT-K₁(r) и Океанах - SW-chain в Roma или Madrid (r)

$$N(\omega) = \frac{1}{V} \sum_k \frac{1}{2} \sum_{mn} [e^{-\beta E_m} - e^{-\beta E_n}] A_{mn} B_{nm} \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_k}{(\omega - \omega_k)^2 + \Gamma_k^2} =$$

$$= \frac{1}{V} \sum_k (1 - e^{-\beta \omega_k}) \sum_{mn} e^{-\beta E_m} \langle m|A|n\rangle \langle n|B|m\rangle \left(\frac{1}{\pi}\right) \frac{\Gamma_k}{(\omega - \omega_k)^2 + \Gamma_k^2}$$

Elim $\delta(\omega - \omega_k + E_n - E_m)$ $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(x) f(x) dx = f(0)$ $\frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_k}{(\omega - \omega_k)^2 + \Gamma_k^2} \xrightarrow{\omega \rightarrow \omega_k} \delta(\omega - \omega_k)$

и $\omega = \omega_k = E_n - E_m$, т.е.

$$\frac{1}{2} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} \langle m|A|n\rangle \langle n|B|m\rangle = \sum_m \frac{e^{-\beta E_m}}{2} \langle m|A \sum_n |n\rangle \langle n|B|m\rangle =$$

$$= \frac{1}{2} \sum_m e^{-\beta E_m} \langle m|AB|m\rangle = \langle AB \rangle, \quad \sum_n |n\rangle \langle n| = 1.$$

$$N(\omega) = \frac{1}{V} \sum_k (1 - e^{-\beta \omega_k}) \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_k}{(\omega - \omega_k)^2 + \Gamma_k^2} \langle AB \rangle, \quad A = B^\dagger \quad (S^- \leftrightarrow S^+, \text{ или } c \leftrightarrow c^\dagger)$$

$$N(\omega) = \frac{1}{V} \sum_k (1 - e^{-\beta \omega_k}) \frac{\Gamma_k}{(\omega - \omega_k)^2 + \Gamma_k^2} \langle B^\dagger B \rangle \quad \text{+ тавтология}$$

$$\langle B^\dagger B \rangle = \frac{1}{2} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} \langle m|B^\dagger|n\rangle \langle n|B|m\rangle = \frac{1}{2} \sum_m e^{-\beta E_m} |\langle m|B|m\rangle|^2$$

т.е. в миги эрмитовости $\langle m|B^\dagger|n\rangle = \langle n|B|m\rangle^*$

Proof: $\frac{1}{2} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} \langle m|B^\dagger|n\rangle \langle n|B|m\rangle = \frac{1}{2} \sum_n \sum_m e^{-\beta E_m} |\langle m|B|n\rangle|^2 =$

$$= \frac{1}{2} \sum_m e^{-\beta E_m} \langle m|B^\dagger B|m\rangle = \langle B^\dagger B \rangle$$

Elim spins $B = S_k^+ = \sqrt{2S} c_k$, $B^\dagger = S_k^- = \sqrt{2S} c_k^\dagger$,
 где $c_k^\dagger, c_k$ — бозе-операторы фермионов. Хенце — фермионы, но

$$\langle B^\dagger B \rangle = 2S \langle c_k^\dagger c_k \rangle = 2S \bar{n}_k = 2S \frac{1}{e^{\beta \omega_k} - 1}$$

$$N(\omega) = \frac{1}{\pi V} \sum_k (1 - e^{-\beta \omega_k}) \frac{\Gamma_k}{(\omega - \omega_k)^2 + \Gamma_k^2} \frac{2S}{e^{\beta \omega_k} - 1}$$

$$= \frac{1 - e^{-x}}{1 + e^{-x}} = \frac{e^{x/2} - e^{-x/2}}{e^{x/2} + e^{-x/2}} = e^{-x} \frac{(e^x - 1)}{(e^x + 1)} = e^{-x}$$

$$N(\omega) = \frac{2S}{\pi V} \sum_k e^{-\beta \omega_k} \frac{\Gamma_k}{(\omega - \omega_k)^2 + \Gamma_k^2} = \frac{2S}{V} \sum_k e^{-\beta \omega_k} F_k(\omega)$$

$$S(\omega) = \frac{1}{\omega} N(\omega) = \frac{2S}{V} \frac{1}{\omega} \sum_k e^{-\beta \omega_k} F_k(\omega) \quad - ? \text{ непонятно.}$$

Поэтому лучше $B = S_x$ или S_y где $S_{xx}(\omega), S_{yy}(\omega)$.

Найдем коммутаторы $S^{\pm}$ и S_z с оператором S^2 .

4/1

$$S^{\pm}|m\rangle = \sqrt{(S \mp m)(S \pm m + 1)} |m \pm 1\rangle, \quad S^2|m\rangle = m|m\rangle$$

$$n = S - S_z, \quad S_z = S - n, \quad \text{т.е. } m = S - n$$

$$(S+m)(S-m+1) = (S+S-n)(S+1-S+n) = (2S-n)(n+1)$$

$$S^{\pm}\psi(n) = \sqrt{2S}\sqrt{(1-n/2S)(n+1)}\psi(n+1), \quad n \rightarrow a^{\pm}a$$

$$\text{т.е. } S^{\pm} = (2S)^{1/2} a^{\pm} \sqrt{1 - a^{\pm}a/2S} \quad - \text{ где } a^{\pm} \text{ — операторы Хундера - Уиннера.}$$

$$S^{\pm}|m\rangle = \sqrt{(S-m)(S \pm m + 1)} |m \pm 1\rangle$$

$$a^{\pm}a\psi(n) = \hat{n}\psi(n) = n\psi(n), \quad a^{\pm}\psi(n) = \sqrt{n+1}\psi(n+1)$$

$$a^{\pm}\psi(n) = \sqrt{n}\psi(n-1)$$

$$a^{\pm}|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle \quad \text{и} \quad a|n\rangle = \sqrt{n}|n-1\rangle$$

Yosida. $\vec{\phi}(\vec{r}) = \sum_i \vec{S}_i \delta(\vec{r} - \vec{R}_i) = \frac{1}{V} \sum_{\vec{q}} \vec{\phi}(\vec{q}) e^{i\vec{q}\vec{r}}, \quad i - \text{ номер ядра}$

$$\vec{\phi}(\vec{q}) = \int d^3\vec{r} \vec{\phi}(\vec{r}) e^{-i\vec{q}\vec{r}} = \int d^3\vec{r} e^{-i\vec{q}\vec{r}} \sum_i \vec{S}_i \delta(\vec{r} - \vec{R}_i) = \sum_i \vec{S}_i e^{-i\vec{q}\vec{R}_i}$$

т.е. компоненты вектора $\vec{\phi}(\vec{r})$ — это операторы намагниченности $M(\vec{r})$ (на ядрах).

$$\vec{S}_{\vec{q}} = \sum_i \vec{S}_i e^{-i\vec{q}\vec{R}_i} = \vec{\phi}(\vec{q})$$

$$\phi_{\vec{q}+}^{\pm} = \phi_{\vec{q}}^{\pm} = \phi_{\vec{q}}^{\pm} + i\phi_{\vec{q}}^{\pm}, \quad \phi_{\vec{q}+}^{\pm} = \phi_{\vec{q}-}^{\pm} = \phi_{\vec{q}-}^{\pm} - i\phi_{\vec{q}-}^{\pm},$$

т.е. Yosida

$$\phi_{\vec{q}+}^{\pm} = S_{\vec{q}}^{\pm}, \quad \phi_{\vec{q}-}^{\pm} = S_{-\vec{q}}^{\pm}$$

Y Yosida отклика на импульс. неупругое рассеяние $\vec{H}(\vec{r}, t)$

$$H_x(\vec{r}, t) = H(\vec{q}, \omega) \cos(\vec{q}\vec{r} - \omega t), \quad H_y(\vec{r}, t) = H(\vec{q}, \omega) \sin(\vec{q}\vec{r} - \omega t)$$

$$H^+(\vec{r}, t) = H(\vec{q}, \omega) e^{i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)} = H_x(\vec{r}, t) + iH_y(\vec{r}, t)$$

$$H^-(\vec{r}, t) = H(\vec{q}, \omega) e^{-i(\vec{q}\vec{r} - \omega t)} = H_x(\vec{r}, t) - iH_y(\vec{r}, t), \quad \text{т.е. } \begin{matrix} \vec{H}^+(\vec{q}, \omega) \\ \vec{H}^-(\vec{q}, \omega) \end{matrix}$$

а $(\vec{S}_{\vec{q}})_{mn}$, m, n — не св. угловыми индексами

$\omega_{no} = E_{\vec{k}-\vec{q}} - E_{\vec{k}}$ — энерг. возмущения с непереворотом спина $\vec{S}$ на $\vec{q}$ и $\vec{S}$ — магнитный $\vec{q}$.

Kubo: $G_{AB}^{\text{ret}}(\omega) = \frac{1}{2\pi i} \int d\omega' \frac{\Lambda_{AB}(\omega')}{\omega' - \omega - i\epsilon}, \quad \epsilon \rightarrow +0, \text{ предел "нулевой температуры"}$

$$\Lambda_{AB}(\omega) = \frac{1}{i\hbar} (1 - e^{-\beta\hbar\omega}) J_{AB}(\omega), \quad G_{AB}^{\text{ret}}(\omega) = G_{AB}(\omega + i\epsilon)$$

Richardson: $G(\omega) = \int d\omega' \frac{A(\omega')}{\omega - \omega'}, \quad A(\omega) = [1 - e^{-\beta\hbar\omega}] \sum_{mn} \frac{e^{-\beta E_m}}{Z} A_{mn} B_{nm} \delta(\omega - E_n + E_m)$

$$G_{AB}(\omega) = \frac{1}{2\pi i} \int d\omega' \frac{\Lambda_{AB}(\omega')}{\omega' - \omega}, \quad \text{отсюда } A(\omega) = \frac{(-1)}{2\pi i} \Lambda_{AB}(\omega)$$

$$A(\omega) = -\frac{1}{2\pi i} A_{AB}(\omega) = -\frac{1}{2\pi i} \frac{1}{i\hbar} (1 - e^{\beta\hbar\omega}) J_{AB}(\omega) = \frac{1}{2\hbar} (1 - e^{\beta\hbar\omega}) J_{AB}(\omega)$$

Умножив на $(\frac{1}{2\pi})$ и проинтегрировав по ω (используя $\int_{-\infty}^{\infty} \delta(\omega - \omega') d\omega' = 1$)

$$\text{Im } \chi(\omega) = -\text{Im } G^{\text{ret}}(\omega) = -\pi A(\omega)$$

$$\text{Im } \chi(\omega) = \left(\frac{1}{2\pi}\right) \frac{\pi}{\hbar} (1 - e^{\beta\hbar\omega}) J_{AB}(\omega) = \text{FDT}$$

$$J_{AB}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \langle \dot{A}(t) \dot{B}(0) \rangle e^{i\omega t} \quad \text{— спектральная плотность корреляционной функции}$$

Спектр атома — спектр возбуждений системы

$$\text{Рикенс: } A(\omega) = (1 - e^{\beta\hbar\omega}) \frac{1}{2} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} A_{mn} B_{nm} \delta(\omega - E_n + E_m)$$

$$J_{AB}(\omega) = \frac{2\pi\hbar}{(1 - e^{\beta\hbar\omega})} A(\omega) = \frac{2\pi\hbar}{2} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} A_{mn} B_{nm} \delta(\omega - E_n + E_m)$$

$$\text{Кубо: } G_{AB}^{\text{ret}}(t, t') = \frac{1}{i\hbar} \theta(t - t') \langle [A(t), B(t')] \rangle \quad \text{и } [A, B]_{\pm} = AB \pm BA$$

$$G_{AB}^{\text{ret}}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega'}{2\pi i} \frac{\Lambda_{AB}^{\pm}(\omega')}{\omega' - \omega - i\epsilon} \quad \Lambda_{AB}^{\pm}(\omega) = i\hbar \left(\frac{\beta\hbar\omega}{2}\right) \Lambda_{AB}^{\mp}(\omega)$$

— это пропорционально FDT, т.е. $\Lambda_{AB}^{\pm}(\omega) \rightarrow G^{\text{ret}}(t, t') = \frac{1}{i\hbar} \theta(t - t') \langle A(t)B(t') + B(t')A(t) \rangle$

— симметричная корреляционная функция $G^{\text{sym}}(t, t') = \frac{1}{2} \langle A(t)B(t') + B(t')A(t) \rangle$

Спектральная

$$\text{density: } \left. \begin{aligned} 1) J_{AB}(\omega) &= \frac{2\pi\hbar}{2} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} A_{mn} B_{nm} \delta(\omega - E_n + E_m) \quad \text{— групп. инверсия} \\ 2) J_{AB}(\omega) &= \frac{1}{2} 2\pi\hbar \int dE dE' e^{-\beta E} \delta(\hbar\omega + E - E') J_{AB}(E, E') \\ J_{AB}(E, E') &= \text{Tr} [\delta(E - \hat{H}) \hat{A} \delta(E' - \hat{H}) \hat{B}] \quad \text{— операторная инверсия} \end{aligned} \right\}$$

$$\begin{aligned} \text{Tr} [\delta(E - \hat{H}) \hat{A} \delta(E' - \hat{H}) \hat{B}] &= \sum_m \langle m | \delta(E - \hat{H}) \hat{A} \delta(E' - \hat{H}) \hat{B} | m \rangle = \\ &= \sum_{mn} \langle m | \delta(E - \hat{H}) \hat{A} | n \rangle \langle n | \delta(E' - \hat{H}) \hat{B} | m \rangle = | \langle m | \delta(E - \hat{H}) \hat{A} | n \rangle | = \\ &= \sum_{mn} \langle m | \hat{A} | n \rangle \delta(E - E_m) \langle n | \hat{B} | m \rangle \delta(E' - E_n) = \sum_{mn} A_{mn} B_{nm} \delta(E - E_n) \delta(E - E_m) \end{aligned}$$

— Случай, когда обе порождающие $J_{AB}(\omega)$ возбуждают систему.

$\delta(E - \hat{H})$ — оператор, соответствующий энергии, и квантовое состояние системы.

Заменяем Γ_k и получаем более точную $\omega_{mn} = \omega_k \rightarrow \omega_k + i\Gamma_k$,

где Γ_k — ширина магнитона ω_k .

Но можно учесть возмущения из уровней E, E' .

$$\text{Оператор намагниченности: } \hat{M}_d(\mathbf{r}) = \sum_i S_i^d \delta(\mathbf{r} - \mathbf{R}_i) = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{l}} S_{\mathbf{l}}^d e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}} \quad \alpha = x, y, z, \quad d = 1, 2$$

$$\begin{aligned} A_d(\mathbf{r}, \omega) &= [1 - e^{\beta\hbar\omega}] \frac{1}{2} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} [\hat{M}_d(\mathbf{r})]_{mn} [\hat{M}_d^{\dagger}(\mathbf{r}')]_{nm} \delta(\omega - E_n + E_m) = \\ &= [\dots] \frac{1}{2} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} \delta(\omega) \frac{1}{V^2} \sum_{\mathbf{q}, \mathbf{q}'} e^{i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - i\mathbf{q}' \cdot \mathbf{r}'} [S_{\mathbf{l}}^d]_{mn} [S_{\mathbf{l}'}^{\dagger}]_{nm} \end{aligned}$$

Дана уравнение $A(\vec{r}, \vec{r}', \omega) = A(\vec{r}_0, \vec{r}_0)$ и т.д. $\vec{r}' = \vec{r}_0$

$$A_d(\vec{r}, \omega) = [1 - e^{-\beta \hbar \omega}] \frac{1}{Z} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} \delta(\omega - E_n + E_m) \sum_{q, q'} e^{i\vec{q} \cdot \vec{r} - i\vec{q}' \cdot \vec{r}'} [S_q^x]_{mn} [S_{q'}^{x\dagger}]_{nm}$$

$$= \frac{1}{V} [1 - e^{-\beta \hbar \omega}] \frac{1}{Z} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} \delta(\omega - E_n + E_m) \sum_{\vec{q}} e^{i\vec{q} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')} [S_{\vec{q}}^x]_{mn} [S_{-\vec{q}}^{x\dagger}]_{nm}$$

$$= \frac{1}{V} \sum_{\vec{q}} e^{i\vec{q} \cdot (\vec{r} - \vec{r}')} A_d(\vec{q}, \omega)$$

$$A_d(\vec{q}, \omega) = \frac{1}{V} [1 - e^{-\beta \hbar \omega}] \frac{1}{Z} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} \delta(\omega - E_n + E_m) [S_{\vec{q}}^x]_{mn} [S_{-\vec{q}}^{x\dagger}]_{nm}$$

$$S_{\vec{q}}^x = \sum_i S_i^x e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_i}, \quad S_{\vec{q}}^{x\dagger} = \sum_i S_i^{x\dagger} e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_i}, \quad S_{-\vec{q}}^{x\dagger} = \sum_i S_i^x e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_i}$$

$$[S_{-\vec{q}}^{x\dagger}]_{nm} = \sum_i \langle n | S_i^x | m \rangle e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_i} = \sum_i \langle m | S_i^x | n \rangle^* e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_i} = \left(\sum_i \langle m | S_i^x | n \rangle e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}_i} \right)^*$$

$$= [S_{\vec{q}}^x]_{mn}^*, \text{ using } (\hat{A} = \hat{M}, \hat{B} = \hat{A}^\dagger = \hat{M}^\dagger):$$

$$A_{dd}(\vec{q}, \omega) = \frac{1}{V} [1 - e^{-\beta \hbar \omega}] \frac{1}{Z} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} |(\hat{S}_{\vec{q}}^x)_{mn}|^2 \delta(\omega - E_n + E_m) \quad \text{--- var. of } S \text{ ---}$$

$$J_{AB}(\omega) = J_{dd}(\vec{q}, \omega) = \frac{2\pi \hbar}{(1 - e^{-\beta \hbar \omega})} A_{dd}(\vec{q}, \omega), \quad \begin{pmatrix} A = M_d \\ B = A^\dagger = M_d^\dagger \end{pmatrix}$$

$$(1) \quad J_{dd}(\vec{q}, \omega) = \frac{2\pi \hbar}{V} \frac{1}{Z} \sum_{mn} e^{-\beta E_m} |(\hat{S}_{\vec{q}}^x)_{mn}|^2 \delta(\omega - E_n + E_m), \quad \begin{matrix} d = x, y, z \\ d = t, z \end{matrix}$$

Тогда $\hat{M}_d(\vec{r}) = g \mu_B \sum_i S_i^x \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) = \frac{g \mu_B}{V} \sum_{\vec{q}} S_{\vec{q}}^x e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}}$

S_i^x и $S_{\vec{q}}^x$ --- операторы. Тогда в $J_{dd}(\vec{q}, \omega)$ получим $(g \mu_B)^2$.

Учтем, что $G_{M_d M_d^\dagger}^{\text{ret}}(t, t') = \frac{1}{i\hbar} \theta(t - t') \langle [\hat{M}_d(\vec{r}, t), \hat{M}_d(\vec{r}, t')] \rangle$

$$G_{M_d M_d^\dagger}^{\text{ret}}(t, t') = \langle\langle \hat{M}_d(\vec{r}, t) | \hat{M}_d^\dagger(\vec{r}, t') \rangle\rangle$$

$\hat{M}_d(t) = g \mu_B \frac{1}{V} \sum_{\vec{q}} \hat{S}_{\vec{q}}^x(t) \varphi_{\vec{q}}(\vec{r}), \quad \varphi_{\vec{q}}(\vec{r}) = \frac{1}{V^{1/2}} e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}} \quad \text{--- функция сф.}$

$\hat{S}_{\vec{q}}^x(t) = \sum_i S_i^x e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}_i} e^{-iE_{\vec{q}} t} \quad \hat{S}_{\vec{q}}^x = \sqrt{2S} a_{\vec{q}}^+, \quad \hat{S}_{\vec{q}}^+ = \sqrt{2S} a_{\vec{q}},$

$a_{\vec{q}}^+, a_{\vec{q}}$ --- бозе операторы из кр. Херштейна - Уфимца.

В кр. Херштейна - Уфимца $\varphi_{\vec{q}}(\vec{r}) = m_{\vec{q}}(\vec{r})$ не зависит от времени, т.е. $e^{i\vec{q} \cdot \vec{r}}$, но может быть произвольной функцией, exch.-dip SW загарм.

Упр. Spectral m. noise density: $J_{dd}(\omega) = \sum_{\vec{q}} J_{dd}(\vec{q}, \omega)$

① Это, конечно, верно, при T-уравнении (конверсии T) делится в замене $S \rightarrow \langle S_z \rangle$ в одно-матричных ФТ и на Jensen

$G^{\pm}(\vec{q}, \omega) = \frac{2\langle S_z \rangle}{\omega + i\epsilon - E_{\vec{q}}} \quad \text{и Eq. (2) } J_{dd}(\vec{q}, \omega) \text{ симметрично.}$

② Другая часть: $\chi(\omega)$ и $J(\omega)$ распадаются на две из Single-phon Hamiltonian $\propto \sum_{mn} e^{-\beta E_m} (-)$, а затем второе $\vec{q}$ через бозе-операторы можно положить в RPA (Jensen). ② $\rightarrow$ ①

③ Фёрми система; $\chi(\vec{q}, \omega)$ можно найти из LLG-(::).
 микро взаимодействия, в системе со спинами магнетизма, рассмотрим
 преобразования S_i^x и S_i^y , $d=x, y, z$.

5/1 ①. Система, Jonsen:

$$G^{+-}(\vec{q}, \omega) = \frac{2\langle S_z \rangle}{\omega + i\epsilon - E_{\vec{q}}}$$

это соответствует independent
 particle $G(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{\omega - E_{\vec{k}}}$ (Rickayzen)
 и $A(\vec{k}, \omega) = \delta(\omega - E_{\vec{k}})$

$$A(\vec{q}, \omega) = -\frac{1}{\pi} \text{Im} G^{+-}(\vec{q}, \omega) = \frac{1}{\pi} \text{Im} f^{+-}(\vec{q}, \omega),$$

$$A(\vec{q}, \omega) = 2\langle S_z \rangle \delta(\omega - E_{\vec{q}})$$

→ Фёрми система безгаше damping / finite life time of quasiparticle:

$$\delta(\omega - E_{\vec{k}}) \rightarrow \frac{1}{\pi} \frac{\alpha_{\vec{k}} \Gamma_{\vec{k}}}{(E_{\vec{k}} - \omega)^2 + \Gamma_{\vec{k}}^2}, \text{ см. Rickayzen.}$$

$\Gamma_{\vec{k}}, E_{\vec{k}}$ - renormalized, $\alpha_{\vec{k}}$ коэффициент диффузии на $\omega_{\vec{k}}$ $\sum (\vec{k}, -i\omega)$.

Аналог. Eq. Jonsen, заменим $\omega_{n'n} = (E_{n'} - E_n)$ на $\omega_{n'n} - i\Gamma_{n'n}$,
 $|n\rangle \rightarrow \text{CP} \text{ fl}$, $\langle n| = E_n |n\rangle$.

$$\chi^{+-}(\vec{q}, \omega) = -G^{+-}(\vec{q}, \omega), \quad \chi_{BA}^*(z) = \chi_{B^+A^+}(-z^*) - \text{Jonsen, } z = \omega + i\epsilon$$

Две $\chi^{+-}(\omega)$ $B = A^+ = S^+$, $A = S^-$

$$\chi_{A^+A}^*(z) = \chi_{AA^+}(-z^*), \quad \chi^{+-}(z)^* = \chi^{-+}(-z^*)$$

$$-z^* = \bar{z}, \quad z = -\bar{z}^*, \quad \chi^{-+}(\bar{z}) = \chi^{+-}(-\bar{z}^*)^*$$

$$\chi^{+-}(z) = \frac{1}{E - z}, \quad \chi^{+-}(-\bar{z}^*) = \frac{1}{E + \bar{z}^*}, \quad \chi^{+-}(-\bar{z}^*)^* = \frac{1}{E + \bar{z}}$$

$$\chi^{-+}(\bar{z}) = \frac{1}{E + \bar{z}}, \quad \chi^{-+}(z) = \frac{1}{E + \omega + i\epsilon} = \frac{1}{E + \omega} - i\pi \delta(E + \omega)$$

$$\chi_{xx}(\vec{q}, \omega) = \frac{1}{2} \langle S_z \rangle \left[\frac{1}{E_{\vec{q}} - \omega - i\epsilon} + \frac{1}{E_{\vec{q}} + \omega + i\epsilon} \right] = \frac{2E_{\vec{q}} \cdot \frac{1}{2} \langle S_z \rangle}{E_{\vec{q}}^2 - \omega^2 - i\epsilon(E + \omega) + i\epsilon(E - \omega)}$$

$$= \langle S_z \rangle \frac{E_{\vec{q}}}{E_{\vec{q}}^2 - \omega^2 - 2i\epsilon\omega} = |\epsilon \rightarrow +0| = \langle S_z \rangle \frac{E_{\vec{q}}}{E_{\vec{q}}^2 - \omega^2}$$

→ Nonbodylum безгаше damping: $E_{\vec{q}} \rightarrow E_{\vec{q}} - i\Gamma_{\vec{q}}$ (isotropic case)

$$\chi_{xx}(\vec{q}, \omega) = \langle S_z \rangle \frac{E_{\vec{q}} - i\Gamma_{\vec{q}}}{(E_{\vec{q}} - i\Gamma_{\vec{q}})^2 - \omega^2} = \langle S_z \rangle \frac{E - i\Gamma}{(E^2 - \omega^2 - \Gamma^2) - 2i\Gamma E}$$

$$= \langle S_z \rangle \frac{(E - i\Gamma)(E^2 - \omega^2 - \Gamma^2 + 2i\Gamma E)}{(E^2 - \omega^2 - \Gamma^2)^2 + 4\Gamma^2 E^2} = \langle S_z \rangle \frac{E(E^2 - \omega^2 - \Gamma^2) + 2\Gamma^2 E - i\Gamma(E^2 - \omega^2 - \Gamma^2) + 2i\Gamma E^2}{(\dots)}$$

$$= \langle S_z \rangle \frac{E(E^2 - \omega^2 + \Gamma^2) + i\Gamma[2E^2 - E^2 + \omega^2 + \Gamma^2]}{(\dots)}$$

$$\text{Im} \chi_{xx}(\vec{q}, \omega) = \langle S_z \rangle \left[\frac{E_{\vec{q}}^2 + \Gamma_{\vec{q}}^2 + \omega^2}{(E_{\vec{q}}^2 - \omega^2 - \Gamma_{\vec{q}}^2)^2 + 4\Gamma_{\vec{q}}^2 E_{\vec{q}}^2} \right]$$

Нужно $\Gamma_{\vec{q}}$ и ω для расчета.
 Если $\omega^2 \ll E_{\vec{q}}^2$ и $\Gamma_{\vec{q}}^2 \ll E_{\vec{q}}^2$ (1)

Введем $\Gamma_k = \Gamma_k(\omega)$ вместо Γ_k , а δ заменим $\Gamma_k(\omega) = \delta_{\text{new}}$ на δ ради удобства.

ω^2 — это еще δ функция $\text{Im } f_{xx}(\vec{k}, \omega)$, и тогда II и III — это уравнения, reverse Heisenberg equations of motion.

Введем $\text{Im } f_{xx}(\vec{k}, \omega)$ и получим:

$$\begin{aligned} \frac{2}{\langle S_z \rangle} f_{xx}(\vec{k}, \omega) &= \frac{1}{E_k - \epsilon_k - \omega - i\delta} - \frac{1}{E_k - \epsilon_k + \omega + i\delta} \\ &= \frac{E_k - \omega + i(\Gamma_k + \delta)}{(E_k - \omega)^2 + (\Gamma_k + \delta)^2} - \frac{E_k + \omega + i(\Gamma_k - \delta)}{(E_k + \omega)^2 + (\Gamma_k - \delta)^2} = |\delta + i\delta| = \\ &= \frac{[(E_k - \omega) + i(\Gamma_k + \delta)][(E_k + \omega)^2 + (\Gamma_k - \delta)^2] + [(E_k + \omega) + i(\Gamma_k - \delta)][(E_k - \omega)^2 + (\Gamma_k + \delta)^2]}{[(E_k - \omega)^2 + (\Gamma_k + \delta)^2][(E_k + \omega)^2 + (\Gamma_k - \delta)^2]} \\ &= \frac{[E_k - \omega + i\Gamma_k][(E_k + \omega)^2 + \Gamma_k^2] + [E_k + \omega + i\Gamma_k][(E_k - \omega)^2 + \Gamma_k^2]}{[(E_k - \omega)^2 + \Gamma_k^2][(E_k + \omega)^2 + \Gamma_k^2]} \\ &= \frac{(E_k + \omega)(E_k^2 - \omega^2) + \Gamma_k^2(E_k - \omega) + (E_k - \omega)(E_k^2 - \omega^2) + \Gamma_k^2(E_k + \omega) + i\Gamma_k[(E_k + \omega)^2 + \Gamma_k^2 + (E_k - \omega)^2 + \Gamma_k^2]}{(E_k^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_k^2(E_k + \omega)^2 + \Gamma_k^2(E_k - \omega)^2 + \Gamma_k^4} \\ &= \frac{2E_k(E_k^2 - \omega^2) + 2\Gamma_k^2 E_k + i\Gamma_k[2E_k^2 + 2\omega^2 + 2\Gamma_k^2]}{(E_k^2 - \omega^2)^2 + 2\Gamma_k^2(E_k^2 + \omega^2) + \Gamma_k^4} \\ \rightarrow f_{xx}(\vec{k}, \omega) &= \langle S_z \rangle \frac{E_k(E_k^2 - \omega^2 + \Gamma_k^2) + i\Gamma_k(E_k^2 + \Gamma_k^2 + \omega^2)}{(E_k^2 - \omega^2 - \Gamma_k^2)^2 + 4\Gamma_k^2 E_k^2} \quad \text{two independent particles.} \end{aligned}$$

На этом этапе оператор (Рикарден):

$$\begin{aligned} G^{2st}(\vec{k}, \omega) &= \frac{1}{\omega - \epsilon_k} \rightarrow G^{2st}(\vec{k}, \omega) = \frac{a_k}{\omega - \epsilon_k + i\Gamma_k} \\ A(\vec{k}, \omega) &= -\frac{1}{\pi} \text{Im } G^{2st}(\vec{k}, \omega) = \delta(\omega - \epsilon_k) \rightarrow A(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{\pi} \frac{a_k \Gamma_k}{(\epsilon_k - \omega)^2 + \Gamma_k^2} \end{aligned}$$

где $\gamma = 2$ на $a_k, \epsilon_k, \Gamma_k$ см. Рикарден, 24/20 02г.

Введем нек. оператор $\sum(\vec{k}, \omega)$ обозначая $\epsilon_k \rightarrow \epsilon_k + \sum(\vec{k}, \omega)$ и $\Phi \Gamma$ две independent particles.

Заменим $E_k \rightarrow E_k - i\Gamma_k$ — это все же не феноменологично.

Энергия E_k — это тоже феноменологично.

Вывод: 1) планка $\gamma = 2$ для нек. оператора $\sum$ (200 возмущений в итерации суграфа, тогда Адамс — коммутирует (2-м) + diff of operators)
2) рассматривая $\Gamma_k(\omega)$ достаточно, микроканонический гравитационный распад суграфа.

В суграфе амплитуды (от — от квант., σ_x, σ_y — операторы матрицы)

$f_{xx}(\vec{k}, \omega) \neq \gamma_{yy}(\vec{k}, \omega)$, см. Јансен, 24/20 02г.

$$f_{xx}(\vec{k}, \omega) = \frac{\langle J_z \rangle}{[A_1 + B_1]} \frac{E_k^2}{E_k^2 - \omega^2}, \quad \gamma_{yy}(\vec{k}, \omega) = \frac{\langle J_z \rangle}{[A_1 - B_1]} \frac{E_k^2}{E_k^2 - \omega^2}$$

$B_1 \sim B_2$

Рассмотрим анизотропную ферромагнитную спектральную плотность:



$$\begin{cases} S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) \chi_{yy}(0) \frac{d_1 \omega_0^2 + d_2 \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (d_1 + d_2) \omega^2}, & \chi_{yy}(0) = \frac{M_s}{A}, B > A \\ S_{xx}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) \chi_{xx}(0) \frac{d_2 \omega_0^2 + d_1 \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (d_1 + d_2) \omega^2}, & \chi_{xx}(0) = \frac{M_s}{B} \end{cases}$$

См. 23/17, 25/17 и 7/2 2002 г.

$d_1 = dB$, $d_2 = dA$ - LLG damping (Gilbert), $d_1 = d_2 = \gamma$ - S.B. damping.

1) LLG-damp.:

$$\begin{cases} S_{yy}(\omega) = \frac{2kT}{M_s V} d \frac{B^2 + \omega^2(1+d^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + d^2 \omega^2 (A+B)^2}, & \omega_0^2 = AB - \text{ФМП resonance} \\ S_{xx}(\omega) = \frac{2kT}{M_s V} d \frac{A^2 + \omega^2(1+d^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + d^2 \omega^2 (A+B)^2}, & \kappa = 1 + \frac{d_1 d_2}{\omega_0^2} \\ & \kappa = 1 + \gamma^2 / \omega_0^2 - \text{S.B.} \end{cases}$$

$$\frac{S_{yy}(\omega=0)}{S_{xx}(\omega=0)} = \frac{B^2}{A^2}$$

2) S.B. damping:

$$\begin{cases} S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) \frac{\gamma}{A} \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2} \\ S_{xx}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) \frac{\gamma}{B} \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2} \sim \frac{S_{yy}(0)}{S_{xx}(0)} = \left(\frac{B}{A} \right) \end{cases}$$

Т.е. $S_{xx}(\omega)$ и $S_{yy}(\omega)$ анизотропны по-прежнему для LLG и S.B. damping.

Ⓘ Isotropic case ($A=B$) $\text{Im} \chi_{xx}(\vec{q}, \omega) = \langle S_z \rangle \Gamma_q \frac{E_q^2 + \Gamma_q^2 + \omega^2}{[(E_q^2 - \Gamma_q^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma_q^2 E_q^2]}$ - квант.
 $\chi_{xx} = \chi_{yy}$
 и LL $\rightarrow S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) d \frac{\omega_0^2 + \omega^2(1+d^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + d^2 \omega^2 \cdot 4\omega_0^2}$, $A=B$, $\gamma = dA = d\omega_0$.
 $\Gamma_q \sim \omega$ необходимо для квант. $\chi''(\omega)$

Квант. $S_{yy}(\omega) = (\dots) \frac{1}{\omega} \text{Im} \chi_{yy}(\vec{q}, \omega) = (\dots) \langle S_z \rangle \frac{\Gamma_q}{\omega} \frac{\omega_q^2 + \Gamma_q^2 + \omega^2}{[(\omega_q^2 - \Gamma_q^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma_q^2 \omega_q^2]}$

$\rightarrow$ Визно, что при $\vec{q} \rightarrow 0$ LL- $S_{yy}(\omega)$ и квант. $S_{yy}(\omega)$

Совмещены только если $\Gamma_0 = d\omega$ (!). В изотропн. случае обе квант. формы $S_{yy}(\omega)$ - LLG и S.B. совпадают и совпадают с квантовой $S_{yy}(\omega)$ при $\Gamma_0 = d\omega$.

$\Gamma_{q=0} = d\omega$ - условие согласования и поэтому должно выполняться (интерференционная картина) обосновано.

Ⓜ Anisotropic case $\text{Im} \chi_{xx}(\vec{q}, \omega) = \frac{1}{[A_2 + B_2]} \text{Im} \chi_{xx}^{iso}(q, \omega)$; $\text{Im} \chi_{yy}(q, \omega) = \frac{1}{[A_2 - B_2]} \text{Im} \chi_{yy}^{iso}(q, \omega)$

$$\frac{S_{yy}(\vec{q}, \omega)}{S_{xx}(\vec{q}, \omega)} = \frac{\text{Im} \chi_{yy}(q, \omega)}{\text{Im} \chi_{xx}(q, \omega)} = \left(\frac{A_2 - B_2}{A_2 + B_2} \right)^{-1}, \quad \frac{S_{yy}(0, \omega)}{S_{xx}(0, \omega)} = \left(\frac{A_0 - B_0}{A_0 + B_0} \right)^{-1}$$

См. 24/17 $\frac{1}{g\mu_B} [A_0 - B_0] = H$, $\frac{1}{g\mu_B} [A_0 + B_0] = \frac{6}{g\mu_B} B_2 (J - \frac{1}{2}) (1 - 2m - 6) + H (= B)$

11111 $B_2^0(J-\frac{1}{2})(1-2m-\delta) = H_A(\tau)$ no changing, $B_2^0 > 0$.
 anisotropy of the atoms about the nucleus $H_A = 4\pi M_B$.

Квант. $\frac{S_{yy}(0, \omega)}{S_{xx}(0, \omega)} = \left(\frac{H}{H_A + H} \right)^{-1} = \frac{H_A + H}{H} = \frac{B}{A}$ (A constant of the ratio.)

Due S.B. $\frac{S_{yy}(\omega)}{S_{xx}(\omega)} = \frac{B}{A}$ T.e. S.B. ratio $\frac{S_{yy}(\omega)}{S_{xx}(\omega)}$ converge

c квант. парам. $\frac{S_{yy}(q, \omega)}{S_{xx}(0, \omega)}$ (1) если упорядок в квант.

бегущие волны (в. параметра) $\chi_{xx}(q, \omega) = \frac{\langle J_z \rangle}{A_1 + B_1} \frac{E_1}{E_1^2 - \omega^2} \frac{E_1 - E_1 - \Gamma_1}{E_1^2 - \omega^2}$

Квант. $S_{yy}(q, \omega) = (\dots) \frac{1}{\omega} \chi_{yy}(q, \omega) = (\dots) \frac{\langle J_z \rangle}{[A_1 - B_1]} \frac{\Gamma_1}{\omega} \frac{\omega_1^2 + \Gamma_1^2 + \omega^2}{[(\omega_1^2 - \Gamma_1^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma_1^2 \omega^2]}$

S.B. $S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) \frac{1}{A} \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}$, $\frac{1}{\gamma \mu_B} [A_0 - B_0] = H = A$

уравн. $\Gamma_1 = \gamma \frac{\omega}{\omega_1}$, квант. $S_{yy}(q, \omega) = (\dots) \frac{\langle J_z \rangle}{\gamma \mu_B A} \left(\frac{\gamma}{\omega_1} \right) \frac{\omega_1^2 + \omega^2 (1 + \gamma^2/\omega_1^2)}{[(\omega_1^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2]}$
 $\pi_1 = 1 + \gamma^2/\omega_1^2$ const. "x" при $q \rightarrow 0$.

Вывод, что в квант. $S_{yy}(q, \omega)$ есть гоним. максимум $\frac{1}{\omega_1^2}$ по q при c S.B. $S_{yy}(q, \omega) = S_{yy}(\omega)$, если упорядок $\Gamma_{q=0} = \gamma \frac{\omega}{\omega_0}$.
 Если $\Gamma_{q=0} = \gamma$, то сходимое к γ при $q \rightarrow 0$.

Но квант. $S_{yy}(q, \omega)$ а расщ. незнач. $B_2 \sim B_2^0 \sim H_A$.

Взгля $\omega_1^2 = [A_1 + B_1][A_1 - B_1] = A_1^2 - B_1^2$ и тогда

$\rightarrow \chi_{xx}(q, \omega) = \frac{\langle J_z \rangle}{[A_1 + B_1]} \frac{E_1^2}{E_1^2 - \omega^2}$, $\chi_{yy}(q, \omega) = \frac{\langle J_z \rangle}{[A_1 - B_1]} \frac{E_1^2}{E_1^2 - \omega^2}$

Омне с урег. расщ. в квант. $E_1 \rightarrow (E_1 - i\Gamma_1)$.

$\chi_{xx}(q, \omega) = \frac{\langle J_z \rangle}{(A_1 + B_1)} E_1 \frac{E_1}{E_1^2 - \omega^2} = \frac{E_1}{(A_1 + B_1)} \chi_{xx}^{iso}(q, \omega)$

$\chi_{xx}(q, \omega) = \frac{1}{(A_1 + B_1)} (E_1 - i\Gamma_1) \frac{E(E^2 - \omega^2 + \Gamma^2) + i\Gamma[E^2 + \omega^2 + \Gamma^2]}{[E^2(E^2 - \omega^2 + \Gamma^2) + \Gamma^2(E^2 + \omega^2 + \Gamma^2) + i\Gamma(E(E^2 - \omega^2 + \Gamma^2) - E(E^2 + \omega^2 + \Gamma^2))]}$
 $= \frac{1}{(A_1 + B_1)} \frac{E_1 \Gamma_1}{2\omega^2}$

$\text{Im } \chi_{xx}(q, \omega) = \frac{E_1}{A_1 + B_1} \frac{\Gamma_1}{2\omega^2} \frac{1}{[(E_1^2 - \omega^2 - \Gamma_1^2)^2 + 4\Gamma_1^2 E_1^2]}$

$\text{Im } \chi_{yy}(q, \omega) = \frac{E_1}{(A_1 - B_1)} \frac{\Gamma_1}{2\omega^2} \frac{1}{[(E_1^2 - \Gamma_1^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma_1^2 E_1^2]}$

Вывод, что при незнач. $\text{Im } \chi(q, \omega)$ и $\Gamma_1 \sim \omega$, то при $\Gamma_1 \sim \omega$ $\text{Im } \chi(q, \omega)$ сходим, не сходим, ($B_1 = 0$) и $\Gamma_1 \sim \omega$, $\text{Im } \chi(q, \omega)$.

B anisotropic case: frequency is inhomogeneous

$$\rightarrow \chi_{xx}(q, \omega) = \langle J_z \rangle \frac{A_L - B_L}{E_L^2 - \omega^2}, \quad \chi_{yy}(q, \omega) = \langle J_z \rangle \frac{A_L + B_L}{E_L^2 - \omega^2}$$

$$E_L^2 = A_L^2 - B_L^2 \quad \text{u. Reger damping: } A_L = E_L^{\text{iso}} \rightarrow A_L - i\Gamma_L$$

$$\begin{aligned} \chi_{xx}(q, \omega) &= \langle J_z \rangle \frac{A_L - i\Gamma_L - B_L}{(A_L - i\Gamma_L)^2 - B_L^2 - \omega^2} = \langle J_z \rangle \frac{A_L - B_L - i\Gamma_L}{E_L^2 - \omega^2 - \Gamma_L^2 - 2i\Gamma_L A_L} = \\ &= \langle J_z \rangle \frac{(A_L - B_L - i\Gamma_L)(E_L^2 - \omega^2 - \Gamma_L^2 + 2i\Gamma_L A_L)}{(E_L^2 - \Gamma_L^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma_L^2 A_L^2} = \langle J_z \rangle \frac{i\Gamma_L [-E_L^2 + \omega^2 + \Gamma_L^2 + 2A_L(A_L - B_L)]}{[...]} \end{aligned}$$

$$\text{Im } \chi_{xx}(q, \omega) = \langle J_z \rangle \Gamma_L \frac{E_L^2 - 2B_L(A_L - B_L) + \Gamma_L^2 + \omega^2}{[(E_L^2 - \Gamma_L^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma_L^2 A_L^2]}$$

$$\text{Im } \chi_{yy}(q, \omega) = |B_L - B_L| = \langle J_z \rangle \Gamma_L \frac{E_L^2 + 2B_L(A_L + B_L) + \Gamma_L^2 + \omega^2}{[(E_L^2 - \Gamma_L^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma_L^2 A_L^2]}$$

$$\text{Klar: } S_{yy}(q, \omega) = (...) \frac{1}{\omega} \text{Im } \chi_{yy}(q, \omega) = \langle J_z \rangle (...) \frac{\Gamma_L}{\omega} \frac{\omega^2 + 2B_L(A_L + B_L) + \Gamma_L^2 + \omega^2}{[(\omega^2 - \Gamma_L^2 - \omega^2)^2 + 4\Gamma_L^2 A_L^2]}$$

u. symm. wegen $E_L = A_L, B_L = 0$ geben.

$$\Gamma_L = \gamma \frac{\omega}{A_L} \quad \text{gibt klar: } S_{yy}(q, \omega) = (...) \langle J_z \rangle \frac{\gamma}{A_L} \frac{\omega^2 + 2B_L(A_L + B_L) + \omega^2(1 + \gamma^2/A_L^2)}{[(\omega^2 - \omega^2(1 + \gamma^2/A_L^2))^2 + 4\gamma^2 \omega^2]}$$

$$\text{Klar: } S_{yy}(q, \omega) = (...) \langle J_z \rangle \frac{\gamma}{A_L} \frac{(A_L + B_L)^2 + \omega^2(1 + \gamma^2/A_L^2)}{[\omega^2 - \omega^2(1 + \gamma^2/A_L^2)]^2 + 4\gamma^2 \omega^2}$$

$$\text{Klar: } S_{yy}(q=0, \omega) = (...) \langle J_z \rangle \frac{\gamma}{A_0} \frac{g^2 \mu_B^2 B^2 + \omega^2(1 + \gamma^2/A_0^2)}{[\omega_0^2 - \omega^2(1 + \gamma^2/A_0^2)]^2 + 4\gamma^2 \omega^2}$$

$$\text{Klar: S.B. } S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_{SV}} \right) \frac{\gamma}{A} \frac{\omega_0^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}, \quad \gamma = 1 + \gamma^2/\omega_0^2, \quad \omega_0^2 = AB$$

$$A = H, B = H_A(\mu\mu H) + H.$$

$$\begin{cases} (A_0 - B_0) \frac{1}{g\mu_B} = H = A, \\ (A_0 + B_0) \frac{1}{g\mu_B} = H_A + H = B \end{cases}$$

$$2A_0 \frac{1}{g\mu_B} = 2H + H_A, \quad A_0 \frac{1}{g\mu_B} = H + \frac{1}{2} H_A, \quad A_0 \neq A.$$

$$A + B = 2A_0 \frac{1}{g\mu_B}$$

$$\text{Nurmy: } \text{unperfektes } \delta \text{ ohne LLG damping: } 4\Gamma_L^2 A_L^2 = d^2 \omega^2 (A+B)^2 = d^2 \omega^2 \frac{4A_0^2}{(g\mu_B)^2}$$

$$\Gamma_L = d\omega \quad (q \rightarrow 0).$$

$$\text{Klar: } S_{yy}(\omega) = (...) \langle J_z \rangle d \frac{\omega_0^2 + 2B_0(A_0 + B_0) + d^2 \omega^2 + \omega^2}{[(\omega_0^2 - \Gamma_0^2 - \omega^2)^2 + 4d^2 \omega^2 A_0^2]}$$

$$\omega_0^2 + 2B_0(A_0 + B_0) = A_0^2 - B_0^2 + 2B_0(A_0 + B_0) = (A_0 + B_0)^2 = g^2 \mu_B^2 B^2 = d^2 B^2 \quad h=1$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Klar: } S_{yy}(q=0, \omega) = (...) \langle J_z \rangle d \frac{d^2 B^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + d^2 \omega^2 d^2 (A+B)^2} \\ \text{Klar: LLG } S_{yy}(\omega) = \left(\frac{2kT}{M_{SV}} \right) d \frac{B^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + d^2 \omega^2 (A+B)^2} \end{array} \right.$$

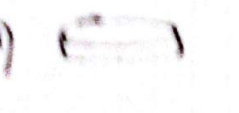
Beweg: Klar: paarer $S_{yy}(q=0, \omega)$ beschleunigt LLG $S_{yy}(\omega)$, wenn $\Gamma_0 = d\omega$ u. damping $A_L \rightarrow A_L - i\Gamma_L$

6/1 Poytop, Hansen, Hansen, ex-staff, V.C. Chen et al.
"Equilibrium and nonequilibrium phenomena made unified"
Phys. Reports 112, 1-111 (1985). Hansen 2001, 2003

11/10 Hansen, Hansen, Hansen, ex-staff, V.C. Chen et al.
"Nonequilibrium phenomena made unified" Phys. Reports 112, 1-111 (1985). Hansen 2001, 2003

7/1 Hansen, Hansen, Hansen, ex-staff, V.C. Chen et al.
"Nonequilibrium phenomena made unified" Phys. Reports 112, 1-111 (1985). Hansen 2001, 2003

8/1 Hansen, Hansen, Hansen, ex-staff, V.C. Chen et al.
"Nonequilibrium phenomena made unified" Phys. Reports 112, 1-111 (1985). Hansen 2001, 2003

9)  $D = 15 \mu m$, $w = 15 \mu m$
 $D = 5 \mu m$, $w = 5 \mu m$

10)  $W = 15 \mu m$, $T = 15 \mu m$
 $W = 5 \mu m$, $T = 5 \mu m$

Hansen, Hansen, Hansen, ex-staff, V.C. Chen et al.
"Nonequilibrium phenomena made unified" Phys. Reports 112, 1-111 (1985). Hansen 2001, 2003

8/1 Hansen, Hansen, Hansen, ex-staff, V.C. Chen et al.
"Nonequilibrium phenomena made unified" Phys. Reports 112, 1-111 (1985). Hansen 2001, 2003

Hansen, Hansen, Hansen, ex-staff, V.C. Chen et al.
"Nonequilibrium phenomena made unified" Phys. Reports 112, 1-111 (1985). Hansen 2001, 2003

Hansen, Hansen, Hansen, ex-staff, V.C. Chen et al.
"Nonequilibrium phenomena made unified" Phys. Reports 112, 1-111 (1985). Hansen 2001, 2003

9/1 Hansen, Hansen, Hansen, ex-staff, V.C. Chen et al.
"Nonequilibrium phenomena made unified" Phys. Reports 112, 1-111 (1985). Hansen 2001, 2003

Escaneado con CamScanner

Note: For uniform motion $m_1(p, t) = m_2(p, u) \cos(\omega t + m_0)$ n.s.p. $\Rightarrow Q'_t = Q''_t$.


 $\vec{B} \parallel \vec{\mu}$
 $\vec{m}_x + i \vec{m}_y = \chi(\rho) e^{i\phi}$

Надо ввести дифференциал $\mu_1 + i\mu_2 = m_1 + im_2 =$
 массы, т.е. угловое радиус в гравит. популяциях.

$$\left\{ \begin{aligned} -\frac{i}{\hbar} \hat{p}_x &= H_1 \mu_y - h_m^x - h_m^z \\ -\frac{i}{\hbar} \hat{p}_y &= -H_1 \mu_x + h_m^x + h_m^z \end{aligned} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{aligned} -\frac{i}{\hbar} \hat{p}_+ &= -i [H_1 \mu_+ - (h_m^x + i h_m^z)] \quad (+) \\ -\frac{i}{\hbar} \hat{p}_- &= i [H_1 \mu_- - (h_m^x - i h_m^z)] \quad (-) \end{aligned} \right.$$

$$H_1 = H_2 + H_m^0 \approx H_2 - 4\pi M_s$$

Yor'a qo'yilgan imzo $\angle H_m^0 > 110^\circ$

$H_t = H_t(p)$ - internal axial sym. mag. field

Рассчитаем $10/\text{III}$ не для габаритов до конца, а хотим показать
то dyn. dipolar fields h_m^x, h_m^y равны, то система УД где
 μ_+, μ_- расщепилось. $\mu_{\pm}(p) = \mu(p) e^{\pm i\Phi_0}$  - по сп. упр.

$$h_m^x + i h_m^y = \frac{M}{2} \int d^2 \vec{p}' \left[(G_{xx} + G_{yy} - i G_{xy} + i G_{yx}) \mu_+ + (G_{xx} - G_{yy} + i G_{xy} + i G_{yx}) \mu_- \right]$$

$\int d^2 \vec{p}' = \int d p' \int_0^{2\pi} d\varphi$ Усреднение по φ от 0 до 2π означает умножение на $\frac{1}{2\pi}$
распределение γ^D

Na anota 26/vi $\frac{1}{(2\pi)^2} \int d\varphi d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') = \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\varphi d\varphi' G_{yy}(\vec{p}, \vec{p}') = - \int dk k f(kL) J_0(k\rho_0) Y_0$
 r. e. $\langle G_{xx} \rangle_{\varphi, \varphi'} = \langle G_{yy} \rangle_{\varphi, \varphi'}$

Аналогично можно показать $\langle G_{xy} \rangle_{\text{eq}} = -\langle G_{yx} \rangle_{\text{eq}}$ — и т.д.

$$\frac{1}{2\pi} \int d\varphi' [G_{xx} - iG_{xy}] = \cos\varphi e^{-i\varphi} [\dots], \quad \text{см. 10/111022.}$$

$$\frac{1}{2\pi} \{d\varphi' [G_{xx} + G_{yy} - i(G_{yx} + G_{xy})] = (1 - i\sin 2\varphi)[c_1 - b_1(p,p)] + (1 + i\sin 2\varphi)[a_1 - b_1(p,p)]$$

$$\frac{1}{(2\pi)^2} \int d\varphi d\varphi' [\dots] = \left(\frac{1}{2\pi}\right)^2 \left[C_1 - b_1(p_1 p_1') + a_1 - b_1(p_1' p_1) \right] =$$

$$= \left(\frac{1}{2\pi}\right)^0 (-2) \int dk k f(kL) J_0(kp) J_0(kp') = +2 \cdot \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\varphi d\varphi' G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') = 2 \langle G_{xx} \rangle_{\vec{p}}$$

$$\langle G_{xx} + G_{yy} - i(G_{yx} + G_{xy}) \rangle_{\phi, \phi'} = 2 \langle G_{xx} \rangle_{\phi, \phi'} \quad -6$$

Consequente $\langle G_{yx} \rangle_{q,q'} = - \langle G_{yx} \rangle_{q',q}$

$$\frac{1}{4\pi} \langle h_m^x + i h_m^y \rangle_0 = \frac{1}{2\pi} \oint d\varphi \frac{1}{2} \int d\varphi' \int d\varphi'' \left[(G_{xx} + G_{yy} - iG_{yx} - iG_{xy}) \gamma_+^*(\varphi') + (\dots) \gamma_-^*(\varphi'') \right]$$

$$= \frac{1}{2} 2\pi \frac{1}{(2\pi)^2} \int d\vec{p}' \int d\vec{p} \int d\vec{p}'_1 \dots = \pi \int d\vec{p}' \langle [\dots] \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} = \pi \int d\vec{p}' 2 \langle G_{xx} \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} M_+(p')$$

$$\frac{1}{M_s} \langle h_m^x + i h_m^y \rangle_{\vec{p}} = 2\pi \int d\vec{p}' \langle G_{xx}(\vec{p}\vec{p}') \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} M_+(p')$$

$$h_m^x - i h_m^y = \frac{1}{2} \int d\vec{p}' \left[(G_{xx} - G_{yy} - iG_{xy} - iG_{yx}) J_+ + (G_{xx} + G_{yy} + iG_{xy} - iG_{yx}) J_- \right]$$

В паре от 10/III не получается из-за iG_{yx} .

Поэтому вычесть iG_{yx} в $\langle h_m^x + i h_m^y \rangle_{\vec{p}} = 2\pi \langle G_{xx} \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} M_+$ или $\langle G_{xy} \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} \neq 0$.

$$G_{xy}(\vec{p}, \vec{p}') = -\frac{1}{\pi} \int d^2 k f(k) \frac{k_x k_y}{k^2} e^{i\vec{k}(\vec{p}-\vec{p}')} = -\frac{1}{\pi^2} \int d^2 k \sin 2\varphi_k e^{i\vec{k}(\vec{p}-\vec{p}')} \int_0^{2\pi} d\varphi e^{-i\vec{k}\vec{p} \cos(\varphi-\varphi_k)} = 2\pi J_0(kp)$$

$$\int d\varphi \int d\varphi' e^{i\vec{k}(\vec{p}-\vec{p}')} = \int d\varphi e^{i\vec{k}\vec{p}} \int d\varphi' e^{-i\vec{k}\vec{p}'} = \left| \int d\varphi e^{i\vec{k}\vec{p}} \right|^2 = (2\pi)^2 J_0^2(kp)$$

$$\int d\varphi d\varphi' G_{xy}(\vec{p}\vec{p}') = (2\pi)^2 \langle G_{xy} \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} = -\frac{1}{2\pi} \int d^2 k f \sin 2\varphi_k (2\pi)^2 J_0^2(kp) = 0 \quad (1)$$

$$\text{т.е.} \quad \int_0^{2\pi} d\varphi_k \sin 2\varphi_k = 0$$

т.е. сумма в знаке от 10/III 021. на основе $\int d\varphi d\varphi' G_{xy}$ не получается.

$$\langle G_{xy} \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} = -\langle G_{yx} \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} = -\langle G_{xy} \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} = 0$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{M_s} \langle h_m^x - i h_m^y \rangle_{\vec{p}} &= \frac{1}{2\pi} \int d\varphi \int d\vec{p}' \int d\vec{p}'_1 \left[(G_{xx} - G_{yy} - iG_{xy} - iG_{yx}) J_+ + \right. \\ &\quad \left. + (G_{xx} + G_{yy} + iG_{xy} - iG_{yx}) J_- \right] \\ &= \frac{1}{4\pi} \int d\vec{p}' (2\pi)^2 \langle [\dots] \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} = 2\pi \int d\vec{p}' \langle G_{xx} \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} M_-(p') \end{aligned}$$

$$\rightarrow \frac{1}{M_s} \langle h_m^x - i h_m^y \rangle_{\vec{p}} = 2\pi \int d\vec{p}' \langle G_{xx}(\vec{p}\vec{p}') \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} M_-(p')$$

Однако h_m^x нека боджонни. Уравнение (+), (-) для μ_+ , μ_- События (одно из двух не реализуется)

$$\mu_+(t) = \mu_+(\omega) e^{i\omega t}, \quad \dot{\mu}_+ = i\omega \mu_+ \rightarrow \frac{\omega}{\delta} \mu_+(p) = H_t(p) \mu_+(p) - \langle h_m^x + i h_m^y \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} M_s$$

$$\frac{\omega}{\delta} \mu_+(p) = H_t(p) \mu_+(p) - 2\pi \int d\vec{p}' \langle G_{xx}(\vec{p}\vec{p}') \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} M_+(p') \cdot M_s$$

$$\text{Axial Sym.} \quad \langle \vec{H}_m^0 \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} = \langle G[\vec{m}_0] \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} = -4\pi M_s \frac{R}{L} \int \frac{dk}{k} [1 - e^{-kL}] J_0(kp) J_1(kR)$$

$$H_t(p) = H_z + H_m^0(p) = H_z - 4\pi M_s \frac{1}{\beta} \int \frac{dk}{k} [1 - e^{-\beta k}] J_0(kp) J_1(k),$$

$$\langle G_{xx} \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'} = - (2\pi)^0 \int dk k f(k) J_0(kp) J_0(kp') =$$

$$= -\frac{1}{R^2} \int dx x f(\beta x) J_0(p x) J_0(p' x)$$

$$\frac{\omega}{\delta} \mu_+(p) = \mu_+(p) \left[H_z - \frac{1}{\delta} M_s \frac{1}{\beta} \int \frac{dx}{x} [1 - e^{-\beta x}] J_0(p x) J_1(x) \right] + 2\pi \int d\vec{p}' \int dx x f(\beta x) J_0(p x) J_0(p' x) \mu_+(p') \cdot M_s$$

т.е. др. для уравнения $\langle \dots \rangle_{\vec{p}, \vec{p}'}$ и $\vec{m}_0 \perp$ не меняется.

Escaneado con CamScanner

$$\int_0^R dg' f' \int_0^R dy' (1 - p(y')) J_0(y' z) J_0(y' z') J_0(x' z)$$

$$7. \quad p_1(y) = \delta_0(xy) \quad \text{and} \quad [\omega = H_1(y) = 2\pi \{ (xy) \}] p_1(y) = 0$$

$$f(r) = H - 4\pi M_s + 4\pi M_s \beta r, \quad f(r) \approx \frac{1}{2} r, \quad r \rightarrow 0$$

$$\left[\frac{\partial}{\partial s} - \mathcal{H}_s(s) \right] \mathcal{M}_+(s) = -2\pi M_0 \delta(s' - s) \mathcal{G}(s' - s) \mathcal{M}_+(s')$$

$$-H_m^0(\rho) \rho_0 \approx \rho_0 - a \frac{\omega}{\beta} = H_2 + \frac{4\pi M_1}{\beta} \int_0^{\rho_0} \frac{dx}{x} [1 - e^{-\beta x}] J_0(\rho_0 x) J_1(x) = 0$$

Norm. Age, 1970, 1974. $\delta I_m^0(p) = - \frac{4\pi M_0}{p} \int_0^p [1 - e^{-p^*}] J_0(p^*) J_1(p)$


$$\frac{1}{4\pi m_s} H_m^0(\rho) = \frac{1}{4\pi} J(\rho, \rho), \quad \text{см. } 27/19 \text{ и л. 4, паре, юта, слоб. Олос}$$

Problems 8 & 9 are about turning points & non-uniformity
 $H_n(s)$ near zero quanta, zero $w(k)$.

Углубление Дамон'65, неогрызае Абс ето марго

Limonium, *Caulophyllum*, *Karwinskya*, *Schubertia*, *Chenopodium* (*O. limonium glaberrimum*)

→ Nafinacipon SWR meinfundiert. Preis ca.  M. je Atom.

№: $f = 9.2 - 9.3 \text{ GHz}$, $M_s = 460 \text{ G}$, $g = 2.1$, $L = 70 \text{ nm}$, $R = 500 \text{ nm}$.

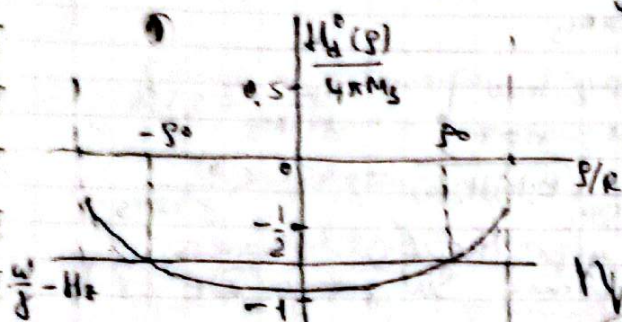
lago or river - no use $H_m(s)$ from Eshbach '63,

7ge $\frac{\hat{H}_m^0(p=0, \beta)}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} = -1 + \frac{1}{2} \frac{\beta}{\sqrt{1+\beta^2/4}}$, $\delta_{\text{max}} \frac{H_m^0(0, \beta)}{\sqrt{4\pi\epsilon_0}} = -\frac{1}{\beta} [1 + \beta - \sqrt{1+\beta^2}]$

Two 40' x 60' basins, 12' deep. 47.

$$\text{Ans } \frac{\mu_L(p, p=0)}{4\pi m_s} = -1 - \frac{1}{\beta} [1 - \sqrt{1+\beta^2}] = -1 - \frac{1}{\beta} \frac{(1+\beta^2)}{1+\sqrt{1+\beta^2}} = -1 + \frac{\beta}{1+\sqrt{1+\beta^2}}$$

Хоча предп. $\rho \ll 1$ $\frac{I_{\text{ли}}^{\text{с}}(\rho)}{I_{\text{ли}}^{\text{н}}} = -1 + \frac{\rho}{2} + O(\rho^2)$ совпадает.



Дат. извр. : 1) Замисаа ах) икккк
 2) Плункк ккк. ур-е г.мкккк

1. Индустриальные газопер. Аппараты (р. 1):

$$\omega_x = \omega_H - \omega_M + \frac{1}{2} \omega_M f(x\beta), \quad \mu_+(p) = j_0(xp)$$

2. under carrier in-plane wave vector, $\alpha = \frac{\alpha_m}{R}$.  $u_0 = u_H - u_M$ vector $\perp$ - QMP.

$$U_{\text{int. yr.}} \quad [\omega - H_t(p)] M_+(p) = -\frac{1}{2} \omega_M \int d p' p' g(p p') M_+(p')$$

• Изого инвариант $\mathcal{C}\Phi$: $(\delta\delta'g(\delta\delta'))\mu_n(p') = \lambda_n \mu_n(p)$ и $\mathcal{C}\Phi - \lambda_n$

→ Если CQ , CZ известны, то $\mu_n(p) = \langle n \rangle$

$$[\omega_n - H_t(p)] \mu_n(p) = -\frac{1}{2} \omega_n \lambda_n \mu_n(p)$$

$$\int d\mathbf{p} \langle n | [\omega_n - H_t] | n \rangle = -\frac{1}{2} \omega_n \lambda_n \int d\mathbf{p} \frac{u_n^2(\mathbf{p})}{\langle n | n \rangle}, \quad \int d\mathbf{p} \frac{u_n^2(\mathbf{p})}{\langle n | n \rangle} = \langle n | n \rangle = 1$$

$$\omega_n - H_{t}^{nn} = -\frac{1}{2} \omega_n \lambda_n, \quad H_t = H + H_{int} = H + H_t + H_{ex}$$

$$\omega_n = H + H_d^{nn} - \frac{1}{2} \omega_m \lambda_n, \quad H_d^{nn} = \int dp p H_d(p) \chi_n^2(p)$$

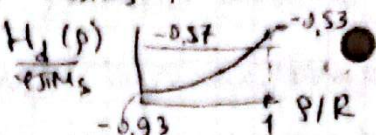
1. Имя, фамилия, имя отчество (полное имя). Укажите место в Архиве где хранятся документы.

Вывод. При $\beta \rightarrow 0$ $\lambda_n = -f(\pi_n \beta)$, $H_n = -\omega_n$.
 $g(\beta, \beta') = - \int_0^\infty dx x f(\beta x) J_0(x\beta) J_0(x\beta')$, $\frac{H(\beta)}{\omega_n} = -\frac{1}{\beta} \int_0^\infty \frac{dx}{x} [1 - e^{-\beta x}] J_0(x) J_0(x\beta)$
 Диск. Фурье - N.

n	0	1	2	3	4	5	6	7
$\text{freq. } \frac{W_n}{2\pi} \rightarrow H_n (\text{kHz})$	6.38	5.86	5.56	5.30	5.08	4.83	4.59	4.34

- Ni cylind. dots
 isolated, RL unrec.
 $L = 70 \mu\text{m}$, $R = 500 \mu\text{m}$

SW $\frac{\omega}{\gamma} \approx 3,1$ kDe. Выход $\frac{\omega}{\gamma} - H_{n0} < 0$ где все имев SW
 $4\pi M_s \approx 4\pi \cdot 460 \text{ G} = 5,78 \text{ kDe}$. $(\frac{\omega}{\gamma} - H_n) \frac{1}{4\pi M_s} = -0,57$ где
 $n=0$ тогда $H_0 = 6,4$ kDe. Тогда как $H_d(p)$



Т.е. где где сам. нумен
 SW-моды с H_0 - то $(\frac{\omega}{\gamma} - H_n) > H_d(p)$ и/или
 самого края $p/R \approx 0,98$ - тогда можно упростить
 Для $n=1, \dots, 7$ $(\frac{\omega}{\gamma} - H_n) > H_d(p) \forall p$, т.е. $\frac{\omega}{\gamma} - H_n - H_d(p) > 0$.

Согласно Абе условия возможности локализации SW-мод.

$$H_i(p) = H_i(0) = H + H_d(p)$$

Volume SW. Существование при $\frac{\omega}{\gamma} > H_i(p)$, $(\frac{\omega}{\gamma} - H_n) > H_d(p)$, то у нас
 возможно вычисл. где $n=1, \dots, 7$ и $\times$ вычисл. где $n=0$ (иначе $p \approx R$).

$$B_i(p) = H_i + 4\pi M_s = H + H_d(p) + 4\pi M_s$$

$$B_i(0) = H_n + H_d(0) + 4\pi M_s = \begin{cases} 6,75, & n=0 \\ 4,70, & n=7 \end{cases}, \frac{\omega}{4\pi M_s} \approx 0,536$$

$$H_d(0) = -0,929 (4\pi M_s)$$

$$\text{Далее } n=0 \frac{1}{4\pi M_s} \sqrt{B_i(0)H_i(0)} = 0,45 < \frac{\omega}{4\pi M_s}$$

Вн при $p=0 \sqrt{B_i(0)H_i(0)} < \frac{\omega}{\gamma}$ - т.е. SW-моды не могут существовать
 Volume SW. Конверто, то поверхность SW, типа DE(?)

$\vec{k} \perp \vec{M}_0$



$\vec{M}_0 \perp \text{плоск.}$
 FVMSW-?

Ум. Volume FVMSW?

Упр. Калин'ков где FVMSW ($n=0$): $\omega^2 = \omega_{H_i} [\omega_{H_i} + \omega_M f(k_d)]$

d - толщина пл., k_d in-plane $\vec{k}$, $\frac{\omega}{\gamma} H_i = H - 4\pi M_s$

Все это где ω - перемен.

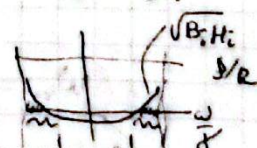
Если $k_d \ll 1$, $f(k_d) \approx \frac{1}{2} k_d \ll 1$, то:

$$\omega = \omega_{H_i} \sqrt{1 + \frac{\omega_M}{\omega_{H_i}} f} = \omega_{H_i} \left[1 + \frac{1}{2} \frac{\omega_M}{\omega_{H_i}} f \right] = \omega_{H_i} + \frac{1}{2} \omega_M f(k_d)$$

$$\omega(k) \approx \omega_{H_i} + \frac{1}{2} \omega_M f(k_d), \text{ у меня } \omega(k) \approx \omega_H - \omega_M + \frac{1}{2} \omega_M f(\beta k) -$$

- та же формула FVMSW, т.к. $\omega_{H_i} = \omega_H - \omega_M$ где ω - перемен. ($\beta \rightarrow 0$)

$$\text{У меня } \frac{\omega}{\gamma} > \sqrt{B_i(0)H_i(0)} = \sqrt{\omega_{H_i}(\omega_{H_i} + 4\pi M_s)}$$



Тогда согласно Абе SW моды локализованы
 при $p \approx R$. Но во рассуждении Абе SW
 рассмотрены не область существования FVMSW.

$$\omega_i < \frac{\omega}{\gamma} < \sqrt{B_i H_i} \text{ взятый из теории } \omega - \text{перемен.}$$

Верно или нет?

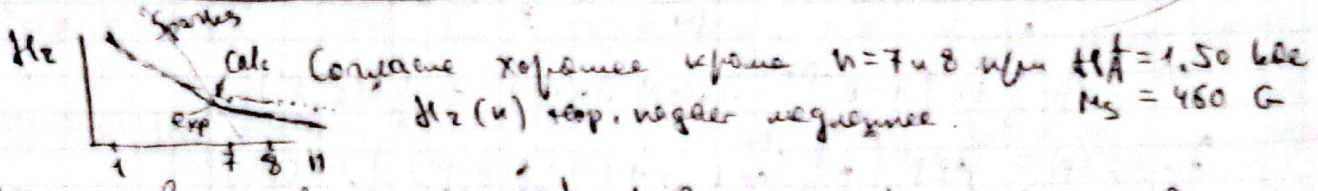
→ Лунин Найт $\approx$ сф $\lambda_n \mu_n(p) = \int d\vec{p}' \vec{p}' g(\vec{p}, \vec{p}') \mu_n(\vec{p}')$ с
 гравит. гин. адром. где μ_n - ...

SWR, $H_A^{\perp} M_s$ - Ni, strong pinning, $M_s = 460$ G

Mode n	1	2	3	4	5	6	7	8
$H_z^{calc}(n), kOe$	7.34	7.31	7.02	6.74	6.53	6.36	6.23	6.19
$H_z^{calc} - H_A^{\perp}, kOe$	6.44	5.84	5.52	5.24	5.03	4.86	4.73	4.63
H_z^{exp}, kOe	6.38	5.86	5.56	5.30	5.08	4.83	4.59	4.81

SWR, Ni dots

$H_A^{\perp} = 1.50$ kOe



Можно варьировать $M_s, H_A^{\perp}, L, R$ и еще pinning и/или $p=R$.
Но ф. дисперсии $H_z(n)$ зависит от параметров $M_s, H_A^{\perp}, L, R$, она линейна.
Тогда это выражение имеет вид M_s^2 или $M_s^2 L$, но это неверно.

$H_z(n) = \frac{\omega}{\gamma} - H_A^{\perp} - H_d^{nn} - 2\pi M_s f(\beta \pi n)$

т.е. $H_A^{\perp} + H_d^{nn} \approx H_A^{\perp} - 4\pi M_s = -4\pi M_s^2$ - можно, но коэффициент M_s или $f(\beta \pi)$ в ф. дисперсии на M_s^2 меньше нейдет.

→ Можно увидеть ф. дисперсии $H_z(n)$ и/или Sparks $\forall n$, хотя она не очень хороша и/или $n=7,8$. Это можно увидеть, если $H_A^{\perp}$ и/или M_s .

→ Можно еще увидеть ф. дисперсии $H_z(n)$ и/или Sparks $\forall n$, хотя она не очень хороша и/или $n=7,8$. Это можно увидеть, если $H_A^{\perp}$ и/или M_s .

Для $J_0(x) = J_n(x)$ $A_n(x)$ можно вывести. а именно:

$$A_n(x) = \int_0^1 d\rho \rho J_n^2(\rho) = \int_0^1 d\rho \rho J_0^2(\rho) = \frac{R^2}{2} [J_0^2(xR) + J_1^2(xR)]_{k=1}$$
$$A_n(x) = \frac{1}{2} [J_0^2(x) + J_1^2(x)] - \text{выражение } H_d^{nn}$$

$$H_d^{nn}(x) = \frac{1}{A_n(x)} \int_0^1 d\rho \rho H_d(\rho) J_n^2(\rho, x), \quad A_n(x) = \frac{1}{2} [J_0^2(x) + J_1^2(x)]$$
$$\int_0^1 d\rho \rho H_d(\rho) J_n^2(\rho) = \int_0^1 d\rho \rho J_0^2(\rho) \left(-\frac{\omega}{\beta}\right) \int_0^{\infty} \frac{dx}{x} [1 - e^{-\beta x}] J_1(x) J_0(\rho x)$$

Интеграл, а именно $\int_0^1 d\rho \rho J_0^2(\rho) J_0(\rho x)$ или $\int_0^{\infty} dx J_1(x) J_0(\rho x)$.

См. 1/2 2019 г.

$$i\hbar \frac{db_k}{dt} = -\omega_k b_k - g_k a$$

11/1

Задача (задание) (проблема Адама)

См. 27-28/11 2002 г.

 $\Omega \rightarrow \omega$ Решение
показано
Адамом

$$\mathcal{H} = \Omega a^\dagger a + \sum_k \omega_k b_k^\dagger b_k + \sum_k g_k [a^\dagger b_k + b_k^\dagger a], \quad \omega_k > 0$$

$$G^{+-}(t, t') = \frac{1}{i\hbar} \theta(t-t') \langle [a^\dagger(t), a(t')] \rangle = \langle\langle a^\dagger(t) | a(t') \rangle\rangle$$

$$G^{-+}(t, t') = \frac{1}{i\hbar} \theta(t-t') \langle [a(t), a^\dagger(t')] \rangle = \langle\langle a(t) | a^\dagger(t') \rangle\rangle$$

$$a = \frac{1}{\sqrt{2g}} S_+, \quad a^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2g}} S_-, \quad [a, a^\dagger] = 1, \quad aa^\dagger - a^\dagger a = 1$$

$$\frac{da}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [a, \mathcal{H}], \quad [a, a^\dagger a] = aa^\dagger a - a^\dagger aa = (aa^\dagger - a^\dagger a)a = a$$

$$i\hbar \frac{da}{dt} = \Omega [a, a^\dagger a] + \sum_k g_k [[a, a^\dagger] b_k + b_k^\dagger [a, a]] =$$

$$= \Omega a + \sum_k g_k b_k$$

$$-i\hbar \frac{da^\dagger}{dt} = \Omega a^\dagger + \sum_k g_k^* b_k^\dagger$$

$$\frac{dG^{+-}}{dt} = \frac{d}{dt}(\dots) = \frac{\delta(t-t')}{i\hbar} \langle [a^\dagger(t), a(t')] \rangle + \theta(t-t') \frac{1}{(i\hbar)^2} \langle \left[\frac{da^\dagger}{dt}, a \right] \rangle =$$

$$= \frac{1}{i\hbar} \delta(t-t') (-1) + \frac{1}{i\hbar} \theta(t-t') \langle -i\hbar [\Omega a^\dagger + \sum_k g_k^* b_k^\dagger, a] \rangle =$$

$$= -\frac{1}{i\hbar} \delta(t-t') - \frac{1}{(i\hbar)^2} \theta(t-t') \left\{ \Omega [a^\dagger(t), a] + \sum_k g_k^* [b_k^\dagger(t), a] \right\} \rangle$$

$$\text{в момент } t'=0: \frac{dG^{+-}(t)}{dt} = -\frac{1}{i\hbar} \delta(t) - \frac{1}{i\hbar} \theta(t) \left\{ \Omega \frac{1}{i\hbar} [a^\dagger(t), a] + \frac{1}{i\hbar} \sum_k g_k^* [b_k^\dagger(t), a] \right\} \rangle =$$

$$= -\frac{1}{i\hbar} \delta(t) - \frac{1}{i\hbar} \left\{ \Omega G^{+-}(t) + \sum_k g_k^* F_k^{+-}(t) \right\}, \quad F_k^{+-}(t) = \langle\langle b_k^\dagger(t) | a \rangle\rangle$$

$$\frac{dG^{-+}(t)}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \delta(t) \langle [a(t), a^\dagger] \rangle + \frac{\theta(t)}{i\hbar} \langle \left[\frac{da}{dt}, a^\dagger \right] \rangle =$$

$$= \frac{1}{i\hbar} \delta(t) + \frac{\theta(t)}{i\hbar} \left\langle \frac{1}{i\hbar} \left[\Omega a + \sum_k g_k b_k, a^\dagger \right] \right\rangle =$$

$$= \frac{1}{i\hbar} \delta(t) + \frac{1}{i\hbar} \left\{ \Omega G^{-+}(t) + \sum_k g_k F_k^{-+}(t) \right\}, \quad F_k^{-+}(t) = \langle\langle b_k(t) | a^\dagger \rangle\rangle$$

$$\begin{cases} -i\hbar \frac{dG^{+-}}{dt} = \delta(t) + \Omega G^{+-}(t) + \sum_k g_k^* F_k^{+-}(t) & \text{надо } \text{что } \text{же } F_k^{+-}, \\ i\hbar \frac{dG^{-+}}{dt} = \delta(t) + \Omega G^{-+}(t) + \sum_k g_k F_k^{-+}(t) & \text{надо } \text{что } \text{же } F_k^{-+}. \end{cases}$$

$$G, \quad F_k^{+-}(t) = \frac{\theta(t)}{i\hbar} \langle [b_k^\dagger, a] \rangle$$

$$i\hbar \frac{dF_k^{+-}}{dt} = \delta(t) \langle [b_k^\dagger, a] \rangle + \theta(t) \langle \left[\frac{db_k^\dagger}{dt}, a \right] \rangle$$

$$i\hbar \frac{db_k^\dagger}{dt} = [b_k^\dagger, \mathcal{H}] = \sum_{k'} \omega_{k'} [b_k^\dagger, b_{k'}^\dagger b_{k'}] + \sum_{k'} g_{k'} [a^\dagger [b_k^\dagger, b_{k'}] + [b_k^\dagger, b_{k'}^\dagger] a]$$

$$= -\omega_k b_k^\dagger + \sum_{k'} g_{k'} [a^\dagger (-1) \delta_{kk'}] = -\omega_k b_k^\dagger - g_k a^\dagger$$

$$i\hbar \frac{dF_k^{+-}}{dt} = 0(t) \frac{1}{i\hbar} \langle [-\omega_k b_k^{+} - g_k a^{+}, a] \rangle = -\omega_k F_k^{+-}(t) - g_k G^{+-}(t)$$

$$\begin{cases} -i\hbar \frac{dG^{+-}}{dt} = \delta(t) + \Omega G^{+-}(t) + \sum_{k'} g_{k'}^* F_{k'}^{+-}(t) \\ i\hbar \frac{dF_k^{+-}}{dt} = -\omega_k F_k^{+-}(t) - g_k G^{+-}(t) \end{cases} \quad (1)$$

$$\begin{cases} i\hbar \frac{dG^{-+}}{dt} = \delta(t) + \Omega G^{-+}(t) + \sum_k g_k F_k^{-+}(t) \\ i\hbar \frac{dF_k^{-+}}{dt} = \omega_k F_k^{-+}(t) + g_k^* G^{-+}(t) \end{cases} \quad (2)$$

$$i\hbar \frac{dF_k^{+-}}{dt} = \delta(t) \langle [b_k, a^{+}] \rangle + 0(t) \langle [\frac{db_k}{dt}, a^{+}] \rangle = 0(t) \langle [\omega_k b_k + g_k^* a, a^{+}] \rangle \frac{1}{i\hbar} =$$

$$= -\omega_k F_k^{+-}(t) - g_k G^{+-}(t)$$

Weges $\hbar=1$, perमाण (1) erzeugen Pypre. $G(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} G(\omega)$

$$\delta(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t}$$

$$-i \frac{dG^{+-}}{dt} = \int \frac{d\omega}{2\pi} (-i)(-i\omega) e^{-i\omega t} G^{+-}(\omega) = \int \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} + \sum_{k'} g_{k'}^* \int \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} F_{k'}^{+-}(\omega) +$$

$$+ \Omega \int \frac{d\omega}{2\pi} e^{-i\omega t} G^{+-}(\omega)$$

$$\begin{cases} -\omega G^{+-}(\omega) = 1 + \Omega G^{+-}(\omega) + \sum_{k'} g_{k'}^* F_{k'}^{+-}(\omega) \\ \omega F_k^{+-}(\omega) = -\omega_k F_k^{+-}(\omega) - g_k G^{+-}(\omega) \end{cases}$$

$$F_k^{+-}(\omega) [\omega + \omega_k] = -g_k G^{+-}(\omega), \quad F_k^{+-}(\omega) = -\frac{g_k}{\omega + \omega_k} G^{+-}(\omega)$$

$$-\omega G^{+-}(\omega) = 1 + \Omega G^{+-}(\omega) + \sum_k g_k^* \frac{(-g_k)}{\omega + \omega_k} G^{+-}(\omega)$$

$$G^{+-}(\omega) \left[-\omega - \Omega + \sum_k \frac{g_k^2}{\omega + \omega_k} \right] = 1, \quad G^{+-}(\omega) = -\frac{1}{\omega + \Omega - \sum_k \frac{g_k^2}{\omega + \omega_k}}$$

Pensen (2). $G^{-+}(t) = \langle\langle a(t) | a^{+} \rangle\rangle$ coarb. $G(t)$ - Pickayzen-27/xii

$$\omega G^{-+}(\omega) = 1 + \Omega G^{-+}(\omega) + \sum_k g_k F_k^{-+}(\omega)$$

$$\begin{cases} \omega F_k^{-+}(\omega) = \omega_k F_k^{-+}(\omega) + g_k^* G^{-+}(\omega), \quad F_k^{-+}(\omega) = \frac{g_k^*}{\omega - \omega_k} G^{-+}(\omega) \end{cases}$$

$$\omega G^{-+}(\omega) = 1 + \Omega G^{-+}(\omega) + \sum_k g_k \frac{g_k^*}{\omega - \omega_k} G^{-+}(\omega)$$

$$\left[\omega - \Omega - \sum_k \frac{g_k^2}{\omega - \omega_k} \right] G^{-+}(\omega) = 1, \quad G^{-+}(\omega) = \frac{1}{\omega - \Omega - \sum_k \frac{g_k^2}{\omega - \omega_k}}$$

on Φ b vornehm coabnegar c Pickayzen $G(\omega)$, 27/xii.

$$G^{--}(t) = \frac{0(t)}{i\hbar} \langle [a(t), a] \rangle, \quad \frac{dG^{--}}{dt} = \frac{1}{i\hbar} \delta(t) \langle [a(t), a] \rangle + \frac{0(t)}{i\hbar} \langle [\frac{da}{dt}, a] \rangle =$$

$$= \frac{0(t)}{i\hbar} \langle [\Omega a(t) + \sum_k g_k b_k(t), a] \rangle \frac{1}{i\hbar} = (i\hbar)^{-1} \left\{ \Omega G^{--}(t) + \sum_k g_k F_k^{--}(t) \right\}$$

$$F_k^{--}(t) = \langle\langle b_k(t) | a \rangle\rangle, \quad F_k^{+-} = \langle\langle b_k^{+}(t) | a^{+} \rangle\rangle$$

$$i\hbar \frac{dG}{dt} = \Omega G^{-+}(t) + \sum_k g_k F_k$$

$$i\hbar \frac{dF_k}{dt} = \langle a | \langle L_k, a | \rangle + 0(t) \langle L_k, a | \rangle = \frac{\partial(t)}{\partial t} \langle L_k, a | \rangle + g_k^* \langle a | \rangle$$

$$= \omega_k F_k^{-+}(t) + g_k^* G^{-+}(t)$$

$$\begin{cases} \omega G^{-+}(\omega) = \Omega G^{-+}(\omega) + \sum_k g_k F_k^{-+}(\omega) \\ \omega F_k^{-+}(\omega) = \omega_k F_k^{-+}(\omega) + g_k^* G^{-+}(\omega) \end{cases}$$

$$F_k^{-+}(\omega) = \frac{g_k^*}{\omega - \omega_k} G^{-+}(\omega)$$

$$\omega G^{-+}(\omega) = \Omega G^{-+}(\omega) + \sum_k g_k \frac{g_k^*}{\omega - \omega_k} G^{-+}(\omega)$$

$$\left[\omega - \Omega - \sum_k \frac{|g_k|^2}{\omega - \omega_k} \right] G^{-+}(\omega) = 0 \Rightarrow G^{-+}(\omega) = 0 \text{ or } G^{-+}(\omega) = 0$$

$$J_{\pm\pm}(\omega) = J_{\pm\mp}(\omega) = \frac{1}{4} [J_{+-}(\omega) + J_{-+}(\omega)]$$

$$G_{ret}^{-+}(\omega) = \lim_{\delta \rightarrow 0} G^{-+}(\omega + i\delta) = \frac{1}{\omega - \Omega - A\Omega(\omega) + i\Gamma(\omega)} = G^{-+}(\omega) \text{ on } \omega/\hbar$$

$$\Gamma(\omega) = \pi \sum_k |g_k|^2 \delta(\omega - \omega_k), \quad A\Omega(\omega) = \sum_k \frac{|g_k|^2}{\omega - \omega_k}, \quad A\Omega(\omega) = \sum_k \frac{|g_k|^2}{\omega + \omega_k}$$

$$\rightarrow G_{ret}^{-+}(\omega) = \lim_{\delta \rightarrow 0} G^{-+}(\omega + i\delta) = \frac{1}{\omega + i\delta + \Omega - \sum_k \frac{|g_k|^2}{\omega + \omega_k + i\delta}}$$

$$= \left[\frac{1}{\omega + \omega_k + i\delta} = \mathcal{P} \frac{1}{\omega + \omega_k} - i\pi \delta(\omega + \omega_k) \right] = - \left[\omega + i\delta + \Omega - \mathcal{P} \sum_k \frac{|g_k|^2}{\omega + \omega_k} + i\pi \sum_k |g_k|^2 \delta(\omega + \omega_k) \right]^{-1}$$

$$= - \left[\omega + \Omega + A\Omega(-\omega) + i\Gamma(-\omega) \right]^{-1} = G_{ret}^{+-}(\omega)$$

$$G_{ret}^{-+}(-\omega) = \frac{1}{-\omega - \Omega - A\Omega(-\omega) + i\Gamma(-\omega)} = - \frac{1}{\omega + \Omega + A\Omega(-\omega) - i\Gamma(-\omega)} + G_{ret}^{+-}(\omega)$$

$$\text{Cauchy } G^{-+}(-\omega) = \frac{1}{-\omega - \Omega - \sum_k \frac{|g_k|^2}{-\omega - \omega_k}} = - \frac{1}{\omega + \Omega - \sum_k \frac{|g_k|^2}{\omega + \omega_k}} = G^{-+}(\omega)$$

$$\rightarrow J_{BA}(\omega) = - G_{BA}^{ret}(\omega) \text{ no independence.}$$

$$G_{ret}^{-+}(\omega) = \langle \langle a^+ | a \rangle \rangle_{\omega}^{\text{ret}}, \quad (G_{ret}^{-+}(\omega))^* = [G_{ret}^{+-}(\omega)]^* = G_{ret}^{aa^+}(-\omega^*) =$$

$$= G_{ret}^{-+}(-\omega^*), \text{ even } \omega = \text{beam}, \text{ so}$$

$$[G_{ret}^{-+}(\omega)]^* = G_{ret}^{-+}(-\omega) \quad \text{and} \quad [J_{+-}(\omega)]^* = J_{-+}(-\omega)$$

$$G_{ret}^{-+}(\omega) = - \frac{1}{\omega + \Omega + A\Omega(-\omega) + i\Gamma(-\omega)}, \quad [G_{ret}^{-+}(\omega)]^* =$$

$$= - \frac{1}{\omega + \Omega + A\Omega(-\omega) - i\Gamma(-\omega)} = \frac{1}{-\omega - \Omega - A\Omega(-\omega) + i\Gamma(-\omega)} = G_{ret}^{+-}(-\omega)$$

$$\Rightarrow G_{ret}^{-+}(\omega) = \frac{1}{\omega - \Omega - A\Omega(\omega) + i\Gamma(\omega)}, \quad G_{ret}^{+-}(\omega) = \frac{(-1)}{\omega + \Omega + A\Omega(-\omega) + i\Gamma(-\omega)}$$

$$G_{ret}^{-+}(\omega) = \langle \langle a | a^+ \rangle \rangle_{\omega}^{\text{ret}} = \frac{1}{2S} \langle \langle S^+(t) | S^- \rangle \rangle_{\omega}^{\text{ret}}$$

$$G_{ret}^{+-}(\omega) = \langle \langle a^+ | a \rangle \rangle_{\omega}^{\text{ret}} = \frac{1}{2S} \langle \langle S(t) | S^+ \rangle \rangle_{\omega}^{\text{ret}} \quad \left. \begin{array}{l} \text{change } t \rightarrow -t \\ \text{interchange } S^+ \leftrightarrow S^- \end{array} \right\}$$

$$f_{xx}(\omega) = f_{yy}(\omega) = \frac{1}{4} [f_{-}(\omega) + f_{+}(\omega)] = -\frac{1}{4} [G_{ret}^{+-}(\omega) + G_{ret}^{-+}(\omega)]$$

$$G_{ret}^{+-}(\omega) + G_{ret}^{-+}(\omega) = \frac{(-1)}{\omega + i\epsilon + \Delta\mathcal{L}(-\omega) + i\Gamma(-\omega)}$$

$$+ \frac{1}{\omega - i\epsilon - \Delta\mathcal{L}(\omega) + i\Gamma(\omega)} = \frac{-\omega + i\epsilon + \Delta\mathcal{L}(\omega) - i\Gamma(\omega) + \omega + i\epsilon + \Delta\mathcal{L}(-\omega) + i\Gamma(-\omega)}{[\omega + i\epsilon + \Delta\mathcal{L}(-\omega) + i\Gamma(-\omega)][\omega - i\epsilon - \Delta\mathcal{L}(\omega) + i\Gamma(\omega)]}$$

$$= \frac{2i\epsilon + \Delta\mathcal{L}(\omega) + \Delta\mathcal{L}(-\omega) + i\Gamma(-\omega) - i\Gamma(\omega)}{[\omega + i\epsilon + \Delta\mathcal{L}(-\omega) + i\Gamma(-\omega)][\omega - i\epsilon - \Delta\mathcal{L}(\omega) + i\Gamma(\omega)] - \Gamma(\omega)\Gamma(-\omega) + i\Gamma(-\omega)[\omega - i\epsilon - \Delta\mathcal{L}(\omega)] + i\Gamma(\omega)[\omega + i\epsilon + \Delta\mathcal{L}(-\omega)]}$$

$$\text{Im} \left(\frac{a+ib}{c+id} \right) = \text{Im} \left[(a+ib) \frac{c-id}{c^2+d^2} \right] = \frac{1}{c^2+d^2} \text{Im} [ibc - ida] = \frac{bc - ad}{c^2+d^2}$$

$$\text{Im} [G_{ret}^{+-}(\omega) + G_{ret}^{-+}(\omega)] = \frac{bc - ad}{c^2 + d^2}$$

$$bc - ad = [\Gamma(-\omega) - \Gamma(\omega)] \left[(\omega + i\epsilon + \Delta_+) (\omega - i\epsilon - \Delta_-) - \Gamma(\omega)\Gamma(-\omega) \right] =$$

$$- (2i\epsilon + \Delta_+ + \Delta_-) \left[\Gamma_-(\omega - i\epsilon - \Delta_+) + \Gamma_+(\omega + i\epsilon + \Delta_-) \right] =$$

$$= (\Gamma_- - \Gamma_+) \left[\omega^2 - \epsilon^2 + \Delta_- (\omega - i\epsilon) - \Delta_+ (\omega + i\epsilon) - \Delta_+ \Delta_- - \Gamma_- \Gamma_+ \right] =$$

$$- (2i\epsilon + \Delta_+ + \Delta_-) \left[\Gamma_-(\omega - i\epsilon - \Delta_+) + \Gamma_+(\omega + i\epsilon + \Delta_-) \right]$$

Def. $\Delta_+ = \Delta\mathcal{L}(\omega)$, $\Delta_- = \Delta\mathcal{L}(-\omega)$, $\Gamma_{\pm} = \Gamma(\pm\omega)$, $\Gamma(\omega) = \pi \sum_k |g_k|^2 \delta(\omega - \omega_k)$

Due represent. mostra $\Gamma(\omega) = \pi \lambda(\omega) g^2(\omega)$
- norm. conservata

$$\Delta\mathcal{L}(\omega) = \sum_k \frac{19\omega_k^2}{\omega - \omega_k}$$

Mostra pass. G^{+-} u G^{-+} ne sono conservati.

$$\left\{ \begin{aligned} \text{Im } G_{ret}^{-+}(\omega) &= \text{Im} \frac{1}{\omega - i\epsilon - \Delta\mathcal{L}(\omega) + i\Gamma(\omega)} = \frac{-\Gamma(\omega)}{[\omega - i\epsilon - \Delta\mathcal{L}(\omega)]^2 + \Gamma^2(\omega)} \\ \text{Im } G_{ret}^{+-}(\omega) &= \text{Im} \frac{(-1)}{\omega + i\epsilon + \Delta\mathcal{L}(-\omega) + i\Gamma(-\omega)} = \frac{\Gamma(-\omega)}{[\omega + i\epsilon + \Delta\mathcal{L}(-\omega)]^2 + \Gamma^2(-\omega)} \end{aligned} \right\}$$

Conserv. carica: se $A=B=A^\dagger$ (ma q. non è $A=a$, $B=a^\dagger=A^\dagger$):

$$f_{AA}^{''}(\omega)^* = f_{AA}^{''}(\omega) = -f_{AA}^{''}(-\omega), \text{ r.e. } f_{AA}^{''}(\omega) \text{ reale. V.A.}$$

$$G_{ret}^{-+}(\omega) = G_{ad}^{ret}(\omega), \quad G_{ret}^{+-}(\omega) = G_{ret}^{ad}(\omega), \text{ se } a \neq a^\dagger,$$

r.e. $\text{Im } G_{ret}^{+-}(\omega)$, $\text{Im } G_{ret}^{-+}(\omega)$ ne sono conservati, se ω .

A ver $\text{Im } f_{xx}(\omega) \sim \text{Im } G_{ret}^{S+S*}(\omega)$ generati da conserv.

$$\text{Im } f_{xx}(\omega) = -\frac{1}{4} \text{Im} [G_{ret}^{+-}(\omega) + G_{ret}^{-+}(\omega)] = -\frac{1}{4} \left[\frac{-\Gamma(\omega)}{[\omega - i\epsilon - \Delta\mathcal{L}(\omega)]^2 + \Gamma^2(\omega)} + \frac{\Gamma(-\omega)}{[\omega + i\epsilon + \Delta\mathcal{L}(-\omega)]^2 + \Gamma^2(-\omega)} \right]$$

$$\text{Im } f_{xx}(-\omega) = -\frac{1}{4} \left[\frac{-\Gamma(-\omega)}{[\omega + i\epsilon + \Delta\mathcal{L}(-\omega)]^2 + \Gamma^2(-\omega)} + \frac{\Gamma(\omega)}{[\omega - i\epsilon - \Delta\mathcal{L}(\omega)]^2 + \Gamma^2(\omega)} \right] =$$

Q. relazio $\text{Im } f_{xx}(-\omega) = -\text{Im } f_{xx}(\omega)$ buona misura che
conserv. carica o legge di conservazione $\Delta\mathcal{L}(\omega) \propto \Gamma(\omega)$

$$4 \operatorname{Im} j_{xx}(\omega) = \frac{\Gamma(\omega)}{[\omega - \Omega - \Delta_-(\omega)]^2 + \Gamma^2(\omega)} - \frac{\Gamma(-\omega)}{[\omega + \Omega + \Delta_-(\omega)]^2 + \Gamma^2(-\omega)}$$

$$4 \operatorname{Im} j_{xx}(\omega) = \frac{d\omega}{[\omega - \Omega - \Delta_-(\omega)]^2 + d^2\omega^2} + \frac{d\omega}{[\omega + \Omega + \Delta_-(\omega)]^2 + d^2\omega^2}$$

$$= d\omega \left[\frac{[\omega - \Omega - \Delta_-(\omega)]^2 + d^2\omega^2 + [\omega + \Omega + \Delta_-(\omega)]^2 + d^2\omega^2}{\{[\omega - \Omega - \Delta_-(\omega)]^2 + d^2\omega^2\} \{[\omega + \Omega + \Delta_-(\omega)]^2 + d^2\omega^2\}} \right]$$

$$= d\omega \frac{2d^2\omega^2 + 2\omega^2 + 2\Omega^2 + \Delta_-^2 + \Delta_-^2 - 2\Delta_-(\omega - \Omega) + 2\Delta_-(\omega + \Omega)}{\{[\omega - \Omega - \Delta_-(\omega)]^2 + d^2\omega^2\} \{[\omega + \Omega + \Delta_-(\omega)]^2 + d^2\omega^2\}}$$

$$\rightarrow 4 j''_{xx}(\omega) = 2d\omega \cdot \frac{\omega^2(1+d^2) + \omega(\Delta_- - \Delta_+) + \frac{1}{2}(\Delta_+ + \Omega)^2 + \frac{1}{2}(\Delta_- + \Omega)^2}{[\omega - \Omega - \Delta_-(\omega)]^2 + d^2\omega^2} \cdot \frac{1}{[\omega + \Omega + \Delta_-(\omega)]^2 + d^2\omega^2}$$

$$\text{Знамен. } [\dots][\dots] = [(\omega - \Omega)^2 - 2\Delta_-(\omega - \Omega) + \Delta_-^2 + d^2\omega^2][(\omega + \Omega)^2 + \Delta_-^2 + 2\Delta_-(\omega + \Omega) + d^2\omega^2]$$

$$= (\omega^2 - \Omega^2)^2 + d^2\omega^2[(\omega - \Omega)^2 + (\omega + \Omega)^2] + \dots$$

• (1) Wigner Adnan, $\omega \gg A+B$, т.е. $\omega \gg \Omega$ (in narrow anisotropic $S_{xx}(\omega)$)
 $\Gamma(\omega) = \pi \lambda(\omega) |\gamma(\omega)|^2 = \alpha = \text{const}$

$$4 \operatorname{Im} j_{xx}(\omega) = \frac{\alpha}{[\omega - \Omega - \Delta_+]^2 + \alpha^2} - \frac{\alpha}{[\omega + \Omega + \Delta_-]^2 + \alpha^2} =$$

$$= \alpha \frac{[\omega + \Omega + \Delta_-]^2 + \alpha^2 - [\omega - \Omega - \Delta_+]^2 - \alpha^2}{[\omega - \Omega - \Delta_+]^2 + \alpha^2} \cdot \frac{1}{[\omega + \Omega + \Delta_-]^2 + \alpha^2}$$

$$= \alpha \frac{\Delta_-^2 - \Delta_+^2 + 2\Delta_-(\omega + \Omega) + 2\Delta_+(\omega - \Omega) + 4\omega\Omega}{[\dots][\dots]}$$

$$4 \operatorname{Im} j_{xx}(\omega) = 2\alpha \frac{\omega[\Delta_- + \Delta_+ + 2\Omega]}{[\dots][\dots]}, \quad [\dots][\dots]_{\Delta_{\pm}=0} = [\omega^2 - d^2\Omega^2]^2 + 4d^2\omega^2$$

$$\rightarrow S_{xx}(\omega) \sim d \frac{[2\Omega + \Delta_+ + \Delta_-]}{[\omega^2 - \Omega^2 - d^2]^2 + 4d^2\omega^2}$$

$$S_{xx}^{\text{Adnan}}(\omega) \sim d \frac{B}{[\omega^2 - \omega_0^2]^2 + d^2\omega^2(A+B)^2}$$

$\rightarrow$ Derivative of Adnan's: δ measure from $\Delta_{\pm}(\omega)$, δ Zener effect d^2 and $d^2\omega^2$

• (2) Wigner Adnan $\omega \ll A+B$, $\omega \ll \Omega = \sqrt{AB} = B$ (isotropic) $\sim$ α in $\Gamma(\omega) = d\omega$
 when $\Delta_{\pm} \rightarrow 0$, знаменат. $[\dots][\dots] = [\omega^2(1+d^2) - \Omega^2]^2 + 4d^2\Omega^2\omega^2$

$$S_{xx}(\omega) \sim \frac{1}{\omega} j''_{xx}(\omega) \sim \frac{\omega^2(1+d^2) + \omega(\Delta_- - \Delta_+) + \frac{1}{2}(\Omega + \Delta_+)^2 + \frac{1}{2}(\Omega + \Delta_-)^2}{[\omega^2(1+d^2) - \Omega^2]^2 + 4d^2\Omega^2\omega^2}$$

$$S_{xx}^{\text{Adnan}}(\omega) \sim \frac{\omega^2 + B^2}{[(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + d^2\omega^2(A+B)^2]}$$

• (3) Wigner Adnan $\omega \ll A+B$, $\omega \ll \Omega = \sqrt{AB} = B$ (isotropic) $\sim$ α in $\Gamma(\omega) = d\omega$
 when $\Delta_{\pm} \rightarrow 0$, знаменат. $[\dots][\dots] = [\omega^2(1+d^2) - \Omega^2]^2 + 4d^2\Omega^2\omega^2$
 $S_{xx}(\omega) \sim \frac{1}{\omega} j''_{xx}(\omega) \sim \frac{\omega^2(1+d^2) + \omega(\Delta_- - \Delta_+) + \frac{1}{2}(\Omega + \Delta_+)^2 + \frac{1}{2}(\Omega + \Delta_-)^2}{[\omega^2(1+d^2) - \Omega^2]^2 + 4d^2\Omega^2\omega^2}$
 $S_{xx}^{\text{Adnan}}(\omega) \sim \frac{\omega^2 + B^2}{[(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + d^2\omega^2(A+B)^2]}$
 when $\omega \gg \omega_0$, $\Delta_{\pm}(\omega) \rightarrow 0$, α Zener effect (!)
 $d^2 \ll 1$

13/I Владе парови на Југос. брзача (см. 16/8 и 9/XII 022.)

① Magn noise:

- 1) Galin. $\text{Re} S_{11}$ SW gain spin-valve in double-Bayes (M) a plantarium Sargate's experiments - peak positions (cho, kalmanen - Alkarsate)
- 2) Galin. $S_{22}(\omega)$ - grouping under a SW. gain paxvix dropu clamping
- 3) Onacat $S_{ap}(\omega)$ - m. noise power density refer paxvix clamping no SW - eigenmodes (kalevareuse, no non-uniform modes)
- 4) Repencuere SW-Chain paper a Okcaneu b Ph. Lett. unu konp. JMM
- 5) Kpovica Oenua. rozeu Adnan

II SW rectangular, cylindrical elements:

- 1) paper SW-rectan. no exp. Tamaru Co C_{60} molecule
- 2) paper c Patwari, in-plane magn. cylinder C_{60} molecule
- 3)  - paper - SWR c C_{60} molecule
- 4) Zvezdovsk SW-PRB rectan. el. paper Co C_{60} molecule

III Temperature dependencies of main parameters (HAMR):

- 1) growth и нанесение HAMR-paper с Andreas
- 2) легение exch. anisotropy RPt рефлз Pt-fwr
и кор. pyrolysis (с O'Brien)
- 3) нанесение $d(T)$ FM metals на основе micro-возраста

④ Vertices :

- 1) gogearn paper - Vortex Dynamics (radial modes)

- Game $\rightarrow$ 2007. 90 2/I 2) Kamenica Chapter "Vortex Dynamics" & Crowell

JAMR - Capstone go 15/E ~~Abstracts~~
Ten - years: ~~Abstracts~~

Срочно. 90 16 /Г

Abstracts, ICM - Power : a) Andrews - HAMR; b) Sw - ~~stages~~ Carbon.

c) ~~SWK - 1. unangeforderte Pkt.~~; d) ~~FlPt - W'a - K(r); e) SW - chain Overhead~~

- 2) Travel to W Europe (Rome, Madrid - ?) - July & Japan/Korea (Sept. Oct.)

- 3) Abstracts to Yokohama, yes?

- 4) П. Слав на права;

- 5) Green Card application:

- 6) П.А. и семья в 1941 г.

- 7) Onura APS, Zys. Bpara
→ 8) Mucosa Bader (K. G. G. G.), Omani, Shina

- 3) Mucuna Bader (K. y. y. y.), Otani, Shin

- pe (pe Directeur)

Mag. Note: на симметричных частотах $G^{+-}(\omega) = \langle \hat{a}^+ \hat{a}^- \rangle_\omega$
и вещественная $\chi_{xx}(\omega)$ без учета экспоненциальной $\Gamma(\omega)$. etc

$$S_{xx}(\omega) \sim \frac{1}{\omega} \text{Im} \chi_{xx}(\omega) \sim \frac{1}{\omega} \left[\frac{\Gamma(\omega)}{[\omega - \Omega - \Delta\Omega(\omega)]^2 + \Gamma^2(\omega)} - \frac{\Gamma(\omega)}{[\omega + \Omega + \Delta\Omega(\omega)]^2 + \Gamma^2(\omega)} \right]$$

тогда как Сафанов использует $S_{xx}^{SF}(\omega) \sim \left[\frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2} + \frac{1}{(\omega + \omega_0)^2 + \gamma^2} \right]$, $\Gamma(\omega) = \gamma$, - совсем другое

то есть $S_{xx}(\omega)$, полученное на предыдущем этапе, удовлетворяет симметрии $a^+ = \sqrt{2S_-}$, $a = \sqrt{2S_+}$.

Вывод: Невозможно на входе системы, т.е. power density Сафанова и не имеет вероятную зависимость от ω , в противном случае ток будет осциллирующей за счет неограниченного ФГ (!)

Мне: Сафанов использует выражение "small damping" $\Delta\Omega(\omega) = 0$ и использует - постоянную величину $\Gamma(\omega) = \gamma$, что не имеет вероятную структуру до процедуры.

Note: spectral density by Adnan (ссылка, но в основном гл. 4. 2011. из приложения 1. 2011. 23/1 022)

$$S_{xx}^{Adnan}(\omega) \sim \frac{1}{\omega} \left[\pi \lambda(\omega) |\delta(\omega)|^2 \right] \frac{\omega^2 + B^2 + 2\omega B}{\Gamma(\omega) \left[(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4\Gamma^2(\omega) \left(\omega - \frac{A+B}{2} \right)^2 \right]}$$

Будем считать, что для формы ответа только если $\omega \ll (A+B)$, $\omega \gg (A+B)$ и $\Delta_{\pm}(\omega) = 0$, т.е. использует константу $\Delta_{\pm}(\omega)$ - постоянную "small damping" (она не есть const. по ω !).

Значит, Adnan $D(\omega) = (\omega - \omega_0^2)^2 + 4\Gamma^2(\omega) \left[\omega - \frac{A+B}{2} \right]^2$ имеет вероятную структуру только с Γ^2 . Поэтому если и показывается в предельном $\omega \gg (A+B)$, $\omega \ll (A+B)$. $\Gamma(\omega) \stackrel{\text{def}}{=} \pi \lambda(\omega) |\delta(\omega)|^2$ в основном

Adnan использует 23/1 в книге George. Я использую формулу от Adnan, Batra & Batra.

→ (3) в предельном Adnan $\omega = \omega_0$ (совпадает с Adnan с S.-B.?), $\Gamma(\omega) = d = \text{const}$

$$\omega_0 = \frac{1}{2}(A+B) = \frac{1}{2} \left[2\sqrt{AB} - A - B \right] \approx \left[\omega_0 - \frac{A+B}{2} \right]^2 \text{ не упрощается, иначе в выражении } A=B, \text{ то неверно!}$$

$$S_{xx}^{Adn}(\omega) \sim \frac{B}{\left[(\omega^2 - \omega_0^2)^2 + 4d^2 \left(\omega_0 - \frac{A+B}{2} \right)^2 \right]}$$

т.е. $\Gamma(\omega) = d$ или постоянная (или $\Delta_{\pm} = 0$)

симметричной есть $S_{xx}(\omega) \sim d \frac{\Omega}{[\omega^2 - \Omega^2 - d^2]^2 + 4d^2\omega^2}$, что не совпадает с Сафановым.

Оно так, если $S_{xx}^{Adnan}(\omega)$ совпадает с $S_{xx}^{SB}(\omega)$ как он утверждает, то оба равны, Adnan и S.B. где $S_{xx}(\omega)$ - неверно (но не показывается на стр. 33)

У меня $\Gamma(\omega)$ получается ... модой в моем ФГ-процессе, но Вигману этого $\Gamma(\omega) = d$ совпадает с SW-теорией и симметричным ФГ.

Just before Adnan still не совпадает ни с Adnan ни с Сафанов

Вывод:

14/1 Ten. paznobar e P. Growell o "Vertex Dynamics" Chapter -
 - govorimamo vprasanje 3.4.4. 3.4.4. ~ 2 cap. pacuplannos n. 4.4.4.
 6 ser. nozem.

HAMR ymroblemne crangob gnd HAMR - meeting presentation
 by Andreas.

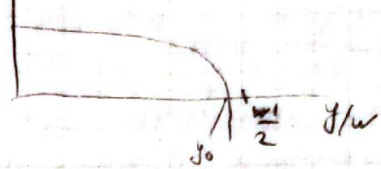
Ymroblemne Figs. v SW-Tamam paper co Grahunom,

Bugar b IKEA za mesenoro. Zomerne e A. anmucum/npaba.

SW-Tamam paper. Redan. 50x50 μm + theory

15/1 Figs. v SW-Tamam paper. $H_i(x=0, y)$

Slago naitu $H_i(x=0, y)$ nfu $y=0, y_m, y_n, y_o$
 y_m - 3ro $k_y(y_m)=0$ u $y=0$, y_o -
 - 3ro kofem $H_i(0, y)=0$.



Comasno 25/12 - 26/12 2002 u HDIP-RECTAN 1. med
 gnd bex napamegrob Tamam (nepvni rez. muk) u $H_i(y) = [H_i(y)]_{11}$
 na cos($\pi x/w$)
 $\rightarrow y_m = 0.366$, $y_o = 0.492$.

3ro bce gnd $H = 0.469$ kDe, r.e. no rez. 3xcm. muk Tamam.

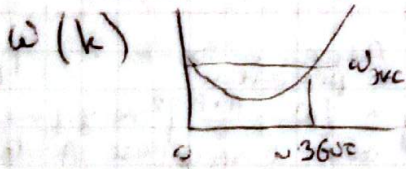
$$H_i(0) = 0.459_{kDe}, \quad H_i(0.366) = 0.457, \quad H_i(0.366) = 0.442, \quad H_i(0.492) = 2 \cdot 10^{-3} \approx 0$$

3gese $H_i(x)$ - novmamo na cos($\frac{\pi x}{w}$) - gngmamek, r.k. u. u. u. u.
 tamse $H_i(y)$ uenozgese gnd nocopeme $k_y(y)$.

$$H_{ex} = \left(\frac{2A}{M_s}\right) k^2, \quad \frac{H_{ex}}{4\pi M_s} = \left(\frac{2A}{4\pi M_s^2}\right) k^2 = \alpha' k^2, \quad \alpha' = \frac{A}{2\pi M_s^2} = \frac{1.3 \cdot 10^{-6} \text{ J/m}}{2\pi (0.26)^2 10^6 \text{ J/m}^2} =$$

$$= 2.8 \cdot 10^{13} \text{ Cu}^2, \quad \text{b Anferior a uenozg. gnd RM} \quad \alpha' = 2.5 \cdot 10^{13} \text{ Cu}^2,$$

2ro coobes. $A = 1.16 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Jm}}{\text{cm}}$. $M_s(\text{RM}) = 260 \text{ G}$.



r.e. bropce nepecereame nfu
 kva 3600 u. u. $k_y = \frac{3600}{w} = \frac{3.600 \cdot 10^3}{50 \mu m} \sim 7.2 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$
 nfu $k_y \sim 7.8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ - oemomom
 bntag barmen.

Ho bce dip. moqra uenoz $k_{x,y} \sim \frac{\pi}{w} \sim \frac{3}{50 \cdot 10^{-4} \text{ cm}} \sim 0.06 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-1} \sim 6 \cdot 10^2 \text{ cm}^{-1}$

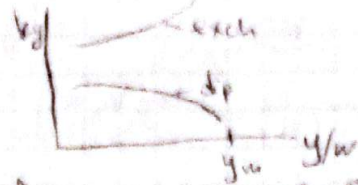
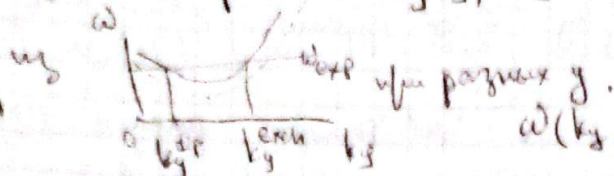
Fig. 3. $w(k_y, k_x = \pi/w) = f(k_y)$

$w(k_y)$ nfu $y=y_o$ cummoy mamo no qaba. c $w(k_y)$ nfu $y=0, y_m$.

Bozobom 4-gro nozem $y_m = 1.1 \cdot y_m \rightarrow H_i(y_m) = 0.432 \text{ kDe}$

$\rightarrow$ B pacrase dhes (m) b April'02 a uenozgobu mareg
 nufur. Zelenob gnd. n. n. n. $M_{mn} = \cos(\pi m x/w) \cos(\pi n y/w), n=1$
 Ykrobu $\int_{-y_m}^{y_m} dy \cdot k_y(y) = \pi$ nfu $H = H_{ex}^{\text{cap}}(r)$ u uenozgobu gnd bropce
 M_s u f.

Важно отметить $k_y(y)$ - где барьер



Note:

y_m is the position of the maximum of $U(y)$, i.e.

$$\int_{-y_m(H)}^{y_m(H)} dy k_y(y, \omega, H) = n\pi$$

- Approximate y_p - value of y at the maximum of $U(y)$ (the position of the maximum) where $\omega = \omega_{exp}$ fixed.

$y_m(\omega, H)$ is $k_y(\omega, H, y) = 0 \rightarrow$ hence $\int_{-y_m(H)}^{y_m(\omega, H)} dy k_y(y, \omega, H) = n\pi$

$y \cdot F(\omega, H) = n\pi$, i.e. $H_{res}(\omega)$.

Can buy $k_y(\omega, H, y)$ separate using general formula $\omega = \omega(k_y, H, H(y))$

SW-Tamara

When $H = H_{exp}(1) = 469$ Å - we have exp. maximum $k_y^{exp}(y)$

Coordinate y/w	0	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.40	0.45
$k_y^{exp}(y)$	0.459	0.459	0.459	0.458	0.456	0.454	0.451	0.445	0.442	0.442
$k_y \cdot 10^3$	3.344	3.344	3.344	3.346	3.349	3.353	3.358	3.368	3.371	3.371
$\log[k_y^{exp}(y)]$	3.524	3.524	3.524	3.524	3.525	3.525	3.526	3.527	3.528	3.528

Because $\log[k_y w]$ que exch. barrier wavefunction const at $y, y \ll y_m$

16/I Orfegamirovan - comparison of normal SW-chain Abstract to ICM.

SW-Tamara

$\rightarrow$ Since it is known $\int_{-y_m}^{y_m} dy k_y(y, \omega, H) = \pi$ que corresponds

M_s, δ where $H = H_{exp}(1) = 0.469$ Å. So given $y_m(H_{exp}) = 0.366$

i.e. unknown $\int_{-y_m}^{y_m} dy k_y = \pi$ where y_m is the position of the maximum of $U(y)$, $m=1$

Even unknown. We can use the parameter $M_s = 0.860$ Å, $\delta = 3.059$, $l = 104.1$ Å

and $m=1$, so $H_{exp}(3) = 0.392$ Å (hence $y_m(3) = 0.3103$)

$\int_{-y_m}^{y_m} dy k_y(y, \omega, H_{exp}) = 2.18$ where π (m=3)

So for the case of the chain $f(x, m, l) = \frac{1}{2} x_{min} l$

to general formula $\omega(k)$, $x_{min}^2 = (q_x^m)^2 + (q_y^m)^2$, $f(x, l) = 0$ we get

Because, so y_m here we have $m=3$ (m=3)

$\omega(k) = F[\log(k)]$, where k is cm^{-1} . y name $k \rightarrow (k_w)$, $w = 50 \text{ Å} = 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}$

$x = (k_w)$, $\log x = \log(k_w) = \log(k)$, $k = 10^x$, $k_y = \frac{k}{w} = \frac{1}{w} 10^x \text{ cm}^{-1}$

$\log(k_w) = \log k + \log w = \log k + \log(5 \cdot 10^{-4}) = \log k - 3 + \log 5 = \log k - 2.301$

i.e. $\log(k_w) = \log k - 2.301$

Fig. 1. Normalized $\log(k_B T) = \dots$, $k_B = \frac{10^{-1}}{w} = \frac{10^{-1}}{5 \cdot 10^{-2}} = 2 \cdot 10^{-1} \text{ cm}^{-1}$
 Harmonic $\log(k_B T) = -2$, $k_B = 2 \text{ cm}^{-1}$ - same as?

17/I Microstructure Figs. & SW-Tamara paper.
 Re-M-K, A/E more discussion with Weller and W. & G. ...
 $K_1(T)$ - Rept, for $T > 300 \text{ K}$ & T-microstr.

A very nice work $K_1[\text{microstr}(T)] \in T_c$ system, an
 increase $K_1(T) \propto T$ - to be in microphase $0 < T < T_c$ & T_c very close
 $\text{micro}(T)$ system shows micro for $T < 300 \text{ K}$, i.e. $K_1[\text{micro}(T)]$ is
 same as for $T < 300 \text{ K}$, $K_1[\text{micro}(T)]$ has same shape
 as C exp, but shows T-exp. no phase change.

→ HAMR O'Brien Andreas also slides no more anisotropic
 - yes, for $K_1(T)$

→ O'Brien only two very nice microstr
 $D_1(u), D_2(u)$ system approximation same as FILLON & FILLON
 that works.

18-20/I Bougie & Nedj & Columbus. Harmonic paper no
 GVR & FILLON K_1 dots.
 Harmonic Fig. 5, $M(x, y)$ for SW-Tamara.
 Harmonic microstr Parker's & SW - 400nm & microphase. no more.

21/I Fig. 5 - SW-Tamara. Microstr (no more).
 O'Brien papers recent, Cr. By Crowell no vortex dyn. published.
 Co. by Crawford no 50+50 nm rect. el. was published.

Harmonic correct 21/1-21/1 032. Time error
 By Rebi 21/1-17/1 03.
 Mech. interaction. microstr (no more 21/1 032).

$$\left\{ \begin{aligned} S_{xx}(\omega) &= \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) \left(\frac{M_s}{B} \right) \frac{d_2 \omega_0^2 + d_1 \omega_x^2}{|R(\omega)|^2} \\ S_{yy}(\omega) &= \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) \left(\frac{M_s}{A} \right) \frac{d_1 \omega_0^2 + d_2 \omega_x^2}{|R(\omega)|^2} \end{aligned} \right\} \rightarrow \left\{ \begin{aligned} S_{xx}(\omega) &= \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) \frac{A^2 + \omega^2 x}{|R(\omega)|^2} \\ S_{yy}(\omega) &= \left(\frac{2kT}{M_s V} \right) \frac{B^2 + \omega^2 x}{|R(\omega)|^2} \end{aligned} \right.$$

LLG damping:
 $R(\omega) = \omega_0^2 - \omega^2 - i(d_1 + d_2)\omega$
 $x = 1 + d_1 d_2 / \omega_0^2$, $\omega_0^2 = AB$, $f_{xx}(0) = (M_s/B)$, $f_{yy}(0) = M_s/A$, $B = \mu_0 M_s + K$, $A = K$, $B > A$
 Or - repulsion & anisotropy.

Due LLG-damping $|R(\omega)|^2 = (\omega_0^2 - \omega^2)^2 + d^2(A+B)\omega^2$

→ Rebi $A > B$ ($A = B$ no magnetic anisotropy no op. c. mean value)

→ Rebi - ORB (Jan 11 - marked) with $x = 1 + d^2$ in $R(\omega)$, & microstr.

1. i. microstr $x = 1$ ($d^2 \ll 1$)

Make please, with the following, Zagona

(1) $\omega_0(H)$ free tri-layer model - uniform $\phi_1(H) = \phi_2 = \omega_0(H)$

HAMP (2) Koppes, Gymer $G_{ij} = \langle S_i^z, S_j^z \rangle = I(R_{ij})$ free
approx. $K_{ex}(T) \sim T^2$ (SMA, HAMP) $\omega_0, f(H, \omega)$

(3) Gymer, Zagona K_2 - constant, $M_0(T)$ non-uniform (SMA, HAMP),
resonance at $2\theta = 3-5$ mm (ca. 2/T)

(4) $M_0(T)$, Boring, Zagona II equation, $\omega_0, T \rightarrow T_c$
(see Lyberatos, Gustafson)

22/1

A. Slavin:

SW resonant elements (22/2/02)

Byggare en q. Maria Omkrets av exp. mätning av ϕ (Densitometer)

$d = 800$ Å, $w = 1$ µm, $L = 33$ nm (30 nm), $M_s = 700$ G,

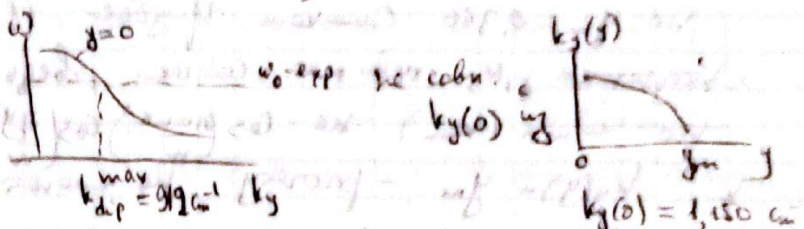
$\omega_0 \approx 58$ GHz, $\omega_1 \approx 7.0$ GHz - nonresonant element

$H = 1000$ Å

The exp.: Demokritov, Gubbiotti, Moch - Omkrets
(Katal.-Org.) (Zverov) (Roussigne)

SW-PPB-Tama

Omkrets $k_{ip}(y) = \max$



Pauses no $\omega(k_y) = \omega_0$ term, then pauses $k_y(y)$,

+ v. modes have $k_y(y)$ and $k_y(0)$ and give some general coordinate

$\omega(H; k_y)$. A certain $f(p, k) \approx \frac{1}{2}pk$, where $f(pk)$ no
given. $c \perp$ to broadening and where $f(pk)$ contribution.

Due $k_y(y)$ and $\left(\frac{\omega}{\omega_m}\right)^2 \approx \left[\frac{\omega_{H_1}(y)}{\omega_m} + \frac{1}{2}p \frac{k_{xH}^2}{\omega_m}\right] \left[\frac{\omega_{H_1}(y)}{\omega_m} + 1\right] - 1/2$

Pauses $k_y(y)$ and $\omega_{H_1}(y)$ and ω_m , Zagona en avsnitt c Fig. 3.6, k_{ip}
(see Fig. 4)

EN		Zagona $H_1(y)$ given. na $\cos(\pi y/w)$, $H = 0.461$ (first peak), $y = 0.359$								
y/w	$w = 50 \mu m$	0	0.05	0.10	0.15	0.20	0.25	0.30	0.35	0.361
$k_y, H_1(y)$		0.4594	0.4592	0.4587	0.4578	0.4564	0.4542	0.4507	0.4466	0.444
$w k_y(y)$		4.69	4.64	4.49	4.22	3.82	3.26	2.44	1.437	0
k_y, cm^{-1}		4.68	4.62	4.47	4.20	3.81	3.25	2.43	0.90	0
		938	936							

Note: Some term in pauses - exchange, $y_m = 0.358$, where $\omega_{H_1}(y)$ and ω_m are
approx. $y_m = 0.36$ by exch. up to T_c and $\omega_{H_1}(y)$ and ω_m are 0 exch.

Escaneado con CamScanner



















The group seminar Roy proposed new item - Claudio
on Pyromagnetic phenomena in bps & Brown dynamics (SMA
applications) - ?

HAMR (quasi-model of $K_1(T)$)

Becega & A. Lyberatos. On global minimum generation
in HAMR-models via HAMR-quarter-review (Jan. 21-23, 03). Сказал

что минимум на криве минимума генерации есть го $T > T_c$.

Сказал: $K_1(T_{cr}) \approx K_1(T_{storage})$ - это было
нормальное поведение для $T_{cr} \in T_c$ близкие
к T_c и $T_{storage}$ и $T_{cr} > T_c$, а не совсем экстремум
минимума го T слева $< T_c$. Но $H_{switch}(T) < H_K(T)$ поэтому есть го $\in T_c$ и не надо.
(this is not a global minimum) (this is a local minimum)

Вывод: предложение разбавить модель $K_1(T)$ бьюгй $H_{switch}(T)$ (это было бы
(это и гиперпараболическая) и применить к HAMR-media и RPE-SOMA.

→ Roy пришел ко мне выпр. mini Progress Report & распр. и применил
process (harm. oscillator + heat bath) и уведомил Adnan

(bug $S_{++}(w)$ and LLG-damping & big paper Rebi-Parker-PRB)

А тогда Concern, a big Adnan paper (LLG-vibes) из соображений,
что я был тогда 23/I Adnanu и уведомил by e-mail
его менеджеров (Batra и Rottmayer) и Roy об этом, чтобы газетчики на
улице.

→ Но уведомил process harm. oscillator и mini и применил. Наверное
предложил Adnan (or 18/XII - seminar, conclusions-slide), но Roy сам (!)
успел за это время много сделать, но не довел до конца и не переписал
как revised. Roy согласился со мной, что в распр. соображениях
различно мне написать joint paper с Adnan'ом. А написал Adnan
об этом 24/I.

Pr. report → В апреле 4-5/II указав (инструкция сверху), что мини
был проведен в лаборатории распр. осн. модель и передан 23/I
Adnanu (Head Department) для изучения и уведомления.
Мой распр. был опубликован распр. сугг. $\omega \gg \omega_0$, $\omega \ll \omega_0$. Adnan'a
(с его ген. функцией $\Delta_1(\omega)$), но не согласился с общим видом
его $S_{++}^{(Adn)}(\omega)$ и сугг. Safonova $\omega \rightarrow \omega_0$, $\omega \ll 1$.

SW-raten. и SW-chain

24/I Рассмотрел SW-Tamara-PRB paper, 2 раза обсудив с
то Roy (это распр. paper, где не упоминалось, кроме Hres-
Tamara и соавторов так как они published в JAP'02, а сейчас
сделаны на новом этапе, на котором были co-authors и соавторы на
10%-2% от соавторов и упоминаются только не упоминаются в
описании SW, только упоминаются в MMs (написано)).

перепроверил текст и Figs, написал cover letter и напел
новый SW-chain paper с Okanov to Ph. Lett. A (on-line, J. Flouquet)

24/I был доклад by Parker на Prop. Res. Review. Он сказал (сказал Okanov)
что рассмотрел spectral density by Chantrell, Safonov, Smith непонятно. Но
успешно так как там же сугг. рассмотрел Adnan'a. T.K. Parker

Escaneado con CamScanner

Torge $K_{\text{Pt}}(T) \approx B_2(\text{Pt}) \langle O_2^0(\text{Jpt}) \rangle_0$ von gas R-Fe -beimischung

вспомогательная функция $M_R(T)$ берется по формуле X - модель Гелланда

$$\langle O_2^0(J) \rangle_0 = \frac{1}{Z} \sum_{J=-J}^J [3J^2 - J(J+1)] e^{xJ} = F_J(x), \quad x = M_R(T)$$

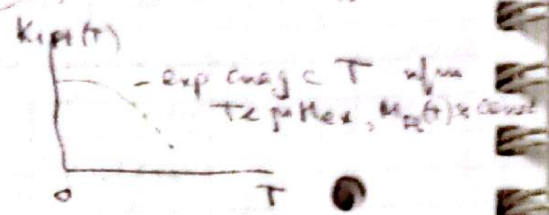
$$F_J(x) = \frac{3}{2} \sum_{J=-J}^J J^2 e^{xJ} - J(J+1) = \left| \frac{\partial}{\partial x} \sum_{J=-J}^J J e^{xJ} \right| = \frac{3}{e^{xJ} + e^{x(J-1)} + \dots}$$

$$\begin{aligned} & \cdot [J^2 e^{xJ} + (J-1)^2 e^{x(J-1)}] - J(J+1) = 3 \frac{J^2 + (J-1)^2 e^{-x}}{e^{xJ} + e^{x(J-1)} + \dots} - J(J+1) = \\ & = 3 [J^2 + (J-1)^2 e^{-x}] [1 - e^{-x}] - J(J+1) = 3J^2 - 3J^2 e^{-x} + \\ & + 3(J-1)^2 e^{-x} - J(J+1) = J(2J-1) + 3e^{-x} [(J-1)^2 - J^2] = \\ & = J(2J-1) - 3(2J-1)e^{-x} \end{aligned}$$

$$F_J(x) = \langle O_2^0(J) \rangle = J(2J-1) - 3(2J-1)e^{-x}$$

$$g_{\text{eff}} = - \left(\frac{\partial \ln Z}{\partial \beta} \right)_T = J \cdot H_{\text{eff}}$$

$$x = \beta (g \mu_B) \mu H_{\text{eff}} = \beta (g \mu_B) \mu J_{\text{eff}} M_R(T)$$



тогда J_{eff} - эффективный магнетонный момент

вспомогательная функция $M_R(T)$ из п. 6.1.1, то есть $M_R(T)$ - это $M_R(T)$ - модель Гелланда

$$F_J(x \rightarrow \infty) = J(2J-1)$$

$$xJ = \beta (g \mu_B) \mu J J_{\text{eff}} M_R$$

$$x_1(T) = \frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{\langle O_2^0(J) \rangle}{\langle O_2^0(J) \rangle_0} = \frac{J(2J-1) - 3(2J-1)e^{-x}}{J(2J-1)} = 1 - \frac{3}{J} e^{-x}$$

предположим, что χ - параметр (тогда не рассуждаем)

$$m = \frac{\langle J \rangle}{J} = 1 - \frac{1}{J} e^{-x} \quad \text{и} \quad \frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \left(1 - \frac{1}{J} e^{-x} \right)^3 = m^3$$

$$\text{то } x = \beta (g \mu_B) \mu J_{\text{eff}} M_R(T) \text{ зависит от } M_R(T) \text{ - это не рассуждаем}$$

$$\ln x_1(T) = \ln \left[1 - \frac{3}{J} e^{-\beta \mu H_{\text{eff}} J_{\text{eff}} M_R(T)} \right]$$

$$\ln x_1(T) = - \frac{3}{J} e^{-\frac{1}{J} \mu H_{\text{eff}} J_{\text{eff}} M_R(T)}$$

тогда как single-sublat. Гелланда approximation $\ln x_1(T) = 3M(T)$ при $T \rightarrow 0$

→ задача: Если известны $K_1(T)$ и T_{ex} , то X - модель Гелланда Sd^0 , то можно вычислить $K_1(T)$ и наоборот. Если известны L_0 и T_{ex} , то можно вычислить $K_1(T)$ и наоборот. $T_{\text{ex}} = 10.65^\circ \text{K}$

→ Вопрос: J - параметр Гелланда PAB? $\Delta T = 10$ и $\mu_B = 0.1 \text{ K}$ - это не рассуждаем

- Список
- 1) - исследование g -фактора. метод 2-магнитного рассеяния
 - 2) расчет. метод основан на предположении, что $S_{xx}(\omega)$ в виде Ланжевена - Сазона (Langevin - Sazonov)
 - 3) расчет. метод основан на предположении, что J - параметр Pt и Pt^{3+} (то есть исследование взаимодействия Fe^{2+} - Fe^{3+} в Pt)
 - 4) метод Sd^0 (или Sd^1), расчет. $K_{\text{eff}}(T)$ и T_{ex} известны, то можно вычислить $K_1(T)$ и наоборот

Вопрос: что такое K_1 ?

1997

Paul

Applications

front

27

100-1490

2003

45-23

4. Answers

6/2003 June 10

9, (INT)

Uti.

reelmen

ax teoforo

Apr 7: 8, 103

1/11
HAMR

Рассчитать $K_1^{ex}(\tau)$ для заданной структуры.
(используем параметр 30/10/2). $d_{12}=1.5, 2$; $\vec{r}_{ij}$ - взаимные расстояния.

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_R + \mathcal{H}_{Pt} + \mathcal{H}_{int} = \mathcal{H}_R + \frac{1}{2} \sum_{i,j} [\gamma_i^{-1}]_{\alpha\beta} S_i^\alpha S_j^\beta - \sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

S_i^α - спин Pt, S_j^β - спин Fe
($J_{\alpha\beta} \delta_{\alpha\beta} = 0$)

$$\frac{\partial \mathcal{H}}{\partial S_i^\alpha} = \sum_j [\gamma_i^{-1}]_{\alpha\beta} S_j^\beta - \sum_j J_{ij} S_j^\alpha = 0, \quad S_i^\alpha = \gamma_i^{\alpha\beta} \sum_j S_j^\beta J_{ij}$$

Решив уравнение $S_i^\alpha = \gamma_i^{\alpha\beta} \sum_j J_{ij} S_j^\beta = \gamma_i^{\alpha\beta} h_{ex,i}^\beta$, $\vec{S}_i = \hat{\gamma}_i \vec{h}_{ex,i}$

$$\mathcal{H}(\vec{S}_R) = \mathcal{H}_R(\vec{S}) + \frac{1}{2} \sum_{i,j} [\gamma_i^{-1}]_{\alpha\beta} S_i^\alpha S_j^\beta - \sum_{i,j} J_{ij} \vec{S}_i \cdot \vec{S}_j$$

$$\mathcal{H}(\vec{S}_R, \vec{S}_{Pt}) = \mathcal{H}_R(\vec{S}) + \frac{1}{2} \sum_i S_i^\beta h_{ex,i}^\beta - \sum_i \vec{S}_i \cdot \vec{h}_{ex,i} =$$

$$= \mathcal{H}_R(\vec{S}) - \frac{1}{2} \sum_i \vec{S}_i \cdot \vec{h}_{ex,i} = \mathcal{H}_R(\vec{S}) - \frac{1}{2} \sum_i \hat{\gamma}_i \vec{h}_{ex,i} \cdot \vec{h}_{ex,i}$$

$$\mathcal{H}(\vec{S}_R, \vec{S}_{Pt}^0) = \mathcal{H}_R(\vec{S}) - \frac{1}{2} \sum_i \vec{h}_{ex,i} \cdot \hat{\gamma}_i \vec{h}_{ex,i}$$

$$h_{ex,i}^\alpha = \sum_j J_{ij} S_j^\alpha \rightarrow \left(\sum_j \right) \vec{h}_{ex,i} \cdot \hat{\gamma}_i \vec{h}_{ex,i} = h_{ex,i}^\alpha [\gamma_i]_{\alpha\beta} h_{ex,i}^\beta =$$

$$= [\gamma_i]_{\alpha\beta} \sum_j J_{ij} S_j^\alpha \cdot \sum_k J_{ik} S_k^\beta = [\gamma_i]_{\alpha\beta} \sum_{jk} J_{ij} J_{ik} S_j^\alpha S_k^\beta$$

$$\mathcal{H}(\vec{S}_R, \vec{S}_{Pt}^0) = \mathcal{H}_R(\vec{S}) - \frac{1}{2} \sum_i [\gamma_i]_{\alpha\beta} \sum_{jk} J_{ij} J_{ik} S_j^\alpha S_k^\beta$$

$\rightarrow$ если индекс $(j=k)$ - single, $(j \neq k)$ - two-con

выберем Pt в качестве центра $[\gamma_i]_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \gamma_{11}^i & 0 & 0 \\ 0 & \gamma_{11}^i & 0 \\ 0 & 0 & \gamma_{11}^i \end{pmatrix}$

$$\sum_{\alpha\beta} [\gamma_i]_{\alpha\beta} S_j^\alpha S_k^\beta = \gamma_{11}^i (S_j^x S_k^x + S_j^y S_k^y) + \gamma_{11}^i S_j^z S_k^z$$

$$\mathcal{H}(\vec{S}, \vec{S}^0) = \mathcal{H}_R(\vec{S}) - \frac{1}{2} \sum_{ijk} [\gamma_i]_{\alpha\beta} J_{ij} J_{ik} S_j^\alpha S_k^\beta$$

- рассмотрим аналогично

Упростим то, что в выражении ΦM $\vec{S}_j = \vec{S}$, не забывая про $\vec{S}_j = \vec{S}$ - номер узла. В общем, это не так.

$\rightarrow$ Если $\vec{S}_j = \vec{S}$, то $\sum_{\alpha\beta} [\gamma_i]_{\alpha\beta} S_j^\alpha S_k^\beta = \sum_{\alpha\beta} [\gamma_i]_{\alpha\beta} S^\alpha S^\beta = \gamma_{11}^i (S_x^2 + S_y^2) + \gamma_{11}^i S_z^2$

$$\mathcal{H}(\vec{S}, \vec{S}^0) = \mathcal{H}_R(\vec{S}) - \frac{1}{2} \sum_{ijk} J_{ij} J_{ik} [\gamma_{11}^i (S_x^2 + S_y^2) + \gamma_{11}^i S_z^2]$$

$$\sum_{jk} J_{ij} J_{ik} = \sum_j J_{ij}^2 \cdot \sum_k J_{ik} = \left(\sum_j J_{ij} \right)^2 = F_i, \quad \vec{S}_R = S(\sin\theta \cos\varphi, \sin\theta \sin\varphi, \cos\theta)$$

$$S_x^2 + S_y^2 = S^2 - S_z^2, \quad [\gamma_{11}^i (\dots) + \gamma_{11}^i S_z^2] = \gamma_{11}^i S^2 + (\gamma_{11}^i - \gamma_{11}^i) S_z^2$$

$$\mathcal{H}(\vec{S}, \vec{S}^0) = \mathcal{H}_R(\vec{S}) - \frac{1}{2} \sum_i F_i [\gamma_{11}^i S^2 + (\gamma_{11}^i - \gamma_{11}^i) S_z^2] =$$

$$= \mathcal{H}_R(\vec{S}) - \frac{1}{2} \sum_i F_i [(\gamma_{11}^i - \gamma_{11}^i) (S_x^2 + S_y^2) + \gamma_{11}^i S^2] =$$

$$= \mathcal{H}_R(\vec{S}) - \frac{1}{2} \sum_i F_i \gamma_{11}^i S^2 + \frac{1}{2} \sum_i F_i S^2 (\gamma_{11}^i - \gamma_{11}^i) \sin^2\theta, \quad K_1^{ex} = \frac{1}{2} S^2 \sum_i F_i (\gamma_{11}^i - \gamma_{11}^i)$$

Note: $J_{ij} = J_{FePt}$, i - Fe, j - Pt

$$F_i = \left(\sum_j J_{ij} \right)^2$$

$$\mathcal{H}(\vec{S}, \vec{S}) = \mathcal{H}_{Fe}(\vec{S}) - \frac{1}{2} \sum_{ij,k} [J_i]_{\alpha\beta} J_{ij} J_{ik} S_j^\alpha S_k^\beta$$

$$\mathcal{H}(\vec{S}, \vec{S}) = \mathcal{H}_{Fe}(\vec{S}) - \frac{1}{2} \sum_{ij} [J_i]_{\alpha\beta} (J_{ij})^2 S_j^\alpha S_j^\beta - \frac{1}{2} \sum_{ij,k} [J_i]_{\alpha\beta} (\dots)$$

$$\mathcal{H}(\vec{S}, \vec{S}) = \mathcal{H}_{Fe}(\vec{S}) - \frac{1}{2} \sum_{ij}^{(k=j)} (J_{ij})^2 [x_{||}^i (S_j^{x^2} + S_j^{y^2}) + x_{\perp}^i S_j^{z^2}] -$$

$$- \frac{1}{2} \sum_{ij,k}^{(i \neq j)} J_{ij} J_{ik} [x_{||}^i (S_j^x S_k^x + S_j^y S_k^y) + x_{\perp}^i S_j^z S_k^z]$$

$$\mathcal{H}(\vec{S}, \vec{S}) = \mathcal{H}_{Fe}(\vec{S}) - \frac{1}{2} \sum_{ij} (J_{ij})^2 [x_{||}^i S_j^z + (x_{\perp}^i - x_{||}^i) S_j^{z^2}] -$$

$$- \frac{1}{2} \sum_{ij,k}^{(i \neq j)} J_{ij} J_{ik} [x_{||}^i \vec{S}_j \cdot \vec{S}_k + (x_{\perp}^i - x_{||}^i) S_j^z S_k^z]$$

$$\mathcal{H}(\vec{S}, \vec{S}) = \mathcal{H}_{Fe}(\vec{S}) - \frac{1}{2} \sum_{ij} (J_{ij})^2 (x_{\perp}^i - x_{||}^i) (S_j^z)^2 - \frac{1}{2} \sum_{ij} (J_{ij})^2 x_{||}^i S_j^z -$$

$$- \frac{1}{2} \sum_{ij,k}^{(i \neq k)} (J_{ij} J_{ik} x_{||}^i) \vec{S}_j \cdot \vec{S}_k - \frac{1}{2} \sum_{ij,k}^{(i \neq k)} J_{ij} J_{ik} (x_{\perp}^i - x_{||}^i) S_j^z S_k^z$$

$$\mathcal{H}_{Fe}(\vec{S}) = \sum_j D_j^Fe (S_j^z)^2 - \sum_{jk} J_{jk}^{Fe} \vec{S}_j \cdot \vec{S}_k - \text{where}$$

$$\rightarrow \mathcal{H}(\vec{S}, \vec{S}) = \sum_j [D_j^Fe - \frac{1}{2} \sum_i (J_{ij})^2 (x_{\perp}^i - x_{||}^i)] (S_j^z)^2 - \frac{1}{2} \sum_{ij} (J_{ij})^2 x_{||}^i S_j^z -$$

$$- \sum_{jk} [J_{jk} + \frac{1}{2} \sum_i J_{ij} J_{ik} x_{||}^i] \vec{S}_j \cdot \vec{S}_k -$$

$$- \frac{1}{2} \sum_{ij,k}^{(i \neq k)} J_{ij} J_{ik} (x_{\perp}^i - x_{||}^i) S_j^z S_k^z,$$

$$\text{r. e. } \mathcal{D}_j^{\text{eff}} = D_j^Fe - \frac{1}{2} \sum_i (J_{ij})^2 (x_{\perp}^i - x_{||}^i), \quad \text{con. 22/11: } x_{\perp} - x_{||} = 2D_{Fe}(J_{Fe})^2$$

$$[\text{iso-}] J_{jk}^{\text{eff}} = J_{jk}^{Fe} + \frac{1}{2} \sum_i J_{ij} J_{ik} x_{||}^i, \quad \text{aniso- } J_{jk}^{\text{an}} = \frac{1}{2} \sum_i J_{ij} J_{ik} (x_{\perp}^i - x_{||}^i)$$

$$\mathcal{H}_{\text{eff}}(\vec{S}, \vec{S}) = \sum_j D_j^{\text{eff}} (S_j^z)^2 - \sum_{jk} J_{jk}^{\text{eff}} \vec{S}_j \cdot \vec{S}_k - \sum_{jk} J_{jk}^{\text{an}} S_j^z S_k^z$$

- sp. disorder.
where we can. $\vec{S}_{Fe}$
 J_{ij} - Fe-Fe exch.

Все обменные взаимодействия $\sim J_{FePt}^2 J_{Pt}$ и еще $\sum_i (\dots)$ по Pt-узлам.

$$\rightarrow \mathcal{H}_{\text{an.ex.}} = - \sum_{jk} J_{jk}^{\text{an}} S_j^z S_k^z \approx \left| \vec{S}_j = \vec{S} \right|_{\text{collinear FM}} = - (S^z)^2 \sum_{jk} J_{jk}^{\text{an}} =$$

$$= - [1 - \sin^2 \theta] S^2 \sum_i (x_{\perp}^i - x_{||}^i) (\sum_j J_{ij})^2 = (\text{isotr.}) + \left\{ \frac{1}{2} S^2 \sum_i (x_{\perp}^i - x_{||}^i) F_i \right\} \sin^2 \theta$$

$\leftarrow$ con. K_{Fe}^{ex}

Escaneado con CamScanner

$$x_1(t) = [1 - 2e^{-\frac{12}{5}t}] [1 - 2e^{-\frac{6}{5}t}]$$

Two classical spins K_i or $30/11$ ($K_i \propto S^2$) + zero spin
 $K_i \propto M_{\text{eff}}^2(T)$ - ratio between spin magnetic moment, $g(S) = \text{const}$
 (constant $g = g(T) = M_{\text{eff}}(T)$) - Anomalous magnetic moment $g(S) = \text{const}$, no $J_{\text{eff}} = g(T)$

$$K_i(T) = \frac{1}{2} S^2(T) \sum_j F_j (J_{ij}^x - J_{ij}^y), F_j = (\sum_k J_{kj})^2$$

pt spin, J_{ij} - RPA exchange int.

$$H_{\text{ex}}(S) = \frac{1}{2} \sum_i [F_i]_{\alpha\beta} S_i^\alpha S_i^\beta = \sum_i D_i (S_i^z)^2, \text{ e.g. } \hat{F}_i = \begin{pmatrix} \infty & 0 & 0 \\ 0 & \infty & 0 \\ 0 & 0 & D_i \end{pmatrix}$$

$$\hat{J}_i = \begin{pmatrix} \infty & 0 & 0 \\ 0 & \infty & 0 \\ 0 & 0 & \frac{D_i}{2} \end{pmatrix}, \hat{J}_i^{-1} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2D_i \end{pmatrix}, \text{ i.e. } J_{xi} = J_{yi} = \infty$$

$$J_{zz} = \frac{1}{2D} \text{ (normal RPA)}$$

Expansion by $J_i(T)$ rotates a spin magnetic moment
 then $H_{\text{ex}}(S) = D \sum_i (S_i^z)^2$ & mag. crystal, $S = S_{\text{eff}}$ - max. comp.
 then $H_{\text{ex}}(S) = D \sum_i (\hat{S}_i^z)^2$ - magnetic moment $\hat{S}$ - parallel magnetic.

$$S(T) = \frac{S}{Z} \int d\omega \sin \omega e^{-\frac{\hbar \omega (T-T_c)}{2k_B T}} - \text{zero Fe magnetic}$$

$$S = S(0), S(T) - \text{normal Fe magnetic}, E_A(H) = \frac{1}{2} (\mu_B E_A(H)) e^{-\frac{H}{T}}$$

$$K_i = E_A(H_{LC}) - E_A(H_{LC})$$

B mag. Hamiltonian (see me) be' comp. gaussian zabuchet' or T.

Coexistence Res. plan que Nano-Center-Bader, 3/11
 Mucina Noboragy, Attenhofer u Xuzhuaby.

HAMR Vysobrya $K_i(T)$ zamerok lyberatos u/m $\frac{T}{T_c} \ll 1$ u $T \rightarrow T_c$.

$$K_i(T) = \frac{K_i(T)}{K_i(0)} = \tanh X \cdot \tanh \frac{X}{2}, m(T) = \frac{1}{3} [2 \tanh X + \tanh \frac{X}{2}]$$

$$m = \frac{5}{6} \frac{T}{T_c} X - \text{6 MFA.}$$

1) $T \rightarrow T_c$ MFA, $\alpha_1 = \frac{1}{2} X^2, m = \frac{1}{3} [2X + \frac{1}{2} X] = \frac{5}{6} X$

$$m = \frac{M_S(T)}{M_S(0)} = B_S \left(\frac{2J(0)}{kT} S_m^2 \right), T_c = \frac{2}{3} \frac{J(0)}{k} S(S+1), m = B_S(SX)$$

$$\frac{2JS^2}{kT} = \frac{2S^2}{kT} \frac{3kT_c}{2S(S+1)} = \frac{3S}{(S+1)} \frac{T_c}{T}, m = B_S \left[\frac{3S}{(S+1)} m \frac{T_c}{T} \right]$$

$$X = \frac{3}{(S+1)} \frac{T_c}{T} m, S = 3/2$$

$$T \rightarrow T_c, m^2 = \frac{10}{3} \frac{(S+1)^2}{S^2 + (S+1)^2} \left(\frac{T_c}{T} - 1 \right) = \frac{10}{3} \frac{25/4}{9/4 + 25/4} \left(\frac{T_c}{T} - 1 \right)$$

$$m^2 = \frac{10}{3} \frac{25}{34} \left(\frac{T_c}{T} - 1 \right) = \frac{125}{51} \left(\frac{T_c}{T} - 1 \right)$$

$$\alpha_1(T) = \frac{1}{2} X^2 = \frac{1}{2} \left(\frac{6}{5} \right)^2 \left(\frac{T_c}{T} \right)^2 m^2 = \frac{1}{2} \frac{36}{25} \left(\frac{T_c}{T} \right)^2 \frac{125}{51} \left(\frac{T_c}{T} - 1 \right)$$

$$\frac{K_i(T)}{K_i(0)} = \frac{1}{2} \frac{36}{25} \frac{5 \cdot 25}{3 \cdot 17} \left(\frac{T_c}{T} \right)^2 \left(\frac{T_c}{T} - 1 \right) = \frac{30}{17} \left(\frac{T_c}{T} \right)^2 \left(\frac{T_c}{T} - 1 \right) \text{ lyberatos 4}$$

$$\frac{K_i(T)}{K_i(0)} = \frac{30}{17} \left(\frac{T_c}{T} \right)^3 \left[1 - \frac{T}{T_c} \right] - \text{newborn term Eq. (4) Andreas, no coin.}$$

с ним u/m $T \rightarrow T_c = 0$ (par).

2) $\left(\begin{smallmatrix} T \rightarrow 0 \\ MFA \end{smallmatrix} \right) \quad m(\tau) = 1 - \frac{1}{5} \exp \left[-\frac{3}{5+1} \frac{T_c}{T} \right]$

$$\text{th}^2 x = \frac{\text{sh}^2 x}{\text{ch}^2 x} = \frac{(2 \text{sh} \frac{x}{2} \text{ch} \frac{x}{2})^2}{(\text{ch}^2 \frac{x}{2} + \text{sh}^2 \frac{x}{2})^2} = \frac{4 \text{th}^2 \frac{x}{2}}{(1 + \text{th}^2 \frac{x}{2})^2}$$

$$\text{th} x = \frac{2 \text{th} \frac{x}{2}}{1 + \text{th}^2 \frac{x}{2}}, \quad \text{th} \frac{x}{2} = t, \quad \text{th} x = \frac{2t}{1+t^2}$$

$$x = \text{th} x \cdot \text{th} x/2 = \frac{2t^2}{1+t^2}, \quad m = \frac{1}{3} \left[\frac{4t}{1+t^2} + t \right]$$

$$3m = t \left[\frac{4}{1+t^2} + 1 \right] = t \cdot \frac{5+t^2}{1+t^2}, \quad x(1+t^2) = 2t^2, \quad (2-x)t^2 = x$$

$$3m = \sqrt{\frac{3x}{2-x}} \cdot \frac{5+x(2-x)}{1+x/(2-x)} = \sqrt{\frac{3x}{2-x}} \cdot \frac{10-4x}{2} = \sqrt{\frac{3x}{2-x}} (5-2x)$$

→ $9m^2(2-x) = x(5-2x)^2$, $\lim_{T \rightarrow 0} x = am^3, \quad m \rightarrow 1, \quad x \rightarrow 1$

Por tanto $x(m) = m^3$, $\lim_{m \rightarrow 1, T \rightarrow 0} 9m^2(2-m^3) = m^3(5-2m^3)^2$
 $9(2-m^3) = m(5-2m^3)^2$

$$x(\tau) = \frac{K_1(\tau)}{K_1(0)} = m^3(\tau) = \left[1 - \frac{2}{3} e^{-\frac{6}{5} \frac{T_c}{T}} \right]^3 = 1 - 2e^{-\frac{6}{5} \frac{T_c}{T}} + O(e^{-\frac{12}{5} \frac{T_c}{T}})$$

Andreas gaga me $\frac{K_1(\tau)}{K_1(0)} \xrightarrow{T \rightarrow 0} [1 - 2e^{-\frac{12}{5} \frac{T_c}{T}}][1 - 2e^{-\frac{6}{5} \frac{T_c}{T}}] =$
 $= 1 - 2e^{-\frac{6}{5} \frac{T_c}{T}} - 2e^{-\frac{12}{5} \frac{T_c}{T}} + 4e^{-\frac{18}{5} \frac{T_c}{T}}$

y como $x(\tau) = [\dots]^3 = 1 - 2e^{-\frac{6}{5} \frac{T_c}{T}} + \frac{4}{3}e^{-\frac{12}{5} \frac{T_c}{T}} - (\dots) -$

- pues 2 no aparece en $e^{-\frac{5}{2} \frac{T_c}{T}}$ entonces $(x=m^3)$ se ordena $\frac{1}{T}$ en el desarrollo.

Se vea con $m(\tau) = 1 - \frac{1}{5} \exp \left[-\frac{3}{5+1} \frac{T_c}{T} \right]$. Según resultado $\frac{1}{T} \sim e^{-\frac{3T_c}{T(5+1)}}$, se ve con $x(m)$ se puede aproximar en τ con desarrollo de Taylor.

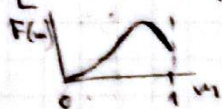
Con. gr. e que $S=3/2$: $9m^2(2-x) = x(5-2x)^2$, $x = \frac{K_1(\tau)}{K_1(0)} = \frac{N_2(\tau)}{N_2(0)}$
 $x^3 - 5x^2 + \frac{1}{4}x[25+9m^2] - \frac{9}{2}m^2 = 0$ - gr. en $x = f(m)$.

Carácter: $x^3 + ax^2 + bx + c = 0$,

$$Q = \frac{1}{9} [a^2 - 3b] = \frac{1}{9} [25 - 3 \cdot \frac{1}{4} (25 + 9m^2)] = \frac{1}{9} [\frac{25}{4} - \frac{27}{4}m^2] = \frac{1}{36} [25 - 27m^2]$$

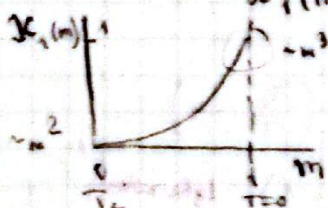
$$R = \frac{1}{54} [2a^3 - 9ab + 27c] = \frac{1}{54} [2 \cdot 25^3 - 9(-5) \cdot \frac{1}{4} (25 + 9m^2) + 27(-\frac{9}{2})m^2] = \frac{1}{54 \cdot 4} [5^3 - 81m^2] > 0$$

$$R^2 - Q^3 = F(m) > 0$$



$R^2 - Q^3 > 0$ - según fórmula de Cardano $x_1 = x_1(m)$

$$x_1(m) = - \left[R(m) + \sqrt{R^2(m) - Q^3(m)} \right]^{1/3} - \frac{Q(m)}{\left[R(m) + \sqrt{R^2(m) - Q^3(m)} \right]^{1/3}} + \frac{5}{3}$$



- número real impares. Nos da una solución única $x_1(m)$.

→ Buscamos $x_1(m)$ en τ con $x_1(m)$ en τ con $MFA, S=3/2$.

4/II / Wjuroobwenn Res. plan u Cover letter to Bader (CNM)
 $K_1(T)$ -FePt Duetyma $K_1(T)$ -FePt narannu e Oweru.
 Pongum u Oweru $K_1^{ex}(T)$, agnawbenn ugehu (on buegza
 mawu exch. calculations do e 31 nafam-fam).
 a tawo upogawu $K_1^{ex}(T)$ zepz ΔJ_{Pt} ($\Delta_{Pt} \gg J_{FePt}$),
 a on nepz oweru yowennyo Concofobewyo J_{FePt} ($\Delta_{Pt} \ll J_{FePt}$ ugehu)
 y new gne K_1^{ex} wenghuo 250 K/ub. cell, 200 vaw uwo.
 -Cfawu uoi paret ugehu $\Delta_{Pt} \ll J_{FePt}$ (nou 6 P3 PM, 26/1)
 a no paretu K_1^{ex} zepz J_{FePt} . T-zabuwu $K_1^{ex}(T)$
 y new za ower $m_{Fe}(T) = \langle S_{Fe}^z \rangle_T$ uz MFA.

Ower - progress report:

- SW 1) SW-Tawu Figures were plotted u paper organ na Int. review
- m.noise 2) Paret $S(w)$ Oweru woghu Ena ugehu A. Rebi gne (yuz, 20maw)
- 3) χ_{uv} , yubwu u maw mawu Pt^{3+} uwoh ($I=9/2$ gne Pt^{3+})
- 4) Anwehmanu. woghuo $K_1^{ex}(T)$ — ugehu $B_2^0(Pt) \ll J_{FePt}$
- 5) Anawu FePt: $FeAu$ (nou owo mawuwa), $FePt$ (ocawu $S-O$ coupling)
- 6) $\langle S_i^z S_j^z \rangle$ — zepz $\chi(\vec{r}, w)$
- m.noise 7) Yf-wise mawuwa, mawu to Segler - Concofobewyo (Hards)
- 8) Duetyma e Nowak (LD, K_1 -FePt), Ower u Andreas (K_1 -FePt) u Rebi (m.noise g. density)
- 9) Paret K_1^{ex} yz — uwo. CNM mawuwa, ugehu T-gep.
 namu u ugehu $K_1(T)$
- HAMR 10) MFA $K_1(T)$ gne HAMR — paper e Andreas

Oupawu e-mail Application to CNM (S. Marik).
 Concofobew Res. plan u Cover letter to S. Bader e Oweru.

5/II → Pamerawu a upawu hard copy of CNM-Application
 to S.D. Bader.

Oupawu, 200 y maw uer gowuwa 6 daz gaw. Res. highlight
 (mawuwa paz zepuwa oweru ~ 24/1 032).

Concofobew Memorandum for Kyder u upawu no Ceburu.

HAMR Upawu $K_1(T)$ -MFA paretu Lyberatoza upu $T \ll T_c$
 u $T \rightarrow T_c$ u agaw uwo oweru Comments u HAMR paper

Ero Eq. gne $K_1(T)$ — ugehu upawuwa u gowuwa
 mawu. Ho bu 200 b ugehu MFA gne $m(T)$, 200
 bawu gawu. woghuwa 6 $K_1(T)$.

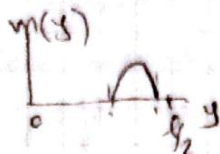
SW - certain elements
 $L = 30 \text{ nm}$, $w = 550 \text{ nm}$, $l = 200 \text{ nm}$

$H = 1000 \text{ Å}$, $M_s \cdot 4\pi = 9,50 \text{ kG}$, $\gamma/2\pi = 2,97 \text{ GHz/kG}$

freq. $f_0 = 6,0 \text{ GHz}$ - resonance mag. Gubbiotti.

Нормировать фазовый профиль по оси y (нормировать)
 и сравнить с экв. Gubbiotti.

Взять $m_0(y)$



как $\cos(\pi \frac{y}{w})$

рассуждаем как в PRL'02 на краю гравитации и рассуждаем
 $m_0(y)$ как φ Магн. $P = \frac{L}{w} = \frac{30 \text{ nm}}{550 \text{ nm}} \approx 0,055$ - не очень мало (!)
 (корр. импульсов!) $\frac{H_{\text{res}}}{H_{\text{res}} \text{ dyn. } H_{\text{res}}}$

Другие возмущения $m_n(y)$ (Магн.) $\frac{1}{\text{мощность}} \frac{1}{\text{вектор}}$

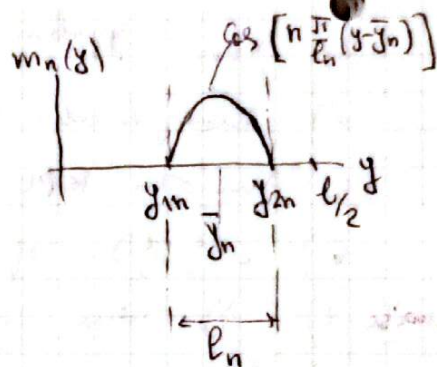
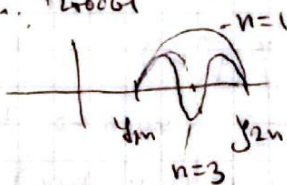
Магн. $m_n(y) = \begin{cases} 0, & 0 < y < y_{1n} \\ A_n \cos[n\pi \frac{(y - \bar{y}_n)}{l_n}], & y_{1n} < y < y_{2n} \\ 0, & y > y_{2n} \end{cases} \quad (y \leq \frac{l}{2})$

$\bar{y}_n = \frac{1}{2}(y_{1n} + y_{2n})$, $l_n = y_{2n} - y_{1n}$

n - бегущие $n = 1, 3, 5 \dots$ моды

$m_n(y_{1n}) = m_n(y_{2n}) = 0$

$m_n(y_{1n}) = \cos(n\pi \frac{l}{2})$



нормировка $\frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} dy m_n^2(y) = 1$

$1 = \frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} dy m_n^2(y) = \frac{2}{l} \int_0^{l/2} dy m_n^2(y) = \frac{2}{l} A_n^2 \int_{y_{1n}}^{y_{2n}} dy \cos^2[n\pi \frac{y - \bar{y}_n}{l_n}] =$

$= \frac{2A_n^2}{l} \frac{1}{2} \int_{y_{1n}}^{y_{2n}} dy [1 + \cos\{2n\pi \frac{y - \bar{y}_n}{l_n}\}] = \frac{A_n^2}{l} \left[l_n + \frac{l_n}{2n\pi} \sin(2n\pi \frac{y - \bar{y}_n}{l_n}) \Big|_{y_{1n}}^{y_{2n}} \right] =$

$= A_n^2 l_n \frac{1}{l}$, т.е. $A_n^2 \frac{l_n}{l} = 1$, $A_n = \sqrt{\frac{l}{l_n}}$

y_{1n} и y_{2n} - точки появления бегущих волн, как в PRL'02.

→ Для конформных элементов S не очень важно $\frac{L}{w}$
 (такое y меняется и $G_{zz}(\vec{p}, \vec{p}')$ также $\sim \delta(\vec{p} - \vec{p}')$ (как в SW. Тамара)
 и потому $G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}') = 0$ как в $(\vec{M}_0 \perp O_x)$ - stripe pattern 22/XII 022.

→ Если использовать обобщенную формулу с магн.

Дальнейшее по $G_{xx}(\vec{p}, \vec{p}')$ и $G_{zz}(\vec{p}, \vec{p}')$ June 12/IV 022,
 см. Wmn от 15/IV 022.

FePt alloy

Продукция M₂ индукция асимметрии (FePt)

H. Schmidt et al. JAP 83, 507 (2001) - гиперпарамагнетизм, too high
гиперпарамагнетизм no grain fit не $\cos(\theta_0 - \theta_H) = \frac{M_s H}{k_B T}$ где M_s - saturation magnetization
 $M_s = \langle \cos(\theta_0 - \theta_H) \rangle_{\theta_H, \theta_0}$, а $M_s = \frac{2}{\pi}$. Тогда константа $M_2 = \frac{2}{\pi} = 0.64$

630 - OAH case Ko zero Schenker too hyperparamagnetic?

in terms H. Schmidt, JAP 93, 2107 (2003).

Reference report on paper: APL by Bennett (handwritten, revised)

7/11

M. Kuz'min, JAP 92, 6693 (2002).

Bye - hyperparamagnetic 21/48

$$B_J^{(n)}(x) = \frac{1}{J^n} \langle O_0^n \rangle$$

обознач. p - B - функция
 O_0^n - оператор Губенка

$$\langle \dots \rangle \propto \mathcal{H}_x = -\Delta_{ex} J_z, \quad x = J\Delta_{ex}/kT$$

$$B_J^{(2)}(x) = 1 + \frac{1}{J} - \frac{3}{2J} \coth\left(\frac{x}{2J}\right) B_J(x)$$

$B_J(x)$ - ф. Брайана

Uniaxial $E_A(\theta) = x_{20}(T) \frac{1}{2} [3\cos^2\theta - 1]$

где $K_1(T)$ и $K_2(T)$ - константы
и $K_1(T)$ - локальная
аннизотропия

$$x_{20}(T) = B_{20} J^2 B_J^{(2)}\left(\frac{J\Delta_{ex}}{kT}\right) = B_{20} \langle O_0^2 \rangle_{\text{ex}}$$

when $x \ll 1$ $B_J^{(2)}(x) = \frac{(2J-1)(J+1)(2J+3)}{60 J^3} x^2 + O(x^4)$

when $x \gg J$ $B_J^{(n)}(x) = L_J^{(n)} \left[1 - \frac{n(n+1)}{2J} e^{-x/J} + \dots \right], \quad L_J^{(0)} = 1 - \frac{1}{2J}$

$$\lim_{J \rightarrow \infty} B_J^{(n)}(x) = I_{n+1/2}(x) / I_{1/2}(x) - \text{как гиперпарамагнетизм. (Здесь } x = \frac{J\Delta}{kT})$$

Kuz'min: $\langle O_0^2 \rangle = J^2 B_J^{(2)}(x) = J^2 \left(1 - \frac{1}{2J}\right) \left[1 - \frac{3}{J} e^{-x/J}\right], \text{ when } x \gg J$

ср. с $\langle O_0^2 \rangle \approx 26/I$, определение x - гиперпарамагнетизм

$$B_J^{(n)}(x) = L_J^{(n)} [B_J(x)]^{\frac{1}{2}n(n+1)}, \quad x \gg J$$

Вроде в $\frac{x}{J}$ тут должно быть $x = \frac{\Delta_{ex} J}{kT}$
и если $x = \Delta_{ex}/kT$, то x - гиперпарамагнетизм, и наоборот, если $x = \frac{\Delta_{ex} J}{kT}$, то x - гиперпарамагнетизм, и наоборот.
 $\langle O_0^2 \rangle = J(J - \frac{1}{2}) \left[1 - \frac{3}{J} e^{-\Delta_{ex}/kT}\right]$, где $E_A(26/I)$ - гиперпарамагнетизм.

$$x_1(T) = \frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{x_{20}(T)}{x_{20}(0)} = \frac{B_{20} \langle O_0^2 \rangle_T}{B_{20} \langle O_0^2 \rangle_{T=0}} = \frac{B_J^{(2)}(x)}{B_J^{(2)}(x \rightarrow \infty)} = \frac{B_J^{(2)}(x)}{\left(1 - \frac{1}{2J}\right)}$$

$$x_1(T) = \frac{J}{(J - 1/2)} B_J^{(2)}(x), \quad x = \frac{\Delta_{ex} J}{kT}$$

ср. Yosida (1951) - гиперпарамагнетизм $x_1(T) \sim B_J^{(2)}(x)$ и гиперпарамагнетизм $x_1(T) \sim B_J^{(2)}(x)$ - гиперпарамагнетизм

$$B_J^{(2)}(x) = 1 + \frac{1}{J} - \frac{3}{2J} \coth\left(\frac{x}{2J}\right) B_J(x) - \text{алгебра гиперпарамагнетизма } x \sim M_{Fe}(T)$$

Но если $x_1(T) \sim \langle O_0^2 \rangle_{\text{ex}} \sim B_J^{(2)}(x)$, а $x \sim M_{Fe}(T)$ - MFA, то при $T \rightarrow 0$
 $x_1(T) \sim M_{Fe}^2(T)$ - это гиперпарамагнетизм, как и в случае O_2 - HCT, см. 2

FePt - $\Delta E_x = -\Delta E_x \cdot \hat{J}_z(\text{Pt})$, $S = (g_J - 1) \hat{J}$ (обыч. value of g-factor for S (Pt))

$-K_1(T) \Delta E_x = h_{ex} \cdot (g_J - 1) \hat{J}_z$, $h_{ex}(\text{in Pt}) = J_{\text{FePt}} M_{\text{Fe}}(T)$

$M_{\text{Fe}}(T)$ corresponds to J_{FeFe} и J_{FePt} (even $J_{\text{FePt}} \sim J_{\text{FeFe}}$),
 more constant $M_{\text{Fe}}(T)$ corresponds to $J_{\text{FeFe}}^{\text{eff}}$.

$\Delta E_x = (g_J - 1) h_{ex} = (g_J - 1) J_{\text{FePt}} M_{\text{Fe}}(T)$

When $\frac{x}{J} = \frac{\Delta E_x}{kT} \gg 1$ $x_1(T) = \frac{K_1(T)}{K_1(0)} = 1 - \frac{3}{J} e^{-\Delta E_x/kT}$, J - ym. moment Pt.

и $M_{\text{Fe}}(T)$ corresponds to $\frac{x}{J} \gg 1$, so $M_{\text{Fe}}(T) = 1 - \frac{1}{J} e^{-\Delta E_x/kT}$ и $x_1(T) \sim M_{\text{Fe}}^3(T)$
 не corresponds to $x \rightarrow 0$. т.е. 26/I а δ in x is small.

$\rightarrow x_1(T) = \frac{K_1(T)}{K_1(0)} = \frac{J}{(J - \frac{1}{2})} B_J^{(2)} \left[\frac{J(g_J - 1) J_{\text{FePt}}}{kT} M_{\text{Fe}}(T) \right]$

- J - ym. moment Pt (J - eff. moment of Fe) и $M_{\text{Fe}}(T)$.
 $M_{\text{Fe}}(T)$ is 3 experimental with MFA for Fe-sublattice с $J_{\text{FeFe}}^{\text{eff}}$.

One might say when $T \rightarrow T_c$ $x_1(T) \sim M_{\text{Fe}}^2(T)$,
 when $T \rightarrow 0$ $x_1(T) = 1 - \frac{3}{J} \exp \left[-\frac{(g_J - 1) J_{\text{FePt}}}{kT} M_{\text{Fe}}(T) \right]$ - corresponds to $M_{\text{Fe}}^3(T)$ and $M_{\text{Fe}}^2(T)$?

Corr. 26/I give Pt³⁺ with $J = 9/2$, а g_J ($L=3, S=3/2$)
 $g_J = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(S+1)} = \frac{3}{2} + \frac{3/2 \cdot 5/2 - 3 \cdot 4}{2 \cdot 9/2 \cdot (11/2)} = \frac{3}{2} + \frac{15 - 48}{2 \cdot 9 \cdot 11} = \frac{3}{2} - \frac{1}{6} = \frac{4}{3}$

$M_{\text{Fe}}(T)$ from MFA с $S = 3/2$, т.е. $M_{\text{Fe}}(T) = B_S \left(\frac{3S}{S+1} \frac{M_{\text{Fe}}(T)}{T} \right)$, $T = \frac{T}{T_c}$

Even $J(\text{Pt})$ и $S(\text{Fe})$ corresponds to
 $x_1(T) = \frac{J}{(J - \frac{1}{2})} B_J^{(2)} \left[\frac{J(g_J - 1) \left(\frac{J_{\text{FePt}}}{kT_c} \right) \frac{M_{\text{Fe}}(T)}{T}} \right]$, $T = \frac{T}{T_c}$ (give Pt³⁺ $J = 9/2, g_J = 4/3$)

reduced anis. constant as function on reduced $T = \frac{T}{T_c}$ J_{FePt} J_{FeFe}
 and of g known $y = \left(\frac{J_{\text{FePt}}}{kT_c} \right)$
 so $T_c = F(J_{\text{FeFe}}, J_{\text{FePt}})$, $y = f(J_{\text{FePt}}/J_{\text{FeFe}})$ J_{FePt} J_{FeFe}
 from J_{FePt} J_{FeFe} .

10/II $\rightarrow$ Zaslavskii Memorandum: Kaniukhan from government for
 before paper in Science is published / Submitted / Sent / in-prep. papers
 corresponds to attachments, Other Memorandum to Roy.
 $\rightarrow$ Zaslavskii с Roy SW-Tamara-PRB paper, Bouffon (Parker?)
 having in mind to compare exp. data - JAP'02 - Tamara et al.,
 for the new Tamara in Nov'02 give me new exp. data - Kuznetsov
 (also a good sample of FeNi)?

$\rightarrow$ Zaslavskii Chantrell no 1-2 weeks visiting to Argonne
 to Argonne (Base in Argonne, too new travel exp. J_{FePt} , J_{FeFe} for J_{FePt} J_{FeFe}).

11/11 Передача текста SW-Tamara-PKB paper на основе
 бланка Chantrelle и введ. замечаний Сабина.

1) А Сабин поговорил с Roy по поводу exp. Hres - Tamara и о том
 какие обязанности сейчас - Hres из paper JAP, May 2002 Tamara et al

2) А Сабин предложил написать short paper to APL, где
 SW-расчет taken element behavior в noise spectral density и noise equations функции где описаны т.ч. и spin blocks

3) А Сабин обещает написать copy of "Memorandum" to Bydov, Kabei
 и его менеджерам, чтобы продемонстрировать статус и
 реальность идеи по поводу (если Roy не будет сильно возражать).
 Это может быть хорошим введением, а не просто репорт.
 Предложить им вернуться к научной дискуссии, издать
 меморандум, пригласить и обид.

→ Подчеркнуть Roy's, что я не хочу никаких комментариев,
 а только научной дискуссии. Все было повернуто artificially
 в негат. плоскость (из-за нехватки времени и т.д.) и
 разрыв до конца не ясен.

В memo Верабаво описал про мой неформальный English, что можно улучшить
 и неформальному поведению моих слов, а также продемонстрировать joint
 paper, что является компромиссом.

M. noise Discussion of $\chi(\omega)$ - ML film с Олегом.

MLs Задачами $\chi^t(\omega)$ было ML-stack представлено в виде

$$\chi^t(\omega) = \sum_i \chi_i^{eff}(\omega), \quad i - \text{номер Ferromag. layer}$$

$$\chi_i^{eff}(\omega) = \chi_i(\omega) + \sum_j \chi_{ij}^{int}(\omega), \quad \text{т.е. } \chi^t(\omega) = \sum_i \chi_i(\omega) + \sum_{ij} \chi_{ij}^{int}(\omega),$$

(isolated layer)

т.е. самым m-noise peaks можно интерпретировать и origin
 этих слоев (с номером i"). $\chi_{int} = 0$ если int. coupling = 0

Таким образом $\chi^t(\omega)$ имеет смысл если inter-layer
 coupling не очень велик.

→ Квант. параметр $\chi(\omega)$ лучше $\chi(\omega)$ - берется из LLG теория

1) температура вводится естественно, на кого физик. конст.
 с особыми корр. свойствами

2) микр. SW и $\chi(\omega)$ замещаются через 4D Гауссера
 и микроскоп. параметры материала

3) форма и T-зависимость damping вводится естественно
 но через microscopic parameters, (beyond phenomenological approach)

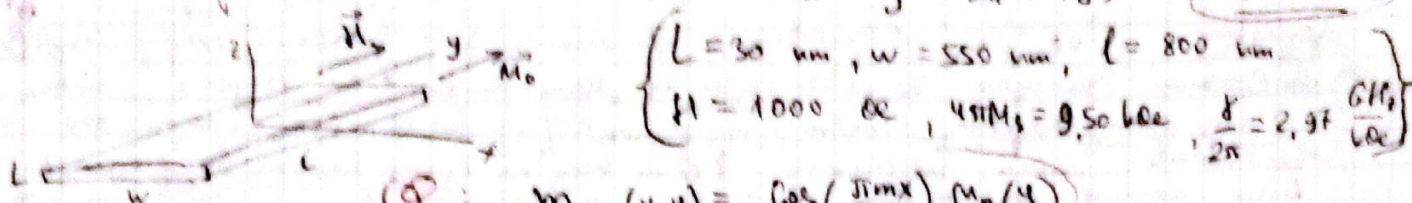
→ Вал: все происходит в 2D. параметр disorder alloys/MLs

- T замещается некоторым значением θ , например $\theta_{1/2}$ или $\theta_{1/4}$,
 но откуда брать корр. функции? θ^2 и θ^4 ? Но микр. параметр
 Disorder $\chi_{1/2} \sim \chi_{1/4} \sim \chi_{1/2} = 1 - \frac{1}{2}\theta^2 = 1 - \frac{1}{2}T$ если считать $\theta^2 \sim T$

12/II SW - волн. Уравнение SW - waves в вектор. элементах с запа-
но-восточ. exp. из Gubbiotti (см. 6/II).

Норм. ф. на $p = \frac{1}{w} = 0,55$ норм. ф. из Gubbiotti (см. 6/II).
 $w_{mn}(p=0)$ из уравнения PRB paper (норм. ф. из Gubbiotti).
Ген. н. н. (G_{xx}, G_{zz}) - Hdp - Vector - 00, mod (mod 200).

Уравнение волн H_{mn} и $w_{mn}(x, y)$ (Gubbiotti).



(CP): $m_{mn}(x, y) = \cos\left(\frac{\pi m x}{w}\right) \mu_n(y)$

$\mu_n(y)$ берем в виде $\mu_n(y) = \cos\left(\frac{\pi y}{l}\right)$ (см. 20-22/II), $z = \frac{\pi y}{l}$, $w \rightarrow l$.

C3 экв. $N_n = d_0 + dM_s \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 a_n$, $\mu_n(y) = \cos\left(\frac{\pi y}{l}\right)$, $k_{yn} = \frac{\pi}{l} \sqrt{a_n}$

a_n - C3 из уравнения $\frac{d^2 \mu_n}{dz^2} + [a - 2g \cos 2z] \mu_n = 0$, $a \rightarrow a_n$

$w_{mn}^2 = \left[\Omega_{mn} + w_M \left(f(xl) \frac{q_m^2}{x^2} - H_{mn} \right) \right] \left[\Omega_{mn} + (1 - f(xl) - H_{mn}) w_M \right]$

$x^2 = x_{mn}^2 = q_m^2 + q_n^2 = k_{xm}^2 + k_{yn}^2$, $H_{mn} = \frac{1}{(4\pi A_{mn})} \int dx dy N_{yy}(x, y) m_{mn}^2(x, y)$

$\Omega_{mn} = w_H + d' w_M x_{mn}^2$, $d' = d/4\pi$, $\frac{1}{2} dM_s^2 = A$ (аддитивная микроволн. энергия)

$w_H = \gamma H$, $w_M = \gamma \cdot 4\pi M_s$. $d'_{ex} = d' \cdot 4\pi M_s x^2 = dM_s x^2 = dM_s [k_{xm}^2 + k_{yn}^2] = dM_s \left[k_{xm}^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 a_n \right]$

$\rightarrow \frac{1}{\gamma} \Omega_{mn} = H + H_{ex}^{mn} = H + dM_s \left[k_{xm}^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 a_n \right]$, $k_{xm} \approx \frac{\pi m}{w}$

Результат: $dM_s \left(\frac{\pi}{w}\right)^2 = \frac{2A}{M_s} \left(\frac{\pi}{w}\right)^2 = \frac{2 \cdot 1,3 \cdot 10^{-6} \text{ эрг}}{1 \cdot 9500 \text{ Оэ}} \left(\frac{\pi}{550 \text{ нм}}\right)^2 = \frac{4\pi \cdot 2 \cdot 1,3 \cdot 10^{-6}}{9,5 \cdot 10^3} \left(\frac{\pi}{0,55 \cdot 10^{-4}}\right)^2 \text{ Оэ} =$
 $= \frac{4\pi \cdot 2 \cdot 1,3 \cdot 10^{-1}}{9,5} \left(\frac{\pi}{0,55}\right)^2 \text{ Оэ} = 11,2 \text{ Оэ}$, $d'_{ex} = dM_s \left(\frac{\pi}{w}\right)^2 = 11,2 \text{ Оэ}$

- не резонанс и не поле

$\rightarrow \frac{1}{\gamma} \Omega_{mn} = H + dM_s \left(\frac{\pi}{w}\right)^2 \left[m^2 + \left(\frac{w}{l}\right)^2 a_n \right]$

Каждому компоненту $\mu_n(y)$ и H_{mn} - вектор. H_{mn}

Применяем к каждому $\mu_n(y)$ $\int dx dy N_{yy}^m(y) \mu_n^2(y)$ - нормированный

$N_{yy}(x, y)$ - разн. ф. по μ_n Schlomannia.

$\rightarrow$ Говорим, что можно использовать генер. соотношение $\omega(\vec{q}) = \omega(\vec{k})$ с гамильтонианом. $k_{xm} = \frac{\pi m}{w}$ и $k_{yn} = \frac{\pi}{l} \sqrt{a_n}$, где a_n - C3 из уравнения (с заменой оператора в не-униформ. $H_z(y)$) и CP вдоль dy ($\vec{m}_0$ -направл.) как $\mu_n(y)$ - CP из уравнения.

FePt-
K₁(T) Dobryy u. Nowak (vyslyz. Roy, Oser u. d.) vo lro Tselennom MC
pavremom M(T) u K₁(T) gne yfaryu 3-8 km of FePt alloy-ft.
On Bommom K₁(T) ~ M²(T) vfydymyemom V₁ u K₁(T)
K₁(T) vfydymyemom vofaryemom c T (vno vno yfaryemom).
Yofymom vofaryemom K₁(T)/K₁(0) c xem. Thiele, Ohamoto u Wu.
No K₁(T)-absolute Zymaryemom Ohamoto K₁(T)-Ohamoto at low T,
No K₁(T)-vofaryemom vofaryemom c K₁(T)-Thiele. vfydymyemom
(absolute)
• Lo Roy Khamomom vofaryemom vofaryemom K₁(T)-FePt c Nowak u Oser to PRL.

• 1) не дано как введена $\hat{p}_T$, но она уже аналогична (то же аналогичные (Dr) и следоват. из-за деления на $I_{\text{аналог}}$) как у нас, но имеет функциональное значение.

2) Uli Gussan $\langle \mathcal{H}(\vec{H}|C) \rangle_T - \langle \mathcal{H}(\vec{H}'|C) \rangle_T = E_A(\vec{H}, T)$

в разных направлениях в квантуме, $|\vec{H}| \gg D_{pt}$, но $|\vec{H}| \ll H_{Rpt}^{ex}$.

$E_A(T, H)$ соответствует $K_2(T)$ и $K_1(\text{basal plane}) \sim \cos^2 \varphi$.

У. Новак: способ вимірювання $(D_{\alpha} \sum \cos^2 \theta_{pt})$ у фазовому просторі.

13/11 Rept - K₁ Discussion o Newak o the MC - Bornemann x K₁(T) - Rept particles. w/ equations o Bornemann paper to PRL (Newak - Mingsen - Gus - Chem 201)

FeNi - rotation. $L=30$, $w=550$, $l=800$ mm

De la.
Zacarias
Gutierrez

SW - taken
Cement

Прогрессное движение H_2 (x,y)

$$H_i^m(y) = \frac{1}{A} \int dx \cos^2\left(\frac{\pi m x}{w}\right) H_i(x, y) = H_0^m + H_1^m \cos\left(2 \cdot \frac{\pi y}{\ell}\right)$$

Gr. Masse

$$\frac{d^2 m}{dz^2} + [a - 2g \cos 2z] m(z) = 0, \quad z = \frac{\pi y}{2}$$

C3 M
Rx. Operator

C3 Ex. operator $N_{mn} = \frac{1}{f} R_{mn} = H_0^m + dM_s \left(\frac{\pi}{w} \right)^2 \left[m^2 + \left(\frac{w}{l} \right)^2 a_n^2 \right]$, a_n - constant of the wave (no kg).

$$\frac{d^2 m}{dz^2} + \frac{1}{\Delta M_0} [N_{mn} - H_0^m - H_1^m \cos 2z] m(z) = 0$$

$$\frac{d^2 m}{dz^2} + \left(\frac{\omega}{\pi}\right)^2 \frac{1}{\alpha M_S} [N_{mn} - H_0^m - H_1 \cos 2z] m(z) = 0, \rightarrow a_n = \left(\frac{\omega}{\pi}\right)^2 \frac{1}{\alpha M_S} (N_{mn} - H_0^m)$$

→ Tonice Zagara na amon. CF, CB (10/11 021.)

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + H + H_b(x, y) \right] \psi = E \cdot \psi(x, y) \quad , \quad \nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$$

Умножим φ $m(x, y) = \cos\left(\frac{\pi m}{w} x\right) \cdot \mu(y)$ — т.к. $H_2(x, y)$ имеет значение 0 в x .

$$\left[-dM_s \frac{\partial^2}{\partial y^2} + dM_s \left(\frac{\pi}{w} \right)^2 m^2 + H + H_d(x,y) \right] m(x,y) = \underbrace{N \cdot \cos(\theta_x^w)}_{\cos(\theta_x^w) \mu(y)} \mu(y)$$

Интеграл на $\cos(q_x^w x)$ и $\int dx (...)$

$$\left[-dM_s \frac{\partial^2}{\partial y^2} + dM_s (q_x^m)^2 + H \right] \int \cos^2(q_x^m x) dx \cdot \mu(y) + \int dx H_d(xy) \cos^2(q_x^m x) \cdot \mu(y) \\ = N_m A_m \mu(y), \quad A_m = \int dx \cos^2(q_x^m x)$$

$$\left[-dM_s \frac{\partial^2}{\partial y^2} + dM_s (q_x^m)^2 + H + H_d^m(y) \right] M(y) = N_m^m(y), \quad H_d^m(y) = \frac{1}{A_m} \left(H_d(y) - \cos^2(q_x y) \right)$$

повылось зависимость от индекса "и"

приближение: $H_i^m(y) = H_0 + H_1^m(y) \Rightarrow H_0 + H_1^m \cos(2 \frac{\pi y}{l})$ $H_0 = H_1$
(external field) $\frac{H_1}{H_0} = 1$ (13/02)

Попробуем же проанализировать $H_1^m = H_1$ — не зависит от

Torge $H_i(y) = H_0 + H_1 \cos\left(\frac{2\pi y}{\lambda}\right) \quad V_m$

$$\left[-\alpha M_s \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \alpha M_s (q_x^m)^2 + H_0 + H_1 \cos\left(\frac{2\pi}{c} y\right) \right] \mu_n(y) = N_{mn} \mu_n(y)$$

$$\frac{\partial^2 \mu_n}{\partial y^2} + \frac{1}{2M_s} \left[N_{mn} - dM_s (q_x^m)^2 = H_0 - H_1 \cos\left(\frac{2\pi y}{c}\right) \right] \mu_n(y) = 0$$

$$\rightarrow \frac{d^2 \mu_n}{dz^2} + \left(\frac{\ell}{\pi}\right)^2 \frac{1}{\alpha M_s} \left[N_{mn} - d M_s \left(\frac{\pi}{w}\right)_m^2 - H_0 - H_1 \cos 2z \right] \mu_n(z) = 0, \quad z \in [0, \pi]$$

$$\text{Аналог } a_n = \left(\frac{e}{\pi}\right)^2 \frac{1}{4M_s} \left[N_{mn} - 4M_s \left(\frac{\pi}{w}\right)^2 m^2 - H_0 \right]$$

$$\text{или } N_{mn} = H_0 + 4M_s \left(\frac{\pi}{w}\right)^2 m^2 + 4M_s \left(\frac{\pi}{e}\right)^2 a_n$$

СЗ с экв. инт.

$$\rightarrow q = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{\pi}\right)^2 \frac{1}{4M_s} H_1, \quad H_0 = H_1 - \text{масса элект. внешнего поля} \quad (H = 1000 \text{ oe})$$

$$\text{Значение } q = \frac{1}{2} \left(\frac{800 \text{ oe}}{\pi}\right)^2 \frac{1}{4M_s} = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{w}\right)^2 \frac{1}{4M_s} H_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{e}{w}\right)^2 \frac{1}{4M_s \left(\frac{\pi}{w}\right)^2} H_1$$

$$q = \frac{1}{2} \left(\frac{800}{550}\right)^2 \frac{1}{11.2 \text{ oe}} 1000 \text{ oe} = 94.45, \quad q \gg 1$$

Для прямоугольного процесса $22/\pi$ а δ при $q=51.8$ (асимпт.),
то треугольного было.

Для данных значений q есть гл. разложение СЗ-масс

$a_n(q) = b_{n+1}(q)$ - Асфендиаров-Сурин, (20.2.30) - есть в
и Bateman. SW-Shape-Mat.ing

$$\text{и } a_n(q) = -2q + 2(2n+1)\sqrt{q} - \frac{1}{4}(2n^2 + 2n + 1) - \text{иначе при } q \gg 1.$$

$$\rightarrow \text{при } q=94.45 \rightarrow \left\{ \begin{array}{l} a_1 = -131.9; \quad a_3 = -59.6; \quad a_5 = +7.6 \\ a_7 = 68.8; \quad a_9 = 122.4 \end{array} \right\}$$

a_n - значение $N_{mn} = \frac{1}{4} \delta_{mn}$. в ур. где $\cos$ рассм $\omega_{mn}(12/\pi)$

$$\text{Тогда } -\frac{1}{8} \omega_m H_{mn} = H_d^{mn}, \quad \text{Для процесса } \Phi(3) \mu_n(y), a_n$$

$$H_d(y) \text{ описано выражением, } H_i(y) = H_0 + H_1 \cos\left(\frac{2\pi y}{e}\right)$$

$$\text{Новая граница выражения, } H_d(x,y) = H_d(y) = H_1 \cos\left(\frac{2\pi y}{e}\right),$$

забываем про $\cos$ "и" $\cos$.

$$\rightarrow H_d^{mn} = \frac{H_1}{B_n} \int dy \cos\left(\frac{2\pi y}{e}\right) \mu_n^2(y), \quad B_n = \int dy \mu_n^2(y), \quad H_1 = H_0$$

$$y \in \left[-\frac{e}{2}, \frac{e}{2}\right], \quad z \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right].$$

$$\text{Получим } H_d^{mn} \text{ отсюда } H_d^{mn} = \frac{1}{A_{mn}} \int dx dy H_d(x,y) \cos^2\left(\frac{\pi m x}{w}\right) \mu_n^2(y),$$

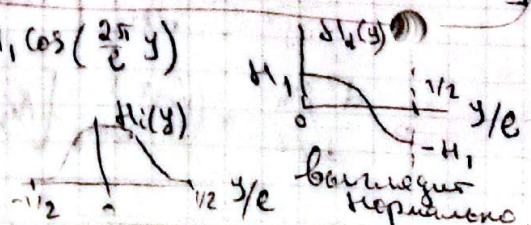
(где $H_d(x,y)$ из Schlemmer'65). Но это не очень хорошо, $\mu_n(y)$ берем из выражения $H_d(x,y) = H_1 \cos\left(\frac{2\pi y}{e}\right)$, а затем граница H_d^{mn} с более точной $H_d(x,y)$. $22/\pi$ а δ при $\mu_n(y)$ из $H_d(y)$, но не из $H_d(x,y)$ $\cos$ процесса и. значения q даны, q не $\cos$ процесса.

$$\frac{1}{f^2} \omega_{mn}^2 = \left[N_{mn} + 4\pi M_s f(x) \frac{q_m^2}{\pi^2} + H_d^{mn} \right] \left[N_{mn} + H_d^{mn} + 4\pi M_s (1-f(x)) \right]$$

$$\text{Но выражение (Массе) } H_d(y) = H_1 \cos\left(\frac{2\pi y}{e}\right)$$

и не очень хорошо.

$$\text{или } H_i(y) = H_0 + H_1 \cos\left(\frac{2\pi y}{e}\right) \quad (H_0 = H_1)$$



Важнейшее открытие.

15/11

$$x^2 = x_{mn}^2 = l_{ny}^2 + l_{md}^2 = \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 m^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 a_n, \quad l_{ny} = k_{ny} = \frac{\pi}{l} \sqrt{a_n}$$

Умножаем на $l_{ny} \rightarrow (k_{ny} \cdot l_{ny}) = \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 a_n$ - dimensionless

$$xL = (x \cdot l) \cdot \frac{l}{w} = p \sqrt{\pi^2 m^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 a_n}, \quad p = l/w, \text{ т.е. } 6 \text{ фид}$$

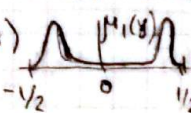
Swat-Mat-Gub. mod $k = k_y = \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 a_n$, но $a_1, a_3 < 0$ (!)

$$x_{mn}^2 = k^2 + (m\pi)^2 = (m\pi)^2 + \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 a_n = \pi^2 \left[m^2 + \left(\frac{w}{l}\right)^2 a_n \right] \geq 0 \text{ no crossing}$$

$$f(x) = 1 - \frac{1}{x}(1 - e^{-x}), \quad f(iy) = 1 - \frac{1}{iy}(1 - e^{-iy}) = 1 - \frac{1}{iy} [1 - \cos y + i \sin y] =$$

$$= 1 - \frac{\sin y}{y} + i \left(\frac{1 - \cos y}{y} \right) - \text{coefficient Im. - cos, 2nd part. } \text{См. 15/11}$$

$$x_{mn}^2 = \pi^2 \left[m^2 + \left(\frac{w}{l}\right)^2 a_n \right], \quad m=1, 3, 5 \in a_1, a_3 \text{ because unmod. } \text{См. 15/11}$$

→ Moner give 6 rev, 2nd dyn. dip. m. elements $f(xL) \frac{x_{mn}^2}{x^2} \approx 1 - f(xL)$
 Coorb. any row unmod. form u no ∂x u no ∂y , a begb CP-SW
 no ∂y y has p. phase $\mu_n(y)$  $\mu_n(y)$ y/l $-1/2$ 0 $1/2$ 1

$m=1, 3, 5 \dots$ ($H_0 = H_1$)

Due $a_1 = -131.9$

x_{mn}^2 dyder > 0 только натурал с $m=9 \dots$ См. 15/11

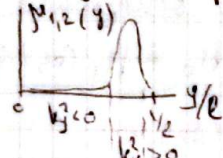
Due $a_3 = -59.6$

$x_{mn}^2 > 0$ натурал с $m=7$

Due $a_5, a_7 \dots$

$x_{mn}^2 > 0$ для всех "m".

→ Но у меня пока $\mu_1(y)$ с a_1 ($n=1$) найдено изогресса фазовая (for low-frequency spectra)

Эт. $k_y^2 < 0$ или k_y -миним. где первых SW мог быть ∂y и ∂x фазовая $\mu_{1,2}(y)$  $\mu_{1,2}(y)$ y/l 0 $1/2$ 1

показываю $\mu_{1,2}(y)$ y/l

begb $n=1$ и $n=2$ могут быть

и k_y -миним. могут быть $y \in [-\frac{l}{2}, \frac{l}{2}]$ и k_y -миним.

С увеличением n ($n \geq 3$), показываю $\mu_n(y)$ и k_y становится k_y -миним.

Вывод: 1) умнож. фаз. фаз. и. элемент $f(xL) \frac{x_{mn}^2}{x^2}, 1 - f(xL)$

по показ. form, но ∂x и ∂y $k_y = n\pi/l$ (а не $k_y = \frac{\pi}{l} \sqrt{a_n}$)

2) $\mu_n(y)$ и $\mu_{n+1}(y)$ $G_{xx}(pp'), G_{zz}(pp')$

3) $\mu_n(y)$ и $\mu_{n+1}(y)$ $G_{xx}(pp'), G_{zz}(pp')$

unq. villoy

$n=1$

Без ∂x		REM - rect. - Gub. - Gub.					
m		1	3	5	7	9	11
$\frac{\omega_{m1}}{2\pi}$	GHz	Im	Im	Im	Im	27.9	22.6

$$k_{ny}^2 = \left(\frac{\pi}{l}\right)^2 a_n$$

$n=3$

$\frac{\omega_{m3}}{2\pi}$	GHz	Im	Im	Im	21.7	20.1	20.3
		6.8	11.8	11.3	16.0	17.4	18.7

$n=5$

$\frac{\omega_{m5}}{2\pi}$	GHz	8.4	12.9	15.3	16.9	18.3	19.6
							21.2

$n=7$

$\frac{\omega_{m7}}{2\pi}$	GHz	8.9	11.2	13.9	16.1	18.0	19.8
							21.6

corrected H_0 , см. 5/11

Calc-SW reason rect. element (с параметрами Gubbiotti)

Gubbiotti правильно, но они на 2-4 GHz больше экск. раско
Gubbiotti (см. табл. 13/II). Упрощенный: упрощенное H_{mn}

$H_0 = H_1$ и q . Матрица и первые гон. м. элементы (назв. их из G_{xx}, G_{zz})

→ Но формула упрощена верно: k_y с ростом n уменьшается
(из упр. матрицы). от минимума (локализация при $y \approx \frac{l}{2}$) к максимуму
(уменьшение локализации высших SW-мод).

① Это если ориентировочно подсчитать $k_y = n\pi/l$ в
таблице H_{mn} и N_{mn} отсюда все же рефр. матрица $\mu_n(y)$?
(см. Table)

RM-rect. Gubbiotti, $k_y = n\pi/l$

(n=1)

m	1	3	5	7	9	11	13
---	---	---	---	---	---	----	----

Calc. $G_{H_2} \frac{\omega_{m1}}{2\pi}$	2.6	9.8	12.3	13.9	15.1	16.4	17.9
--	-----	-----	------	------	------	------	------

Экск. Gubbiotti $\frac{\omega_{m1}}{2\pi}$	6.2	9.8	11.5	13.4	15.0	16.0	17.0
--	-----	-----	------	------	------	------	------

меньше
с Gubbiotti
иначе ω_{11} .

(n=3) $\frac{\omega_{m3}}{2\pi}$	5.0	10.7	13.4	15.2	16.6	17.9	19.5
----------------------------------	-----	------	------	------	------	------	------

(n=5) $\frac{\omega_{m5}}{2\pi}$	7.4	11.2	14.1	16.1	17.7	19.2	20.8
----------------------------------	-----	------	------	------	------	------	------

Выводы: а) почему номер $a_n < 0$ и k_{ny} — уменьше из упр. матрицы?
б) можно ли ожидать от $H_0 = H_1$ в $H_i(y)$ упр. матрицы?

SW stripes, $\vec{M}_0 \perp \text{plane}$ (Demokritov APL'03)
 $(13/II) H_i(y) = H_0 + H_1 \cos(\frac{2\pi}{l}y)$, $H_0 = H_1$ не очень хорошо
т.к. $H_0 = H$ внешнее — измен.

Выводы к SW-stripes (22/XII 02г.) с $\vec{M}_0 \perp \text{пл. слоя}$.

Параметры экск. Демакритова (APL'03): $w = 1 \mu m$, $L = 33 nm$

RM: $c M_s = 800 G$, $A = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ эрг/см}$, $\gamma/2\pi = 2.97 \frac{GHz}{kOe}$

22/XII а $\Delta H \approx H_0 = 4\pi M_s \cdot r$, $H_0 = H_1$ где упрощенного расчёта a_n .

Но H_0 — имеет смысл — external bias field, H_e

С ростом H_e глубина ямы, гонимая раса,
оставшая $H_i(y)$ — область самого края.

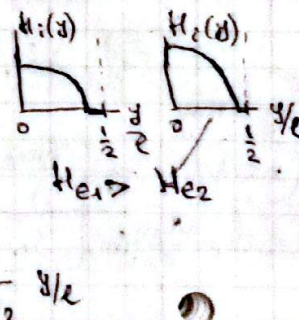
Упрощенный $H_i(y) = H_0 + H_1 \cos(\frac{2\pi}{l}y)$

$H_i(0) = H_0 + H_1$, $H_i(l/2) = H_0 - H_1$

Глубина ямы $\Delta H = H_i(0) - H_i(l/2) = 2H_1$

Доп. упрощение $H_0 = H_1$ — вынужденно правильно.

$$a_n(q) = -2q + 2(2n+1)\sqrt{q} - \frac{1}{4}(2n^2+2n+1)$$

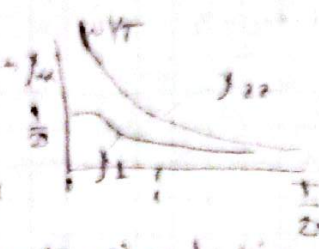


Тепл-К₂ Квадратная и кубная функции ангармонизма РТ-мод (РМ)

17/11 1) $\delta \epsilon_{\text{diss}} = -D \sum_i (\dot{q}_i')^2 = -D \sum_i \dot{q}_i^2 \dot{q}_i^2$, ОАМ, $D, D' > 0$

18/11 2) $\delta \epsilon = -D' \sum_i (\dot{S}_i')^2$, 15.1 - ангармонизм? 6 модов? 6 модов?

Квант. - ОАМ ангармонизма, $S \approx 1$



КВ. Напоминание:

$J_{22}(T) = \frac{2(gM_B)^2}{T} \frac{1}{2 + e^{-D/T}}$ - ангармонизм

$J_{11}^0(T) = -\frac{2(gM_B)^2}{D} \frac{e^{-D/T} - 1}{2 + e^{-D/T}}$, $J_{22}(T \gg D) \sim \frac{1}{T}$ (ангармонизм)

$J_{11}^0(T \gg D) = \frac{(gM_B)^2}{D}$ - ван Вleck функция

$K_1^{\text{ex}}(\text{РМ}) \sim (J_{11}^{\text{ex}} - J_{11}^{\text{in-place}}) = (J_{22} - J_{11}^0) = \frac{2(gM_B)^2}{2 + e^{-D/T}} \left[\frac{1}{T} - \frac{1}{D} (1 - e^{-D/T}) \right]$

$\Delta J_{\text{РМ}} = J_{22} - J_{11}^0 = \frac{2(gM_B)^2}{2 + e^{-D/T}} \left[\frac{1}{T} - \frac{1}{D} \right] \approx \frac{(gM_B)^2}{T}$

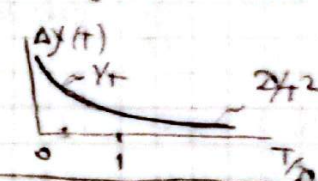
$\Delta J_{\text{РМ}}(T \gg D) = \frac{2(\cdot)^2}{2 + 1 - \frac{D}{T}} \left[\frac{1}{T} - \frac{1}{D} (1 - \{1 - \frac{D}{T} + \frac{1}{2} \frac{D^2}{T^2}\}) \right] = \frac{2}{3} (gM_B)^2 \cdot \frac{1}{2} \frac{D}{T^2}$

$\frac{1}{T} - \frac{1}{D} (1 - \frac{D}{T} + \frac{1}{2} \frac{D^2}{T^2}) = \frac{1}{2} \frac{D}{T^2}$

$\Delta J_{\text{РМ}}(T \gg D) = \frac{1}{3} (gM_B)^2 \frac{D}{T^2}$ - это не должно быть ~ ОАМ - ангармонизм $B_2^0 \hat{S}_z^2$

Поэтому $\Delta J_{\text{РМ}}(D=0) = 0 \quad \forall T$, т.е. $\Delta J_{\text{РМ}} \sim D$ (хотелось ~ $\frac{1}{T}$ отсюда и $\Delta \epsilon(T)$).

$\Delta J_{\text{РМ}}(T) = \frac{2(gM_B)^2}{2 + e^{-D/T}} \left[\frac{1}{T} - \frac{(1 - e^{-D/T})}{D} \right]$



Local J_{sp}

I Две РТ³⁺ $J = 9/2$, рассмотрим $H_A = -D(\hat{J}_z)^2$ - ангармонизм $\hat{J}_{\text{РМ}}$ - ван Вleck. Соединяем РТ³⁺ с РТ³⁺ - нет проблем

См. 26/1 $\frac{1}{\mu^2} J_{22} = 2 \sum_{m, m'} \frac{E_m + E_{m'}}{E_{m'} - E_m} |\langle m | J_z | m' \rangle|^2 \rho_m + \frac{1}{T} \sum_{m, m'} \frac{E_m - E_{m'}}{E_{m'} - E_m} |\langle m | J_z | m' \rangle|^2 \rho_m$

$\rho_m = \frac{1}{Z} e^{-\beta E_m}$, $E_m = -Dm^2$ (если $D \gg H_t = H + H_{\text{ex}}^{\text{Fe}}$)

$\langle m | J_z | m' \rangle = m \delta_{mm'}$

$\frac{1}{\mu^2} J_{22}(T) = \frac{1}{T} \sum_{m, m'} m^2 \delta_{mm'} \rho_m = \frac{1}{T} \sum_m m^2 \rho_m = \frac{1}{T} \frac{1}{Z} \sum_m m^2 e^{\beta D m^2}$ (не в в-базисе)

С. 11, 12 - коммутатор. $J_x = \frac{1}{2} (J_+ + J_-)$, $J_y = \frac{1}{2i} (J_+ - J_-)$, $J_z = J_x \pm i J_y$

$J_- |m\rangle = \sqrt{(J-m)(J+m+1)} |m-1\rangle$, $J_+ |m\rangle = \sqrt{(J+m)(J-m+1)} |m+1\rangle$

$\langle m | J_x | m' \rangle = \frac{1}{2} \langle m | J_+ | m' \rangle + \frac{1}{2} \langle m | J_- | m' \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{(J-m')(J+m'+1)} \delta_{m, m'+1} + \frac{1}{2} \sqrt{(J+m')(J-m'+1)} \delta_{m, m'-1}$

$\frac{1}{\mu^2} J_{xx} = 2 \sum_{m, m'} \frac{|\langle m | J_x | m' \rangle|^2}{E_{m'} - E_m} \rho_m = 2 \sum_m \frac{\frac{1}{4} (J-m)(J+m+1)}{E_{m-1} - E_m} \rho_m +$ (не в в-базисе)

$$2 \sum_m \frac{1}{4} \frac{(J+m)(J-m)}{E_{m+1} - E_m} \rho_m, \quad m \neq \pm 1/2$$

$$\frac{1}{\mu_2} \chi_{xx} = \frac{1}{2D} \sum_m \frac{(J-m)(J+m+1)}{(2m-1)} \rho_m - \frac{1}{2D} \sum_m \frac{(J+m)(J-m+1)}{(2m+1)} \rho_m$$

B. χ_{xx} wird eine Koppel-Beziehung $E_m = E_{m'}$, $\langle m | J_x | m' \rangle \neq 0$ v.a. $m = \pm 1/2$, $m' = \mp 1/2$

$$\langle -1/2 | J_x | 1/2 \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{(J-1/2)(J+1/2)}, \quad \langle 1/2 | J_x | -1/2 \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{(J-1/2)(J+1/2)}$$

$$\frac{1}{\mu_2} \chi_{xx} - \text{line} = \frac{1}{T} \sum_{m, m'} \frac{E_m - E_{m'}}{E_m - E_{m'}} |\langle m | J_x | m' \rangle|^2 \rho_m = \frac{1}{T} \left[\rho_{1/2} |\langle 1/2 | J_x | -1/2 \rangle|^2 + \rho_{-1/2} |\langle -1/2 | J_x | 1/2 \rangle|^2 \right]$$

$$= \frac{1}{T} \rho_{1/2} 2 \frac{1}{4} (J-1/2)(J+1/2) = \frac{1}{2} \frac{1}{T} \rho_{1/2} (J-1/2)(J+1/2)$$

$$\frac{1}{\mu_2} \chi_{xx}(T) = \frac{1}{2D} \sum_m \frac{2 [3m^2 - J(J+1)]}{(4m^2 - 1)} \rho_m + \frac{1}{2T} \rho_{1/2} (J-1/2)(J+1/2)$$

Wegen $T \rightarrow 0$ ist $\rho_{1/2} = 0$, also $\chi_{xx} \rightarrow 0$.

$$|\langle m | J_x | m' \rangle|^2 = \frac{1}{4} (J-m)(J+m+1) \delta_{m, m'+1} + \frac{1}{4} (J+m)(J-m+1) \delta_{m, m'-1}$$

$$\frac{1}{\mu_2} \chi_{xx}(T \rightarrow 0) = 2 \sum_{m'} \frac{|\langle J | J_x | m' \rangle|^2}{E_{m'} - E_J} + 2 [m = -J] = \frac{1}{D} \frac{2J}{(2J-1)}$$

Ans. 3.1. weiter: Vorgehensweise:

$$\langle m | J_x | m' \rangle = \frac{1}{2} \langle m | J_+ | m' \rangle + \frac{1}{2} \langle m | J_- | m' \rangle = \frac{1}{2} \sqrt{(J+m)(J-m+1)} \delta_{m, m'+1} + \frac{1}{2} \sqrt{(J-m)(J+m+1)} \delta_{m, m'-1}$$

$$|\langle m | J_x | m' \rangle|^2 = \frac{1}{4} (J+m)(J-m+1) \delta_{m, m'+1} + \frac{1}{4} (J-m)(J+m+1) \delta_{m, m'-1}$$

$$\frac{1}{\mu_2} \chi_{xx} = 2 \sum_{m, m'} \frac{|\langle m | J_x | m' \rangle|^2}{E_{m'} - E_m} \rho_m + (\text{line}) = 2 \sum_m \frac{1}{4} \frac{(J+m)(J-m+1)}{E_{m-1} - E_m} \rho_m +$$

$$+ 2 \sum_m \frac{1}{4} \frac{(J-m)(J+m+1)}{E_{m+1} - E_m} \rho_m = \frac{1}{2D} \sum_m \rho_m \left[\frac{(J+m)(J-m+1)}{(2m-1)} + \frac{(J-m)(J+m+1)}{(-2)(2m+1)} \right]$$

$$\frac{1}{\mu_2} \chi_{xx}(T) = \frac{1}{2D} \sum_m \rho_m \frac{2}{(4m^2 - 1)} [J(J+1) + m^2] + (\text{line})$$

$$\frac{1}{\mu_2} \chi_{xx}(T) = \frac{1}{D} \sum_{m=J}^J \rho_m \left(\frac{J(J+1) + m^2}{4m^2 - 1} \right) + \frac{1}{T} \left[\rho_{1/2} |\langle 1/2 | J_x | -1/2 \rangle|^2 + \rho_{-1/2} |\langle -1/2 | J_x | 1/2 \rangle|^2 \right]$$

$$\frac{1}{\mu_2} \chi_{xx}(T) = \frac{1}{D} \sum_{m \neq \pm 1/2} \left[\frac{J(J+1) + m^2}{4m^2 - 1} \right] \rho_m + \frac{1}{2T} \rho_{1/2} (J+1/2)^2, \quad \rho_m = \frac{1}{Z} e^{\beta D m^2}, \quad \beta = \frac{1}{T}$$

χ_{xx} - Beiwert, der OAH-angewandte in J-magnetischen, $E_m = -D m^2$ (OZ-OAH)

Die Werte J χ_{xx} ist die Summe $\sum_m$ (über alle m) und der Koppel-Beziehung $\frac{dE_m}{dJ} = -D J^2$.

$$\frac{1}{\mu_2} \chi_{zz} = \frac{1}{T} \sum_m m^2 \rho_m - 22 \text{ (11 OAH) konstantes } \chi$$

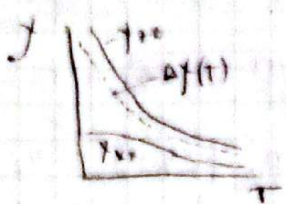
$$\chi_{xx}(T \rightarrow 0) = \frac{J^2}{D} \frac{2J}{(2J-1)}, \quad \chi_{zz}(T \rightarrow 0) = \frac{J^2}{T} 2J^2$$

$$\Delta \chi_{PL}(T) = \chi_{zz}(T) - \chi_{xx}(T) = \text{aufgezeichnet } K_1^{\text{eff}}(T) - \text{FRT} \dots ?$$

$$\Delta f_{Pt}(T) = \frac{\mu^2}{T} \frac{1}{2} \sum_m m^2 e^{\beta D m^2} - \frac{\mu^2}{D} \sum_m \left[\frac{J(J+1)+m^2}{4m^2-1} \right] \frac{e^{\beta D m^2}}{Z} - \frac{J^2}{2T} \frac{e^{\beta D/4}}{Z} (J+1/2)^2$$

$$Z = \sum_{m=-J}^J \exp(\beta D m^2)$$

$$\Delta f_{Pt}(T/D) = \frac{\mu^2}{D} \left[\frac{D}{T} \frac{1}{2} \sum_m m^2 e^{\beta D m^2} - \sum_m \left[\frac{J(J+1)+m^2}{4m^2-1} \right] \beta m - \frac{D}{2T} \beta/2 (J+1/2)^2 \right]$$



но график имеет тенденцию $\Delta f_{Pt}(T) \sim \frac{1}{T}$ при $\frac{T}{D} \rightarrow 0$,
 то можно усложнить только усложнением
 $\delta \epsilon_A(Pt) = \Gamma(\hat{S}_{Pt}^A)$, в котором non-uniaxial
 tensor

Можно еще $\frac{\Delta y(T)}{\Delta f(T \rightarrow 0)}$ упрощать.

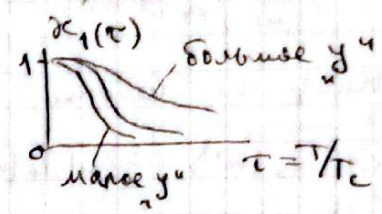
Решено, $\Delta f(T)$ не растет $\sim \frac{1}{T}$ ($T \rightarrow 0$) из-за эффектов, разупорядочивающих спины и т.д.

Но все это нехот $\mu H_{ex} = \mu(H + H_{ex}) \ll \delta \epsilon_A(Pt)$, только тогда
 имеет смысл параметр беспорядочности.

→ II Кв. рассогласение. Предель $\mu H_{ex}^R \gg \delta \epsilon_A(Pt) \sim \text{см. } \Gamma_{II}$
 (как в P3-типа магнет)

Фазы PM-воспр.-FePt. and

$$x_1(t) = \frac{K_1(t)}{K_1(0)} \sim \beta \frac{J}{J} (x) \sim \langle O_0^2 \rangle_{\delta \epsilon_x}$$



$$y = \frac{J_{FePt}}{kT_c} = f(T_{FePt}/T_{FePt})$$

Изменяя "y" можно подогнать любой эксперимент.

т.е. класс. рассогласение Fe-поверхности и квант. рас-
 согласение Pt-поверхности - параметризован при $\delta \epsilon_x(FePt) \gg \delta \epsilon_A(Pt)$,
 позволяет получить разупорядочение $x_1(t) = \frac{K_1(t)}{K_1(0)}$, при этом
 абсолютное значение $K_1(t) \sim \beta O_2^2(Pt)$, $\delta \epsilon_A(Pt) = \beta O_2^2 O_2^2(\hat{S}_A)$.

У Олен $K_1(t) \sim D_{Pt}$ - коэффициент при $\cos^2 \theta_{Pt}$
 клас. константа антагонизма Pt. Но эту константу можно
 считать для параметр. конст. квант. нехот к непра-
 вильности Pt, как в II выше. Значит $D_{Pt} \cos^2 \theta_{Pt}$ предполагается
 параметр $\mu_{Pt} = \text{const.}$

→ III Квант. нехот на основе y - сопостав к $\hat{f}_{Pt}$ - invariant
 момент $\hat{f}_{Pt}$
 Но D_{Pt} все же классически $\hat{f}_{Pt}^d = \frac{J_{FePt}(P_{max})}{1 - I_{Mez} + D_{Pt} \delta_{xz}}$

(I - параметр сопостав, int. atomic exch.)
 как некое эффективное поле. Но если так это известно, то можно,
 но антагонизм $\hat{f}_{Pt}$ из-за $D_{Pt} \neq 0$ и параметр $\delta_{xz} \neq 0$

IV Клас. беспорядочность Pt - OAH

$$J_{zz} = 0, J_{xx} = J_{yy} = \frac{M_{Pt}}{H_A} = \frac{1}{k_{Pt}} = \frac{M_{Pt}^2}{2K_1(Pt)}, \frac{1}{J_{xx}} = k_{Pt} \rightarrow 2D_{Pt}$$

$$K_1(Pt) = \frac{1}{2} H_A M_{Pt} = \frac{1}{2} k_{Pt} M_{Pt}^2$$

$$\text{Клас. } \delta \epsilon_A(Pt) = D_{Pt} \cos^2 \theta_{Pt} = \frac{1}{2 J_{xx}} (S_{Pt}^z)^2 - J_{yy} - J_{zz}, J_{xx} \text{ и } S_{Pt}^z - ?$$

т.е. $\delta \epsilon_A(Pt) = D_{Pt} \cos^2 \theta_{Pt}$ в клас. случае к параметр. форме не
 применима, а в параметр. форме остается не менее (Pt-параметр-
 квант).

Escaneado con CamScanner

Team na Modeling Meeting (Perp review):

- 1) SW (localization, exp. Tamaru u. Patneri, 1-миллиметровая)
- 2) Mag. noise (объемный шум, ^{пламенный шум} low-freq. noise, ^{и шумовые} к шуму и прогресс)
- 3) Rept - K, (r) не шум (сильно шум)

21/11 Model Meeting.

Over: $V_1(T)$ - nitrogen (Allen-Allen, $J=3\frac{1}{2}$, $T_0(4)$)

Gustafson: Kanne Analytic equations nyscher gne Global Model?
(us gawaga by P. Gustafson, infoluce Eric's)
u u u

To Expand Global model to include HAMR and/or Patterned Media
Patterned Media: 1 particle / per bit (Gustafsson)

Parker: analytical solution of switching problem?
 $t_{sw} \sim \frac{1}{\alpha}$? [Can. Kikuchi in voc. passon]
 56

→ Vortiox mades - cornuiger c Vachler des
(lots) W subopern Vienna's des
1 rech. y magu-mades)

→ FMR patvari: Circles → ellipses (10%).
 300 such. ne nagravezguzeno

Theory: Lamp fluctuations $\rightarrow$ PRB, April 1, 03

CPP: Correct numerical integration of stochastic
UG

New: power spectrum density estimations (fft, lomb, max entropy, etc)

Theory: mag. noise (isotropic/anisotropic
QM/semiclassical) +
current fluctuations in CPP)
(Borel)

Zhu: Frequency - domain Semi-analytical System model
(time -)

Homework: FEM, Modeling of CPP-ML GMR

Reber: (IMag noise) (Chantrell + Bogdanovskiy) (Parker)
 Bogdanovskiy: UG is OK, our model is no problem (PRB'03)
 a) Rep. problem

b) problem of noise in Green func. + FDT
 " CTPI (essential for far from equilibrium calcs)
 Yes, but it's not a real issue, non-linear calculation
 $\frac{dV}{dt}$ 
 Linear Green's func. method
 non-linear response (no linear response)

II Fast switching at all T (Chantrell + E. Sam)
 single particle + spin bath in the holomorphic representation

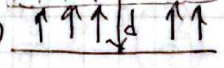
III Spin-Momentum Transfer (Parker + Carington)
 Transverse diffusion term

Xerox version Berger version (C. Mryasov) + thermal fluctuations (C. Parker)

IV HAMR (Parker, Zhang S.)

maine vacuum & noise temp. frequency

Cur. $O(2) \rightarrow O(3) - T > T_c$
 $T < T_c$

$O(3)$ 
 $O(2)$ 
 $T > T_c$
 $T < T_c$

Евг. Seagate xerox обзоры IBM нагг. учасг. гундун-
 рекое наггунне сундун $O(2) \geq O(3)$ - A. Reber.

Batra: M. nozle CPP - noise by Greg есб. унне, 250
 есб. на сунг. гун

Note: (bunching Parkera - 300 micromag. simulations
 на основе Langevin - dynamics, корегу на time-scale
 no numerical steps $\Delta t \approx 10^{-13}$ s, оро сунг. сундун).

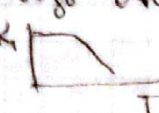
→ Я гонг не уннун, time-schedule сундун сундун,
 Gutfreid уннун < 10 min (уннун уннун), Я
 сундун уннун уннун (2.15 noise noise meeting) и возмун-
 нун уннун со сундун Parkera и Reber.

22/II

$$FePt - K_1(T) - J_{Fe}$$

$$FePt - K_1(T)$$

Нужно показать J_{Fe} от 17/II - (I) сдвиг не очень очевиден, всего он основан на узких экстр. уровнях Pt^{3+} - d -орбиталей. Это связано сдвигается при изменении itinerant Sd -функции Pt .

Универсальным предикт. нужно (II) - через $B_J^{(2)}(x)$, $x = M_{Fe}(T)/M_{Fe}(0)$. Всего он предикт. имеет S_{Pt} - маг. спина Pt . и предикт. задается K  T/T_c $\rightarrow 0$ и $K_1(T)$.

Теория Соонера и J -Соонера (Морис).

$$F(M, T) = F_0(M, T) - IM^2 - Mh \quad \text{--- HF приближение.}$$

($0 \Rightarrow I=0$)

Hartree-Fock (HF) approximation: $E_{k\sigma} = \epsilon_k + \sigma \Delta$, $\sigma = \pm$ spin $\uparrow \downarrow$

Сдвиг зон: $\Delta = IM + \frac{1}{2}h$, M - магнет. в сг. $2\mu_B = g\mu_B$, $h = 2\mu_B H$.

$$M = \frac{1}{2}(M_{\uparrow} - M_{\downarrow}), \quad I = \frac{U - \text{высчитываемый обмен}}{N_0 - \text{число ст. в кристалле}} \quad \text{--- параметр Соонера.}$$

$$E_{exch} = -I \sum_i \langle |\vec{S}_i|^2 \rangle = -U \sum_j \langle \vec{S}_j^2 \rangle = -N_0 U S_L^2$$

приближение Соонера: $E_{exch} = -I (\vec{S}_{z=0})^2$, $\vec{S}_{z=0}$ - спин-флукт. осев. только $\vec{S}^2 = 0$.

$$F_0(M, T) = F_0(0, T) + \frac{1}{2\chi_0(T)} M^2 + \frac{1}{4} g(T) M^4 + \dots$$

$$\chi_0(T) = \frac{1}{2} \rho(\epsilon_F) + O(T^2) = \frac{1}{2} \rho(\epsilon_F) \left[1 - \frac{\pi^2}{6} R T^2 + \dots \right]$$

$$R = \left(\frac{\rho'}{\rho} \right)^2 - \frac{\rho''}{\rho} \text{ при } \epsilon_F, \quad \chi_0 - \text{воспр. Паули.}$$

$$F(M, T) = F_0(0, T) + \frac{1}{2\chi(T)} M^2 - Mh + \dots \quad \frac{1}{\chi(T)} = \frac{1}{\chi_0(T)} - 2I$$

$$\chi = \frac{\chi_0}{1 - 2I\chi_0} \quad \text{--- обмен. усиленная восприимчивость (Соонера).}$$

Как включается маг. анизотропия?

$$\text{Формально } F(\vec{M}, T) = F_0(0, T) + \frac{1}{2\chi_0} M^2 - IM^2 - \underline{DM_z^2} - Mh + O(M^4)$$

$$F = F_0 + \frac{1}{2\chi_0} (M_{\parallel}^2 + M_{\perp}^2) - I (M_{\parallel}^2 + M_{\perp}^2) - DM_z^2 - Mh$$

$$F = F_0 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\chi_0} - 2I \right) M_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{1}{\chi_0} - 2I - 2D \right) M_{\perp}^2 - Mh$$

$$F = F_0 + \frac{1}{2\chi_{\parallel}} M_{\parallel}^2 + \frac{1}{2\chi_{\perp}} M_{\perp}^2 - hM, \quad \chi_{\parallel} = \frac{1}{\chi_0} - 2I, \quad \chi_{\perp} = \frac{1}{\chi_0} - 2I - 2D$$

$$\Delta\chi = \chi_{\perp} - \chi_{\parallel} = \frac{\chi_0}{1 - 2(I+D)\chi_0} - \frac{\chi_0}{1 - 2I\chi_0} = \chi_0 \frac{2D\chi_0}{[1 - 2(I+D)\chi_0][1 - 2I\chi_0]}$$

$$(1) \quad \chi_{\perp} - \chi_{\parallel} = 2D\chi_{\perp}\chi_{\parallel} \approx 2D(\chi_{\parallel})^2$$

т.е. наш $\Delta\chi$ -процесс согласен с раз. Оленя, если D - есть некая маг. анизотропия. χ is Slater's χ_{Slater} .

$\frac{P_0}{P_s} - T_c$, the Rhodes - Wohlfarth plot,

curious phenomenon (P/P_s ≈ 1, T_c lower) - normal reasoning doesn't

Does felt T_c ≈ 400 K lower, a lower P/P_s?

Answer: P₀ - measured by Zavarov-Kogan-Baice, T > T_c

P_s - measured by M_s (T=0).

→ Improved Gorter model (by HF-RPA) a modern renaissance movement to
accuracy, driven by progress to parallel theory of self-consistent renormalization (SCR) of spin-fluctuations" (Moriya-Kawabata).

SCR - modern approach to magnetism theory, a new level of calculation and refinement needed.

Slater-Stoner
theory - static MFA
(Hartree-Fock HF approx.)

SS-theory
- dynamic MFA
(RPA)

Moriya's
SCR-theory of
spin-fluctuations
($\chi(\omega, \mathbf{k})$, $\langle S_z^2 \rangle$)

reference frame
if $\mu_B \rightarrow 0$; dynamic MFA sees response
of excitation-RPA answer. HF - ground state, if one needs
Bose-Einstein fun. approximation no ground state → requires
limit $\mu_B \rightarrow 0$

if $\mu_B \rightarrow 0$ -
one needs approximation
no ground state, requires
a good knowledge T

if one needs D:

$$\chi_{||} \approx \chi_{\perp} = \frac{\chi_0}{1 - 2I\chi_0}$$

Mag. noise One can measure no mag. noise in read heads.

I Seagate's experiments

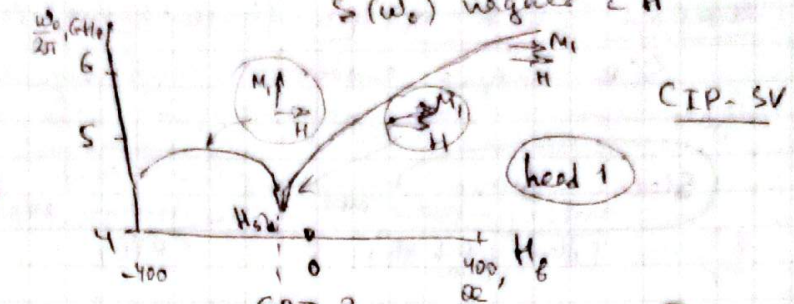
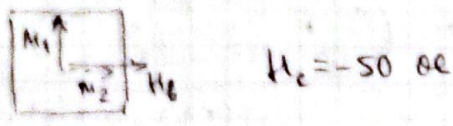
Mag. noise

① Yunfei (May-Aug. 2002) - CPP-GMR head) CIP spin-valves, $\omega_0 = 5-6$ GHz.

CPP-GMR) M. noise $S(\omega)$ peaks = $f(I_{bias})$ w/ $H=0$, ω_0 changes a percent over I , no $S(\omega_0)$ - power

CIP-SV) M. noise $S(\omega)$ peaks = $f(H)$ w/ $I=3$ mA, $\omega_0(H)$ power $\propto H \in [0, 400]$ Oe, $S(\omega_0)$ changes $\propto H$

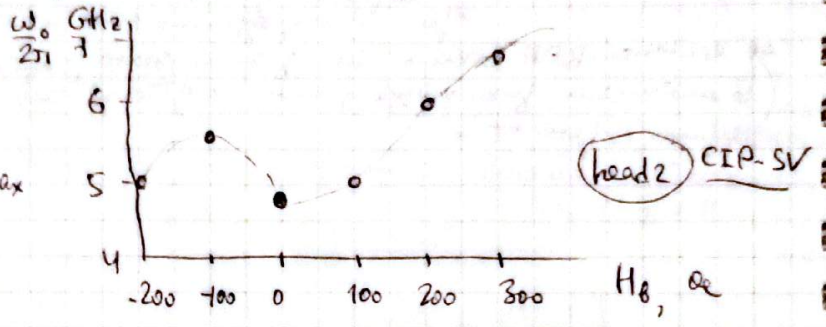
$\vec{H}_B \perp \vec{M}_1$ (free layer)
 $\vec{H}_B \parallel \vec{M}_2$ (pinned l.)



Why no min $\omega(H)$?
 SRT & Heisenberg-AFM coupling with w/ H_{K1} ? (H_c)

$H_B = \pm 400$ Oe - w/ increase saturation of MR(H)

M. Noise under max w/ $\frac{dM}{dH} \sim \frac{dM}{dH} - \max$
 $S(\omega) \sim \frac{dM}{dH} \sim f$ - ?



CPP-GMR - c) M. noise $S(\omega)$ - $1/f$ noise / Ecco one Heijlen - exp., June'03 - CPP: M. noise (H) - noise $\propto$ power $\propto M(H)$ keep ω_0 constant

$S(\omega) \sim \frac{\omega \Gamma_0}{\Gamma_0^2 + \omega^2} \sim \frac{f\tau}{1 + f^2 \tau^2}$ under max w/ $f_0 \approx \frac{1}{\tau}$

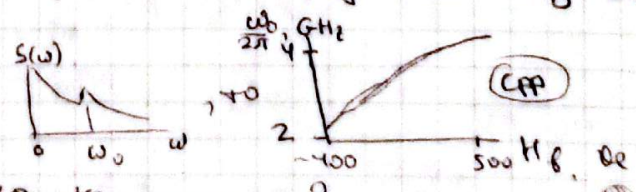
Even. w/ τ resonance $f_0 = 0.5$ GHz, $\tau \approx 2 \cdot 10^{-9}$ s

Y same to $f(\omega)$ - theory $S_0(\omega) \sim \frac{\Gamma_0}{\Gamma_0^2 + \omega^2}$ $S_0(\omega) \sim 1/\omega^2$ - telegraph "noise" Lorentz shape

Even. noise na $S(\omega) \sim \frac{\omega \Gamma_0}{\omega^2 + \Gamma_0^2} \sim 1/\omega$ $\propto \Gamma_0 \approx 0.5$ GHz

FMR with na $S(\omega)$ - edge bugna, we can see generation bug $S(\omega)$.
 $S(\omega) \sim I^2$ (!)

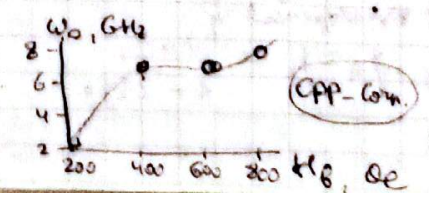
No can bugna FMR peak



$\omega_0(H)$ power monotonic, no $H < 0$ - can we measure?

CPP-GMR - d) $S(\omega)$ generation $\propto$ ω $\propto$ H_B

$1/f$ - noise is closely related to (F_{up}, F_{down}) state.



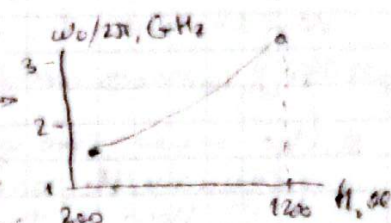
② Mustafa (Oct-Nov, 2002) — CPP-MLs + CPP-heads + SV

V_f -noise, Hooge formula $S_R = \frac{\alpha R^2 A f}{N}$

- $H_B \parallel$ "easy" axis & $H_B \perp$ "easy" axis, $H_B = \text{const}$ before spin flip, & H -variable before spin flip.

- CPP
- a) $H_B \parallel EA$, в случае H_B измен V_f -noise
M. noise $\sim I^2$ (где M — ток I) & зависит от направления тока I .
 - b) $H_B \parallel$ hard axis, V_f -noise уменьшается
 - c) $H_B (EA) = 250$ oe, H (hard ax.) — увеличивается 100 — 1200 oe

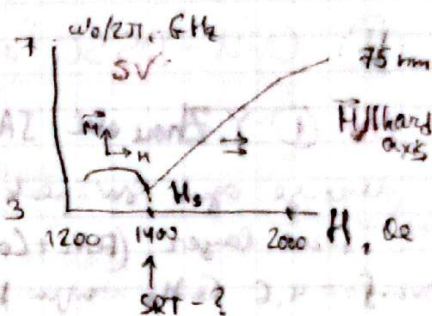
В CPP heads noise меньше, чем в test CPP-MLs
Квадратичная зависимость $S(\omega)$ — где CPP



- d) Spin-valves (SV): 50 nm & 75 nm — SV

resonance noise peaks при $\omega_0 = 4-7$ GHz

SRT $\omega_0(H)$ — min — из-за J_{12} -exch. или H_K ?



$H_B \parallel EA$ & $H_B = 1000$ oe — резонанс $S(\omega)$ при

$$\frac{\omega_0}{2\pi} = 3.2 \text{ GHz}$$

Для 50 nm CPP devices $S(\omega)$ мин при

большом ω_0 , $\frac{\omega_0}{2\pi} = 6.5-7.5$ GHz при $H_B = 1000$ oe.

Дифференцируя, что минимизирует $S(\omega)$ — I , но экстр. значения нет.

$\ln S(\omega)$ vs $\ln \omega$, показывает $S(\omega) \sim \frac{1}{\omega^2}$, где d зависит от тока I & направления тока.

- Вывод: больше количество шумов при $S(\omega)$ при разных токах и H_B .

Какого направления шума, какого анализа, шумовых параметров выводим (задача, м. noise в SV-устройстве)

③ Gokemeijer (Dec. 2, 02) — CPP stacks — (св. H. Hardner — DRB'93)

исследования экстр. plots by Yungel & Mustafa

M. noise в CPP stacks еще V_f шума

$$M. \text{ noise } \sim \frac{dR}{dH} \sim \frac{dM}{dH}$$

$$P = L/W = 1 \text{ nm} / 75 \text{ nm} \approx 0.13 - \text{не много}$$

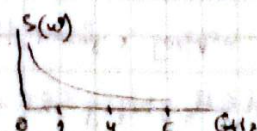
④ Gokemeijer (Jan. 24, 03) — CPP reader: a) $(CoFe / Cu)_{15}$ — не FMR, V_f -noise

b) $(CoFe / Cu)_{15}$, $200 \times 200 \text{ nm}$, $H_B \in [-3, +3] \text{ koe}$, $f = 0-8 \text{ GHz}$ — о генерации шума $S(\omega)$ — FMR?

$\frac{\omega_0}{2\pi} = 5.5-7.5 \text{ GHz}$, $\omega_0^2 \sim H_B$ (kittel-?), $\frac{d}{2\pi} = 1.3 \text{ GHz/(koe)}$ — из-за M_{eff} ?

"Telegraph" noise

$$S(\omega) \sim \frac{1}{1 + \omega^2 \tau_0^2} \quad \tau_0 = 150 \text{ ps}$$



Уменьша $S(\omega \rightarrow \infty)$, V_f -dominates при $f < 1 \text{ GHz}$

Noise - $S(\omega, H, I)$: constant shot noise, telegraph noise, $1/f$ noise, mag. noise.

Mag. resonance by means recognition wave (PP wave I in $H_d(r)$) in the free layer. non-uniform

Bez abnorma $\bigvee_{I \in \mathcal{I}} \Pi_I(r)$ $S(w)$, $w \in (H)$ ne suvaca

Hydrogen I use quench H_2 , H_2 (or not necessary) nuclei $H_I(z)$ and $H_{tot}(z) \Rightarrow$ nuclei resonance in noise peaks.

2. the mass, no zig-zag interpretation (pore space free layer)

разными $H_1(2)$ газы также рез. (задача), но too густые не проходят.

Получ. из Топол. - гравит. В Динамич. поле есть релаксация ФМР $\omega_c(H)$ и/или SFT и

Sat peak position = $f(H)$ due to CIP spin-valve с ФМР интерференцией (экспон. затухание).

⑧ CMU-DSSC experiments / models

SV ① Y. Zhou et al. JAP 91, 7276 (2002).

Experiment - Spin-like heads

Unorga. aqua SW-peak, unorga. - unorg.

$f = 2.5 - 6 \text{ GHz}$ $\vec{H}_0$ B magnetic free layer

Free layer (FeNi + Co), $M_s = 1013 \text{ G}$.

$$P_{\text{transf}} = 4.6 \text{ GW} \quad n_{\text{H}_g} = 0 \rightarrow \frac{w_0}{2\pi} = \frac{\lambda}{2\pi} \sqrt{\eta_{\text{eff}} (\eta_{\text{eff}} + 4\pi \mu_0)} \quad \text{g and } \lambda_{\text{eff}} = 210 \text{ nm}$$

b) $w = 0.25 \mu\text{m}$ - square wave $f_0 = 4.7 \text{ GHz}$

1) $w = 0.3$ — 4-2 мм, $f_0 = 4.7$ GHz, $\text{соедин. } (h, L, H_0?)$ ($w = ?$ $h = ?$ $L = ?$)

Pos H₂ negative low- ω min, a univ. high- ω peak pos.

Отмечено, что уменьшение H_2 имеет меньше интенсивных пиков (вплоть до 0% по не меньше из 20000), которые сиредел. во м. перел. фронт и M₂

Benzoyl: any paper give interpretation unknown. Benzoyl, r.v. not H₆, w/L, h.

CIP-SV ② J-G Zhu, JAP, 91, 7273 (2002) - Micromag. modeling of CIP-SV heads
NiFe/CoFe/Cu/CoFe/Ru/CoFe/AFM.

SPD of Low- ω noise ($0 < f < 1 \text{ GHz}$) $\sim d_{\text{UG}}$. Because $\mu_{\text{UG}} \sim \frac{1}{d_{\text{UG}}}$

Two more names: $\omega_0 = 5.5 \text{ GHz}$ for $w = 200 \text{ nm}, l = 120 \text{ nm}$ ^{LLG}
 $\omega_0 = 8.5 \text{ GHz}$ for $w = 100 \text{ nm}, l = 60 \text{ nm}$ ($\parallel w$). $L = \text{const}$

— Observation! w_0 increases as μ increases $h(\mu) \rightarrow \infty$ as $\mu \rightarrow \infty$ —

Übersicht! wo findet man $h(l)$, ($\mu, L = \text{const}$) — Übersicht!
 H_0 H_0 ?

CPP → ③ J. G. Zhu - ^{H1 GMR} seminar - March 2002 - Mag. noise in CPP/GMR heads
M. modeling (unpublished paper)


$$\left\{ \text{CoFe (1 nm)} / \text{Cu (1.8 nm)} \right\} \times 6 \quad \text{---} \quad 100 \times 50 \text{ nm}^2$$

rectangular elements (layers)



$\frac{H}{M_1} \rightarrow \frac{H}{M_2 M_1}$ - переход к ядерной H_2 газу или H_2 . M. noise higher $\propto H_2 \uparrow$
 M. noise + max w/o $H \in H_2$, переход SRT to F-state (H_2) - H_2 gas.

Commis. U. Nowak - O. Mrzajew (gen. ing. inż.)

Microscopic atom. Simulations of rept nanoparticles ($V_1(t)$ and switching field)

Libro Chino: $H_0 = D_0 S_1^2 S_2^2 + D_2 S_1^2 S_2^2$

9. кл. вопросы: D_1 меньше $\gg D_0$ меньше?

Выраб. $M^2(t)$ - low при изменении ω в макс. режиме

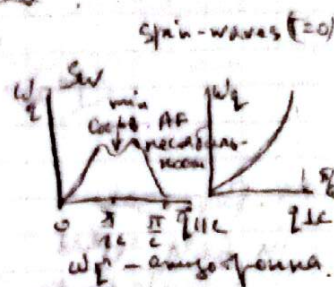
$E_{\text{max}} = K (M_2^1) = ?$ classic $\vec{M}^2 - \text{pt}$?

Boernsche SW für $T=0$ und $N=5$?

$$P(D_0) = -0.028 \text{ mEq}$$

Pt: $D_{(0)} = 0.118 \text{ m Ry}$

$$T_{10} (m_i^2)^2$$



Pe - moments localized, Pt - moment induced and delocalized

$$f_{\text{net}} = \frac{1}{\sum J_{\text{net}}}$$

- ? Так много: много anisotropic Jct, gauge invariant model.
и т.д. в Pt

$$Fe \quad \mathcal{H}_{ij}^{ex} = - [J_{ij} + \sum_k J_{ki} J_{kj}] \vec{m}_i \cdot \vec{m}_j$$

- 3p. Exchange Ham. of Fe - sublattice

$$S_{\text{single-ion}}^{\text{stand}} = D_i^0 + D_{\mu}^0 \sum_{\mu} J_{\mu i} J_{\mu i} (m_i^z)^2$$

eg. anisotropic exchange $u_3 - z_A D_A^{(0)}$

$$\chi_1(\text{double-fermion anisotropy}) = \sum_{i \neq k} D^{(0)}_{ik} \sum_j J_{ji} J_{jk} m_i^z m_k^z$$

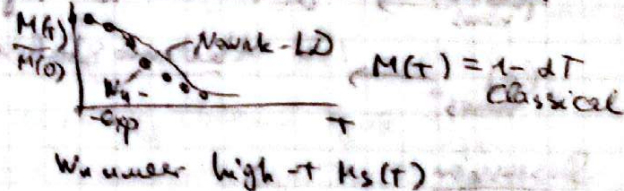
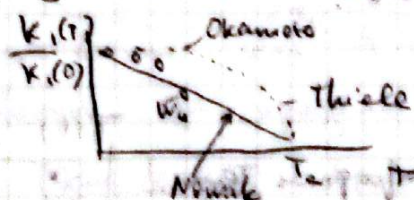
↳ Laos Uli (Authors - Gus, Mowat, Myerson, Chandler)

$d=1$ не, 4D замощи, делится на 2 и 4, 6, 8, 10, 12, 14, 16, 18, 20, 22, 24, 26, 28, 30, 32, 34, 36, 38, 40, 42, 44, 46, 48, 50, 52, 54, 56, 58, 60, 62, 64, 66, 68, 70, 72, 74, 76, 78, 80, 82, 84, 86, 88, 90, 92, 94, 96, 98, 100, 102, 104, 106, 108, 110, 112, 114, 116, 118, 120, 122, 124, 126, 128, 130, 132, 134, 136, 138, 140, 142, 144, 146, 148, 150, 152, 154, 156, 158, 160, 162, 164, 166, 168, 170, 172, 174, 176, 178, 180, 182, 184, 186, 188, 190, 192, 194, 196, 198, 200, 202, 204, 206, 208, 210, 212, 214, 216, 218, 220, 222, 224, 226, 228, 230, 232, 234, 236, 238, 240, 242, 244, 246, 248, 250, 252, 254, 256, 258, 260, 262, 264, 266, 268, 270, 272, 274, 276, 278, 280, 282, 284, 286, 288, 290, 292, 294, 296, 298, 300, 302, 304, 306, 308, 310, 312, 314, 316, 318, 320, 322, 324, 326, 328, 330, 332, 334, 336, 338, 340, 342, 344, 346, 348, 350, 352, 354, 356, 358, 360, 362, 364, 366, 368, 370, 372, 374, 376, 378, 380, 382, 384, 386, 388, 390, 392, 394, 396, 398, 400, 402, 404, 406, 408, 410, 412, 414, 416, 418, 420, 422, 424, 426, 428, 430, 432, 434, 436, 438, 440, 442, 444, 446, 448, 450, 452, 454, 456, 458, 460, 462, 464, 466, 468, 470, 472, 474, 476, 478, 480, 482, 484, 486, 488, 490, 492, 494, 496, 498, 500, 502, 504, 506, 508, 510, 512, 514, 516, 518, 520, 522, 524, 526, 528, 530, 532, 534, 536, 538, 540, 542, 544, 546, 548, 550, 552, 554, 556, 558, 560, 562, 564, 566, 568, 570, 572, 574, 576, 578, 580, 582, 584, 586, 588, 590, 592, 594, 596, 598, 600, 602, 604, 606, 608, 610, 612, 614, 616, 618, 620, 622, 624, 626, 628, 630, 632, 634, 636, 638, 640, 642, 644, 646, 648, 650, 652, 654, 656, 658, 660, 662, 664, 666, 668, 670, 672, 674, 676, 678, 680, 682, 684, 686, 688, 690, 692, 694, 696, 698, 700, 702, 704, 706, 708, 710, 712, 714, 716, 718, 720, 722, 724, 726, 728, 730, 732, 734, 736, 738, 740, 742, 744, 746, 748, 750, 752, 754, 756, 758, 760, 762, 764, 766, 768, 770, 772, 774, 776, 778, 780, 782, 784, 786, 788, 790, 792, 794, 796, 798, 800, 802, 804, 806, 808, 810, 812, 814, 816, 818, 820, 822, 824, 826, 828, 830, 832, 834, 836, 838, 840, 842, 844, 846, 848, 850, 852, 854, 856, 858, 860, 862, 864, 866, 868, 870, 872, 874, 876, 878, 880, 882, 884, 886, 888, 890, 892, 894, 896, 898, 900, 902, 904, 906, 908, 910, 912, 914, 916, 918, 920, 922, 924, 926, 928, 930, 932, 934, 936, 938, 940, 942, 944, 946, 948, 950, 952, 954, 956, 958, 960, 962, 964, 966, 968, 970, 972, 974, 976, 978, 980, 982, 984, 986, 988, 990, 992, 994, 996, 998, 1000, 1002, 1004, 1006, 1008, 1010, 1012, 1014, 1016, 1018, 1020, 1022, 1024, 1026, 1028, 1030, 1032, 1034, 1036, 1038, 1040, 1042, 1044, 1046, 1048, 1050, 1052, 1054, 1056, 1058, 1060, 1062, 1064, 1066, 1068, 1070, 1072, 1074, 1076, 1078, 1080, 1082, 1084, 1086, 1088, 1090, 1092, 1094, 1096, 1098, 1100, 1102, 1104, 1106, 1108, 1110, 1112, 1114, 1116, 1118, 1120, 1122, 1124, 1126, 1128, 1130, 1132, 1134, 1136, 1138, 1140, 1142, 1144, 1146, 1148, 1150, 1152, 1154, 1156, 1158, 1160, 1162, 1164, 1166, 1168, 1170, 1172, 1174, 1176, 1178, 1180, 1182, 1184, 1186, 1188, 1190, 1192, 1194, 1196, 1198, 1200, 1202, 1204, 1206, 1208, 1210, 1212, 1214, 1216, 1218, 1220, 1222, 1224, 1226, 1228, 1230, 1232, 1234, 1236, 1238, 1240, 1242, 1244, 1246, 1248, 1250, 1252, 1254, 1256, 1258, 1260, 1262, 1264, 1266, 1268, 1270, 1272, 1274, 1276, 1278, 1280, 1282, 1284, 1286, 1288, 1290, 1292, 1294, 1296, 1298, 1300, 1302, 1304, 1306, 1308, 1310, 1312, 1314, 1316, 1318, 1320, 1322, 1324, 1326, 1328, 1330, 1332, 1334, 1336, 1338, 1340, 1342, 1344, 1346, 1348, 1350, 1352, 1354, 1356, 1358, 1360, 1362, 1364, 1366, 1368, 1370, 1372, 1374, 1376, 1378, 1380, 1382, 1384, 1386, 1388, 1390, 1392, 1394, 1396, 1398, 1400, 1402, 1404, 1406, 1408, 1410, 1412, 1414, 1416, 1418, 1420, 1422, 1424, 1426, 1428, 1430, 1432, 1434, 1436, 1438, 1440, 1442, 1444, 1446, 1448, 1450, 1452, 1454, 1456, 1458, 1460, 1462, 1464, 1466, 1468, 1470, 1472, 1474, 1476, 1478, 1480, 1482, 1484, 1486, 1488, 1490, 1492, 1494, 1496, 1498, 1500, 1502, 1504, 1506, 1508, 1510, 1512, 1514, 1516, 1518, 1520, 1522, 1524, 1526, 1528, 1530, 1532, 1534, 1536, 1538, 1540, 1542,

LD, lower, Ept Crequl 3-9 mm

Рассчитать $M(r)$, $k_1(r)$ и μ при $T \rightarrow T_c$, считая, что

$u_2 = \gamma^2$ Critical slow-down



мощнее классическое приращение $K_1(m) \sim m^{3-\epsilon_1} \rightarrow \text{н.с.}$

$$K(\pi)/K(0) \sim M^2$$

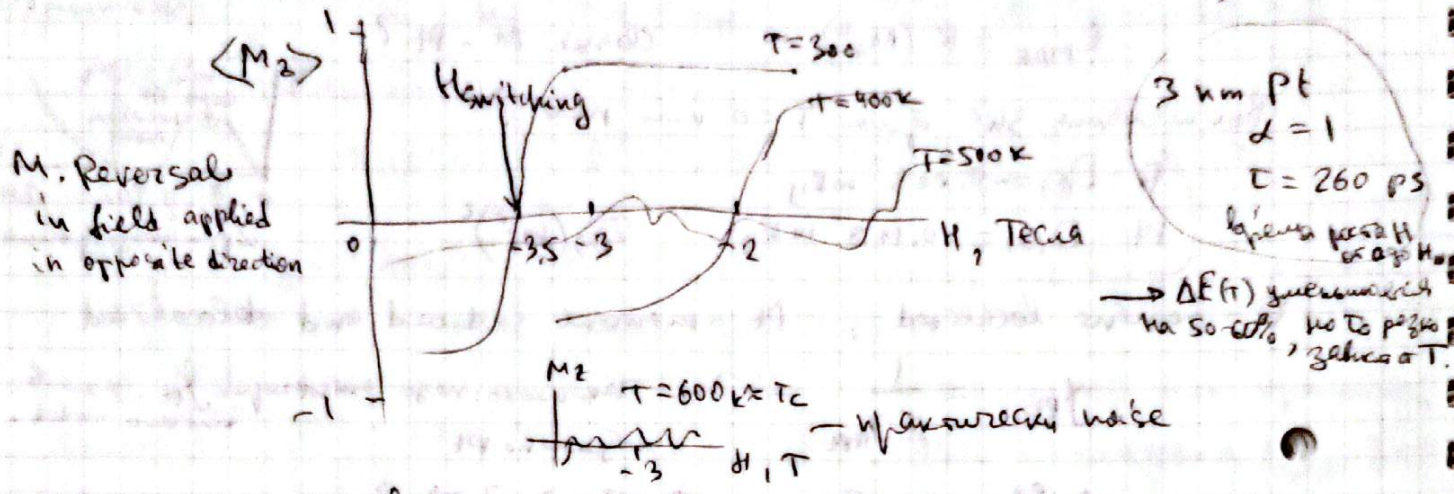
obscure Okamoto - Thiele

$$\tau = \tau_0 e^{\Delta E / T}, \quad \Delta E = K_1 (1 - \mu_H / K_1)^2, \quad \tau_0 = f(K_1, H, T)$$

$$\ln \tau = \ln \tau_0 + \frac{\Delta E}{T} \quad \text{ling}$$

См. $S(T)$ на поверхности best vacuum, spontaneous reverse, then to capture $\rightarrow$ non-uniform reversal.
 $\Delta E(T) \rightarrow 0$ when $T \rightarrow T_c$ and $T(T \rightarrow T_c) \rightarrow T_c (!)$

Надо $AF(T, H) = \Delta E(T, H) - T \Delta S(T, H)$ because $\Delta E(T, H)$.
 $T = T_0 \exp(\Delta E(T)/T) \approx \exp(\Delta E(T)) \exp(-\Delta E(T_c))$



when becoming T reversed, cannot assume as Stoner-W. model, frequency of oscillations $\langle M_z(H, T) \rangle < 0$, or phase $H < 0$. To some extent

$\frac{k_B V}{kT} \approx 30 - 40$ when 300 K, 3 nm.

$H_c(T)$ when becoming T cannot assume as Stoner-Wohl model.

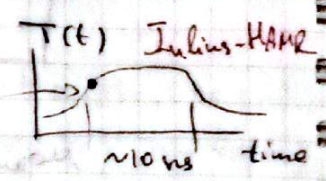
Надо использовать не только $k_1(T)$, но и фазовую динамику фрикционной when $T \rightarrow T_c$.

rather single-particle (becoming not 2 parallel Computers)

Barboza: расч. модели H-switch(T) где максимум 3 nm PtFe расч. показывает, что $H_{sw}(T) \ll H_k(T)$ (в 10 раз) when becoming $T > 300$ K и after go to T_c reverse расч. не имеют; 2) $\Delta E(T)$ cannot follow as T "thermostability decreases".
"good news" $\rightarrow$ "bad news" $\rightarrow$

Discussion:

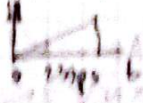
$\rightarrow$ when HAMR is gained some media improve Temp. Conference talks on curve $T(t)$ - rather sharp transition to more may temperature gradient.



Об. энтропия $F = -T \ln Z$, $F = U - TS$, $S = -(\frac{\partial F}{\partial T})_{V, N}$ and $F = U + T(\frac{\partial F}{\partial T})_{V, N}$
 $U = \frac{1}{2} \sum_n E_n e^{-E_n/T} = \frac{T^2}{2} (\frac{\partial}{\partial T})^2 \ln Z = \langle E \rangle$ - average energy. How many in group? But not 90.

Долгачев и В. Новик (исполн. Roy, Over) 28/II

Долгачев $\langle M^2 \rangle \propto T^2$ (узнаю на конференции в Милане)
 Таминов $\langle M^2 \rangle = \text{const}$ (узнаю на симпозиуме (LD) в Милане)

Поэтому $\langle M^2 \rangle (H)$  $\langle M^2 \rangle_{H=0} = 0.4$ - означает не-
 равномерное состояние M_2 (по измерениям) M_2 (по измерениям)
 равномерное состояние M_2 (по измерениям)

Гипотеза о бинарном и парах LD, MC

3) Ули, гипотеза $\chi^2(S, \vec{r}) = \chi^2_S + \chi^2_{ph}(\vec{r}) + \chi^2_{S \cdot \vec{r}}$

где χ^2_S - фоновый шум, $\chi^2_{ph}(\vec{r})$ - шум от фоновых процессов, $\chi^2_{S \cdot \vec{r}}$ - шум от взаимодействия S и $\vec{r}$.
 Eine Beziehung zwischen S und $\vec{r}$ - von B.

Взаимодействие, шум.

Разработчик, С. А. Бондарев

Успехи в разработке, которые не имеют значения в ГИЗ - где
 и в Милане, и в Губбиол-эксп. $\chi^2(S, \vec{r})$ и в Милане, и в Губбиол-эксп. $\chi^2(S, \vec{r})$
 hypothesis - Mace на основании (3.1) где процесс.

twins - twin-FePt 28/II

→ Mace и исследования Chao Sec. 6 FePt-paper
 с Roy, Over, W. Keller; Bannister, twins, M. M. of FePt
 spherical particle arrays. Same FePt-paper by Schiefel (man-Tampa).

Взаимодействие, шум, Weller (Maurin, Andreas' замечание по
 in-damping)

Boerner берёт SW-Tamarin-PKB manuscript с разбором
 Mace замечанием.

→ One Weller: ① Eq. equation $(T > T_c)$ - классический эффект
 + распад ферромагнетизма, $\chi^2(S, \vec{r})$ из теории Лоренца (longitudinal component)

$$F(\vec{M}) = \frac{1}{2\chi_H} M^2$$
 - эмпирическое уравнение $|\vec{M}|$ - около
 критической температуры $T \approx T_c$. Оказывается уравнение для $\frac{d|\vec{M}|}{dt}$
 - берёт за основу II-equation, которое при $T < T_c$ падает;

② damping = $f(T)$ in ferromagnetic metals;

- предложен by Heinrich - Shimanek - Kambersky, теория, механизм,
 + теория Лоренца для эмпирических уравнений

→ Бондарев Губа, Оправу. его замечание с Ротом (успешно, good), 3/II
 Klemmer (составляет уравнение для FMR) и Либман (решает задачу на Mace)
 Долгачев с Roy и Губа с Бондаревым с Ротом, K. (1) FePt и FMR. Долгачев с Roy twin-paper
 и исследование SW-Tamarin paper

4/III Rept. Mz u microscope
 Duckygins i. Day of Serefe paper no RPT granular
 arrays. One dimension $\frac{M_z}{M_s} \approx 0.6$
 microscope u. g. l. x. z. axis, J - exchange interparticle coupling.

3 Ray $C^* = \frac{H_{ex}}{H_K}$, Max $C^* = \frac{AF}{\alpha M_s V 2K_1} = \frac{AF}{2\alpha V K_1}$

$H_{ex} = \frac{AF}{a} \frac{1}{M_s V}$, F - magnetic moment of particle; $H_K = \frac{2K_1}{M_s}$

Quanta $C^*_{max} = \frac{AF}{2\alpha V K_1} = \frac{A}{2\alpha K_1} \frac{\pi D^2/4}{\pi D^3/6} = \frac{3}{4} \frac{A}{\alpha D K_1} \approx \frac{3}{4} \frac{0.4 \cdot 10^{-6} \text{ erg}}{0.4 \cdot 10^{-7} \text{ cm} \cdot 3 \cdot 10^7 \text{ erg/cm}^3 \cdot 5 \cdot 10^{-8} \text{ cm}} = \frac{3}{4} \frac{10^{-6}}{10^{-7} \cdot 3 \cdot 5} = \frac{1}{20} \cdot 10 \approx 1/2$, i.e. reduced exchange $C^* \lesssim 0.5$.

Ray u. n. o. z. o. b. a. n. g. e. n. u. e. n. $C^* \approx 0.1 - 0.2$, no p. z. y. n. o. (Mz, Hc)

Max A (Serefe) = $2.2 \cdot 10^{-6} \frac{\text{erg}}{\text{cm}}$, u. o. z. o. k. a. k. $A_{RPT} \approx 0.4 \cdot 10^{-6} \frac{\text{erg}}{\text{cm}}$,
 i.e. Serefe (MMM, Tamper - paper) u. n. o. z. o. b. a. n. u. p. r. e. g. e. n. c. i. u. b. n. o. r. o.
 interparticle exchange, no p. o. s. s. a. Mz(J) u. e. n. e. y. z. i. n. I. z. o. n. e. n. o. m. e. n. o.
 (g. p. y. z. a. i. c. o. p. o. r. t. u. p. u. J $\rightarrow 0$ u. n. e. r. o. (array) u. n. e. s. e. p. t. u. z. 3-x 1 cm
 o. n. a. s. o. b. r. a. n. o. g. e. n. e. s. b. y. v. o. z. u. s. o. n. e. p. a. r. t. i. c. l. e. s. $\rightarrow M_z = 1/2 M_s$ g. o. u. r. n. o. u. e. n. o. k. a. k. $\approx$
 u. S. e. r. e. f. e. $M_z = 0.6 M_s$. I. z. o. n. e. n. o. m. e. n. o. u. e. n. o. k. a. k. $\approx$
 u. S. e. r. e. f. e. $M_z \approx 0.6 M_s$.

Progress report za Feb. 19 - March - Apr.
 Logan SW - Tamam paper u. e. p. r. e. - p. u. b. - A. p. p. r. o. v. a. l.

5/III - Novak u. p. u. c. a. n. c. o. p. y. i. z. o. p. r. e. s. e. n. t. a. t. i. o. n. u. a. S. o. m. a. / H. A. M. R.
 c. e. n. t. r. a. l. n. o. K. (T) u. s. w. i. t. c. h. i. n. g. f. i. e. l. d. o. f. R. P. T. p. a. r. t. i. c. l. e. s.
 C. o. p. y. i. n. g. u. p. r. o. b. a. s. b. e. n. p. o. c. e. u. g. o. n. a. z. y. / p. a. c. e. r. y.

Ray u. p. u. c. a. n. u. p. d. a. t. e. d. R. P. T. t. w. i. n. p. a. p. e. r. u. p. r. e. s. e. n. t. a. t. i. o. n. i. b. o. r. d. S. e. c. u. C. o. n. c. l. u. s. i. o. n. s.
 u. n. p. r. e. s. e. n. t. a. t. i. o. n. n. e. r. o. v. o. z. n. o. s. n.

Hammering p. a. z. b. e. r. p. y. z. o. u. u. a. n. a. u. o. H. A. M. R. g. i. u. e. W. e. l. l. e. r. 'a.

SW - rectan. (Gulbiotti) - Benpoc A. G. a. b. u. n. a. :

1) Z. n. a. r. e. n. i. e. $\frac{2A}{M_s}$ (b. c. m²) u. $\frac{2A}{M_s} \left(\frac{\pi}{w}\right)^2$. $\frac{2A}{M_s} = 2M_s$, $\frac{w}{l} = dM_s k^2$, $d = \frac{2A}{M_s^2} = 4.5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$, $w \approx M_s = 756 \text{ G}$.

2) u. p. a. r. a. s. b. r. e. n. n. e. r. o. u. a. n. a. H. n. a. n. a. p. a. m. e. n. t. u. p. r. a. n. u. s. n. a. n. a. $H_i(y) = H_0 + H_1 \cos\left(\frac{2\pi}{l} y\right) \sim \text{cm. } 15/\pi$.

u. n. e. z. a. u. p. r. o. c. e. s. s. $H_0 = H_{ext}$ (u. $H_0 = H_1$). Z. e. n. y. f. e. b. n. o. $H_i(y=0)$
 n. o. o. p. S. c. h. l. e. m. a. n. n. u. p. u. $H_{ext} = 1000 \text{ oe}$? $L = 30 \text{ nm}$, $w = 550 \text{ nm}$, $l = 800 \text{ nm}$ (g. o. u. r. n. o. u. e. n. o. k. a. k. $\approx$ Gulbiotti)

T. o. t. a. l. $\langle H_i(y=0) \rangle = 1000 \text{ oe} - M_s N_y(0) = 885 \text{ oe}$

$H_i(x=0, y=0) = 1000 \text{ oe} - M_s N_y(x=0, y=0) = (\text{u. e. c. o. n. s. t.})$

C. g. p. y. z. a. i. c. o. p. o. r. t. u. z. M. a. r. c. e. $H_i(0) = H_0 + H_1 = 2H_0 \rightarrow$ g. o. u. r. n. o. u. e. n. o. k. a. k. $\approx$ S. c. h. l. e. m. a. n. n. $H_i(y=0) = 885 \text{ oe}$

1. d. mag. field $H_0 = H_1 = \frac{1}{2} H_c(0)$ (Schlösser)
 For gate $H_0 = 443$ G (Gubatti) (Gate $H_0 = 1000$ G)

Unfolding the gate gives an angle (for $n=5$) $\omega_{15} = 6.8$ GHz

Also consider $k_{xy}^2 = (\frac{n}{l})^2 \Delta n$. From $f_0 = 6.2$ GHz (Gubatti) (for $n=10$)

$\omega_{ms} = 36 \mu\text{eV}$ (Gubatti 15/11) $k_{xy} = 10/2$ ω_{ms} not in

ω_{ms}	$n=1$	3	5	7	9	11	13
2π	3.6	10.1	13.1	15.1	16.7	18.3	19.9

a) For ω_{ms} - position (b) calculate ω_{15} and ω_{35} (Gubatti)

Note: ω_{ms} - case. $\vec{k} = (k_x, k_y)$, $\vec{\omega} \parallel \vec{k}$ and $\vec{H}_0$

1) H_0 and H_1 dependence, to a constant of M/H

a_n - no dependence

2) Number Angles F_{α} (concurrent parameter M/H)

Copy "Mathematical functions" by Abramowitz - Grignani

Note: not just ω_{ms} but also ω_{15} and ω_{35} (Gubatti)

HAMR: Review Gubatti's papers. Duvyagina & Weller (1991) 6/11
 new frequencies in HAMR (same, calculated by
 using γ_D , $\alpha(T)$ and $K_1(T)$). Page calculation not possible
 using M. Kryder. Due $\alpha(T)$ - interpretation of frequencies
 (observed) corresponding to Gubatti - In no Kerr measurement
 of fast magnetization dynamics. Reasoning of frequencies
 according to Ray.

Duvyagina & Ray new (PR) values of $K_1(T)$

$K_1(T) = \text{FePt} = \frac{15}{2} (\frac{M_H}{T}) - \log x$ and $\chi_{\text{Stoner}} - \text{link to Onoda}$

M. Weller: Over (5/11): mag. noise or unreplicated CPP-ML, frequency
 $\gamma(\omega)$ - ML noise in bridge circuit, also in
 magnetic. According to 3-layer model and sub. in one to SRT(H)
 frequency noise according to common chain plan - Abstract etc
 bridge & theory of mag. recording (6/11).

→ To Weller (in figure of $\gamma(q, \omega)$ - anisotropic and energy of magnet
 boresome calculation at T , even $E_{\text{Stoner}} \approx \Delta_{\text{ex}} + 0.5 \text{ eV} \gg T$,
 large $\gamma_{\text{Stoner}}(E)$ gives noise even energy calculation at T):

new order, too $\frac{\partial \gamma(E)}{\partial E} \sim T$ and $\frac{\partial \gamma(E)}{\partial T}$ cannot calculate at T

→ Weller calculation, too $\gamma(q, \omega)$ noise (spin-fluctuations
 theory of Mory) bridge spin-fluctuations to TDP

$\Delta F(T) \sim \sum \int d\omega \text{Im} \gamma(q, \omega) \text{cth}(\frac{\omega}{T})$ and $\gamma(q, \omega)$ under no-vec

gave bridge $\Delta F(T)$ no noise up to $\omega \times E_{\text{Stoner}} \approx \Delta_{\text{ex}}$, M and ω in
 $\omega \times \omega_q$ - SW frequencies, $\omega_q \ll T$, $\text{cth}(\frac{\omega}{T}) \approx \frac{\omega}{T}$ and $\omega \times T$ cannot calculate at T

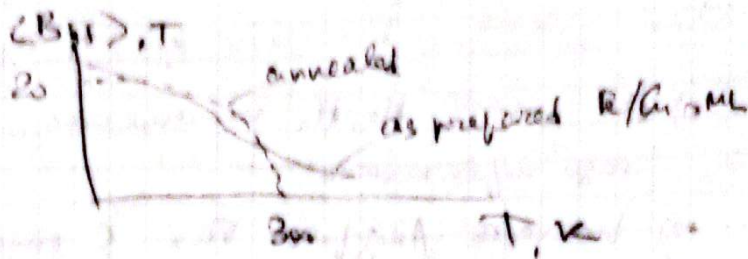
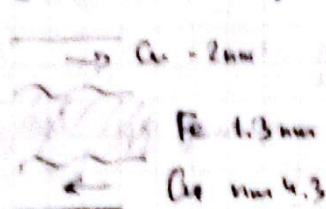
7/11 - Binko 'doh' - "Magnetic nanostructures: Surface, interface and finite size effects", Darmstadt Uni.

Mössbauer Spectroscopy - ^{57}Fe

1) nanostructures - Cylindrical - γ -rays (line shape) vs. δ

- a) Surface atoms, stress, or strain
- b) M(H) - fast T-induced dynamics

2) Uguen. modified Möss vs. δ curve

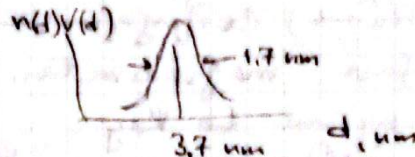
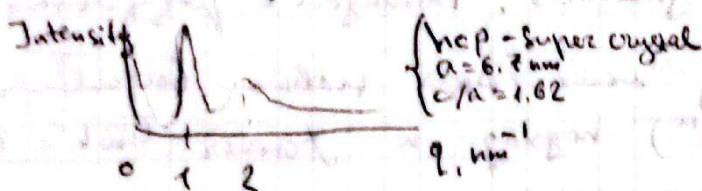


2) TMR R/AlO₃/Fe

Al / Fe / Al - heterostructure, strain relaxation
2 nm / 1 nm / 5 nm

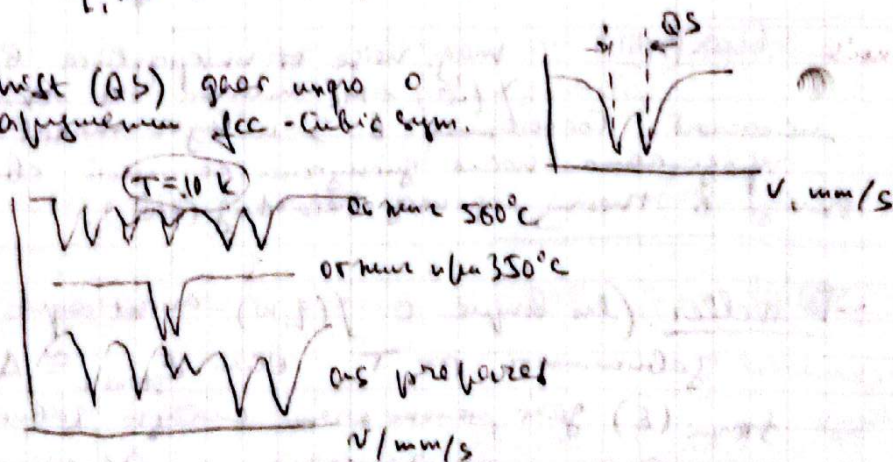
3) RPT - 70 nm, chaotic behavior or particle size strongly.

Small angle X-ray scattering:



Quadrupolar shift (QS) goes up to 0
Kupfermann fcc - cubic sym.

Möss :
RPT - 4 nm



3) constant current heterostructure up to 100 nm
d of RPT ranges, current then faster hetero. (Bragg) vs. "core"

vs Möss - anisotropic magnetization (24 nm) 50 nm

Ren. Exonius (> 5 nm) vs. δ for fast (Surface K_s - ?)

FePt - random clusters then to order & combine in chains
- exchange interactions

FePt → Xiaowei gave us graph. as result via using APL - FePt paper.
Замечание по поводу: учитывать и использовать Fig. 1 (Wu)
возрасто $H_k(m)$ на Fig. 4 (insertion).

→ Over Cooburn, 200 6/III 8th 2-я часть Modeling Meeting at 21/II.
Аргументы тем: HAMR, улучшение GMR, (нормальная запись)
улучшение M_s read heads, plates-media, global model.
Внимание вопрос о р. Марбе - нечего и писать Fax to Gavin.
→ Parker и вобей генерировать, 200 8/III замечание о том
micromag. calc's upon конструировать T, OT с применением к HAMR.

Mag. noise — это шум / несовершенство функции / шумов
и micromag. calc's. Упомянутое (с. Seagate's exp. и calc's -
22-24/II) 9/III

III N. Stutzke, SL Burkett, SE Russek, APL, 82, 91 (2003).
Exp. spin-values

$Ru/CoFe/Cu/AF$, $AF = CoFe/Ru/CoFe$
(5nm) (1nm) $l, w = 1-3 \mu m$ и $L = 5-6 \mu m$, т.е. $\frac{L}{w} = \frac{6nm}{(1000-3000)nm} = 0.006-0.002$
 $p = 4w = 0.002-0.006 \ll 1$ wegen тонкий слой (200 атомов)

Voltage noise $V^2(f) = I^2(\Delta R)^2 \frac{k_B T}{2\pi f \mu_0 M_s^2 V} Y(f)$ → often mag $V^2(f)$ and $f = 0$

Noise from LLG $Y(f)$ и $f_0^2 = \left(\frac{g}{2\pi}\right)^2 4\pi M_s (H_k + H_c)$, $H_{k,c} \ll 4\pi M_s$ — постоянная

То есть $l = 3 \mu m$, $w = 1 \mu m$
(11 bits)

Знач.: 1) $M_s = 775 \text{ kA/m}$ ($T = 300 \text{ K}$) → $M_s = 775 \text{ G}$. static dip. contribution
2) $H_k = 106 \text{ oe}$ ($T = 300 \text{ K}$), тогда как calculated $H_k = 20 \text{ oe}$,

ошибка $\Delta H_k = 26 \text{ oe}$ абсолютная величина → dynamic / dip. contribution (!)

$V = 1.8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^3$ $V = 1 \mu m \cdot 3 \mu m \cdot 6 nm = 18 \cdot 10^{-10} \cdot 6 \cdot 10^{-9} = 1.8 \cdot 10^{-20} \text{ m}^3$, $L = 6 \text{ nm}$

Эт. $H_k = H_k^0 + H_m^0 + H_m^{dyn}$, $H_k^{stat} = H_k^0 + (M_y - N_x) M_s$
здесь $M_s(T)$ — константа (свойство), тогда обобщить $f_0(T)$. Тогда можно быть $H_m^0(T) \propto M_s(T)$
здесь H_k^0 — константа (свойство), тогда обобщить $f_0(T)$. Тогда можно быть $H_m^0(T) \propto M_s(T)$

Уменьшение $8/2\pi = 2.8 \text{ GHz/koe}$
возраст константы некое для $Ru/CoFe$ layer. $(8/2\pi) = (8/2) \cdot 2.80 \text{ GHz/koe}$

→ Если M_s, l, w, l, H и exp. $f_0(H), f_0(T)$ — все тогда можно быть ω_0 и u
найти и конструировать модель и графика с экв. $p = 4w = \frac{6nm}{1000nm} = 0.006$, $u = \frac{l}{w} = \frac{3 \mu m}{1 \mu m} = 3$

Он. тогда $m_0(x, y) = \cos\left(\frac{\pi x}{w}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{l}\right)$

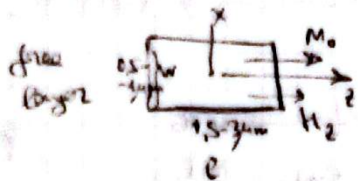
$\frac{1}{4\pi M_s} H_{ex} = \frac{2A}{M_s} \frac{k^2}{4\pi M_s} = \frac{A}{2\pi M_s^2 w^2} \left[\frac{(m\pi)^2}{k_x^2} + \frac{u^2 (n\pi)^2}{k_y^2} \right] = 0.334 \cdot 10^{-4} \left[\frac{(m\pi)^2}{k_x^2} + \frac{u^2 (n\pi)^2}{k_y^2} \right]$
и $M_s = 775 \text{ G}$, $A = 1.3 \cdot 10^{-6} \text{ erg/cm}$

См. расчет расчета от. SW-модель — 18/III

(IV) N. Smith et al. JAP 91, 7454 (2002, May)

Cofe-free layer. Dimensions: geom. 1-dimensions of
 Cofe-free layer. $H_E = 4.5 - 9.8$ kOe $\mu_0 4\pi M_s = 17$ kOe.
 Frequency: minimum noise at 0.2-0.3 GHz from microwave resonator.
 Data $t_{\text{meas}} = 1.2$ ns, accuracy of fitting $d = 0.06$ - estimate.

Max $p = \frac{L}{W} = 0.005$, i.e. SW noise on Fabry.
 $d = 0.02$ vs $S(\omega=0)$, so $d = 0.03$ vs $S_{xx}(\omega_0)$ microwave estimate.
 (trans. noise) (FMR)



Micro-wave precession "precessional" modes of
 high $k_z L > 2\pi$ and low $k_z L \leq \pi$ wave numbers (?)
 Damping vs. ω (low k_z) $\rightarrow$ ω (high k_z)?
 Energy transfer

→ Summary: ω_0 factor - unknown ω, L in given narrow
 (<100 nm) SW-garnet, $S_{xx}(\omega=0)$ differs on resonance with.
 Hypothesis - see in 300? Boris Smith remarks propose give SW
 noise when we precess.

(V) J.C. Jory, K.B. Klaassen, J.C.L. van Peppen et al. IEEE TM 38, 3545 (2002)

Noise in unsaturated samples transferred from 6 saturated.
 Gabn. m. noise calculated & seen in spin-valves.

→ Bias current (I_b) co-gates H_y ($O \parallel OH \parallel M_0$) & biases in M_0 direction
 & in narrow FMR - ω_0 (peak position of m. noise).

$$Jory-S_{yy}(\omega) = S_{yy}(0) \frac{1 + \omega^2/(8M_s)^2}{(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2})^2 + (\frac{\omega\Delta\omega}{\omega_0})^2}; \text{ mea } S_{yy}(\omega) = (...) \frac{B^2 + \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + d^2\omega^2(A+B)^2}$$

(241, $d \ll 1$)

$$A = H, B = 4\pi M_s + H, \frac{\omega_0^2}{8^2} = AB \approx 4\pi M_s \cdot H, B \approx 4\pi M_s (\delta \approx 1), A+B \approx B = 4\pi M_s$$

$$\rightarrow \text{Mea } S_{yy}(\omega) = (...) \frac{1 + (\omega/4\pi M_s)^2}{(1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2})^2 + \frac{1}{\omega_0^4} d^2 \omega^2 (4\pi M_s)^2} = (...) \frac{(4\pi M_s)^2 (\frac{\omega}{\omega_0})^2}{\omega_0^4} = (...) \frac{(4\pi M_s)^2}{\omega_0^4} \frac{1 + (\omega/4\pi M_s)^2}{[1 - \frac{\omega^2}{\omega_0^2}]^2 + [\frac{\omega\Delta\omega}{\omega_0^2}]^2}$$

- calculated ω/μ ($d \ll 1$) & Jory- $S_{yy}(\omega)$, $\Delta\omega = 8d4\pi M_s$ & compare, 250
 M_s Jory & Klaassen 4π (see Jory). $S_{yy}(0) \sim \frac{1}{H^2} \frac{dT}{dV} \sim \frac{1}{A^2} \sim [X_{yy}(0)]^2$.

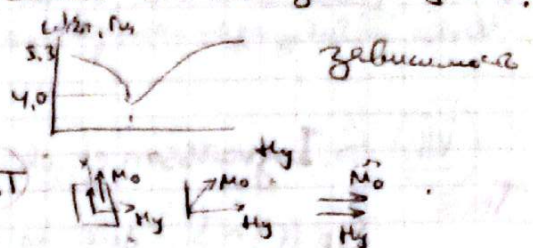
$$\text{FMR - resonance } \omega_1^2 = \frac{1}{2} \left[\omega_0^2 - \frac{1}{4} (d_1 - d_2)^2 \right] = \frac{1}{1+d^2} \left[\omega_0^2 - \frac{1}{4} d^2 (B-A)^2 \right] = \frac{\omega_0^2 - \frac{d^2}{4} (4\pi M_s)^2}{1+d^2} \text{ vs } S_{yy}(\omega)$$

Jory gives $\omega_1^2 = \omega_0^2 - \frac{d^2}{2} (4\pi M_s)^2$ - see resonance resonance (when, typ. - mea.)

$$S_{yy}(\omega_1) = \frac{1}{d^2} \frac{H}{M_s} S_{yy}(0), \frac{S_{yy}(\text{FMR})}{S_{yy}(0)} \approx 100-200 (!) \text{ since } d = 0.01 \text{ is min. value}$$

То 1-й (FMR-like) low-mode ω_0 . Вспомогат., но неинтересно
 маг. св. маг. $I(\omega_n) \sim \frac{1}{\omega_n^2}$ как в thin-film с Oerstein?
 Но без поля ω_0 - 1-й маг. не резонанс - канал без маг. noise.

Бias current & transverse field (H_y) gives
 Criteria $I_B = (2\omega) \cdot H_y$ и $\omega_0(I_B)$ резонанс логар.
 - резонанс $\omega_0(H_y)$ логар. и $(I_B - \text{noise}) \approx \text{SRT}$



Несимметричные $S_{yy}(0) \sim d(\text{FMR})$, т.е.
 $d(\text{FMR-like})$ on paper. В аналоговом режиме $d(\text{FMR})$ и $d(\text{FMR-like})$ на практике.

Если H_y близко M_0 параметра H_y , single-domain model не
 может описать $d(\text{FMR})$, тогда она дает ω_0 и $d(\text{FMR})$, но $S_{yy}(\omega)$, не совсем
 верно. or hard to read.

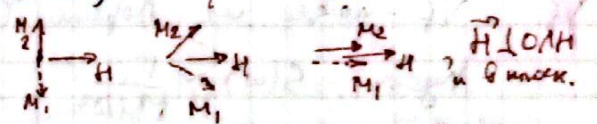
$d(H) = 0.009 - 0.033$ - не описывает поведение резонанса.

Но симметричные single-domain резонанс $S_{yy}(0) \sim d(\text{FMR})$ резонанс 0
 неограниченно "single-domain" аналоговый free layer.

CPP-GMR

VI H.T. Hardner et al. PRB 48, 16156 (1993).

γ -noise не описывает FDT.



Вспомогат. Weissman резонанс. на практике $d(f)$ и $f_R(\omega) = \frac{\partial R}{\partial H}$

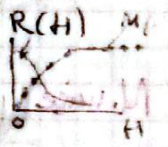
$$d(f) = \frac{f S_R(f)}{R^2} N = \frac{N}{R^2} \frac{8}{\pi} \chi''(f) \frac{M_s^2 (AR)^2 kT}{M_s^4 V}$$

Универсальное выражение $|\chi''_R(f)| = 2 \chi''(f) AR \frac{|M|}{M_s^2}$

$$d(f) = \frac{N}{R^2} \frac{8}{\pi} \frac{1}{2} |\chi''_R(f)| \frac{M_s^2}{AR \cdot |M|} \frac{M_s^2 (AR)^2 kT}{M_s^4 V} = \frac{4}{\pi} \frac{N}{R^2} |\chi''_R(f)| \frac{|M|}{M_s^2} AR \frac{kT}{V}$$

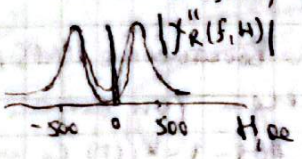
$$R(H) = R_{AP} - \left[\frac{M(H)}{M_s} \right]^2 AR, \quad AR = R_{AP} - R_P, \quad \frac{M^2}{M_s^2} = \frac{R_{AP} - R(H)}{AR}$$

$$\frac{|M|}{M_s} = \sqrt{\frac{R_{AP} - R}{AR}} \Rightarrow d(f) = \frac{4}{\pi} \frac{N}{R^2} |\chi''_R(f)| \frac{1}{M_s} \sqrt{\frac{R_{AP} - R}{AR}} AR \frac{kT}{V}$$

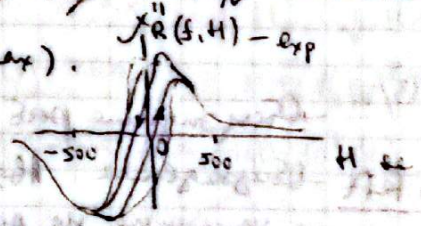


$$(*) \quad d(f, H) = \frac{4}{\pi} \frac{kT}{M_s R^2} \sqrt{AR (R_{AP} - R(H))} |\chi''_R(f, H)|, \quad M_s = \frac{M_s V}{N} - \text{atom. magnet}$$

Знач. $d(f, H)$ макс. при $\left| \frac{dR}{dH} \right|$ макс. (max).



Note: $d(H)$ - measured
 conv. с $d(H)$ из FDT (*),
 не описывает χ''_R - measured, $\chi''_R(H \neq 0)$.



→ T. e. FDT (*) параметр game при quasiequilibrium despite the hysteresis effects.

Но FDT не описывает $d(H) = 0$ из-за $\chi''_R(H) \neq 0$ при $H \neq 0$ - это не балансирует экв., $d(H=0) \neq 0$. При $H \neq 0$ FDT параметр.

Знач. $d(f) \approx \text{const} \Rightarrow S_R(f) \sim \frac{1}{f}$, но $d(H)$ макс. $\sim \left| \frac{\partial R}{\partial H} \right|$.

10/III reference Fig. 4 & APL-TEPT & Wu. Please Duncan no name
SW-chain paper (Ph. Lett. A). Kamukawa draft of Abstract
K₁(T) TEPT journal to Madrid-ICMFS.
11/III Ray oxygen, 200 Miller x-ray photo machine 0 noise proposition process
T - Gabucaneri & 200 more nitrogen to ICMFS-ICM (Madrid-Roma)
Wase July Zamenhofskaya. Pizop even no m. noise - Hartner '93.

VII S. Ingvarsson et al. PRL 85, 3289 (2000)

TMR S_R(f) ~ 1 due to thermal excited hopping of domain walls, hopping
between pinning sites. S_a ~ $\frac{\partial R}{\partial H}$ 

S_R(f) ~ 1/3 and S_R(f) ~ $\frac{f_c}{f^2 + f_c^2}$ - depends of Zamenhofskaya or near H.

Logically const. but frequency goes to 0 as $\Gamma/(r^2 \omega^2)$ goes to 0
lower no DW hopping, a upper T-phonon noise $\sim 4 \cdot 10^6 \mu B$
Oxygen DM (phonon noise) ~ 4 · 10⁶ μB

Max noise S_R up $(\frac{\partial R}{\partial H})_{max}$, no phonon noise $\sim H_0$
some reference surface up $(\frac{\partial R}{\partial H})_{max} \frac{\partial R}{\partial H} \left(\frac{1}{H_0} - \frac{R(H)}{H} \right)$, i.e. in phonon
noise $M(H)$.

1/f - noise is telegraph noise.

Typical $S(\omega) \sim \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + \omega^2}$, no relax, constant Γ (непр. барьеры, которые
не сдвигаются)
и noise $p(\Gamma) \sim \frac{1}{\Gamma}$ - тогда $\Gamma = \Gamma_0 \exp(-E/T)$?

$$\langle S(\omega, \Gamma) \rangle_r \sim \int_{\Gamma_1}^{\Gamma_2} d\Gamma p(\Gamma) \frac{\Gamma}{\Gamma^2 + \omega^2} \sim \int_{\Gamma_1}^{\Gamma_2} \frac{d\Gamma}{\Gamma^2 + \omega^2} = \frac{1}{\omega} \operatorname{arctg}\left(\frac{\Gamma}{\omega}\right) \Big|_{\Gamma_1}^{\Gamma_2}$$

Если $\Gamma_1 = 0$ (или $\Gamma_1 \ll \omega$), а $\Gamma_2 \gg \omega$, то $\langle S(\omega, \Gamma) \rangle_r \sim \frac{c}{\omega}$ (1/f - noise).

$$\langle S(\omega) \rangle_r \sim \frac{1}{\omega} \left[\operatorname{arctg}\left(\frac{\Gamma_2}{\omega}\right) - \operatorname{arctg}\left(\frac{\Gamma_1}{\omega}\right) \right] \approx \frac{\pi}{2\omega}$$

→ noise $\Gamma_1 \ll \omega \ll \Gamma_2$ noise, $\langle S(\omega, \Gamma) \rangle_r \sim \frac{1}{\omega}$.
(1/f noise spect. density)

N. noise Умная мысль: уменьшение температурных зависимостей
m. noise, особенно 1/f - noise → возмущает 20-го знака
с механизмом, уменьшает m. noise.

13/III Оценочные раб. иана & Burei (APS, MNCZ). Встретимся ICMFS-Abstracts

→ FEA - Оценочные Abstracts на ICMFS, Madrid с другим (он ожен
и не имеет no approval не comes. Оцен. Paper Abs-1 - K₁(T) Co иана,
и оценочный мена из Abs-2 - Hentich (T)).

→ Хиауей оценочные APL-RPL paper не reference Fig. 1
(без иана на co obzryub).

14/III Seminar. R. Tilley. "Use of nanoparticles for data storage"

Yunus - Cambridge Ph.D. → Toshiba Fellowship & Dec 2001. ^{applied -} _{experiments}

● K. Naito, IEEE TM 38, 1913 (2002) - patterned media (1000 Gb/in²)

Ala uogkoga informatsion dlering RPL

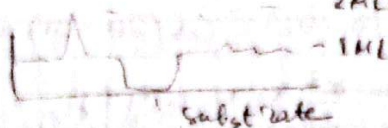
1) dging Ag, Cu to lower T_{anale}

2) shells -? Na-SiO₂ core-shell

No ML - gaps



core-shell
of image



Si - wafers (roughness < 0.2 nm) - surface smooth.

Cobaltene o uenozh nanoparticles in data storage - murilo,

Yun. uenozh nanoparticles u ex uafanepuzhanna (TEM, MFM) etc.

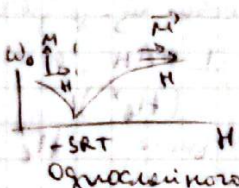
Mag. noise

B MAP (80 31/III) Zaimano: "Calculations of m. noise spectra for spin-valves and CPP-MLs for (and) comparison with experiments"

I Spin-valves:

• Yunfer u Mustafa gaver

Dokazano u gne omcania



gne $\vec{H}_0 \perp \vec{M}_{free}$, ω_0 - noise peak.
FMR (Kittel) - SRT? ^{DE} _{una Grunberg?}

• Zhu (microw. modeling) gaver $\omega_c(w, l, L)$ - oboznen na obozhe SW-zenen.

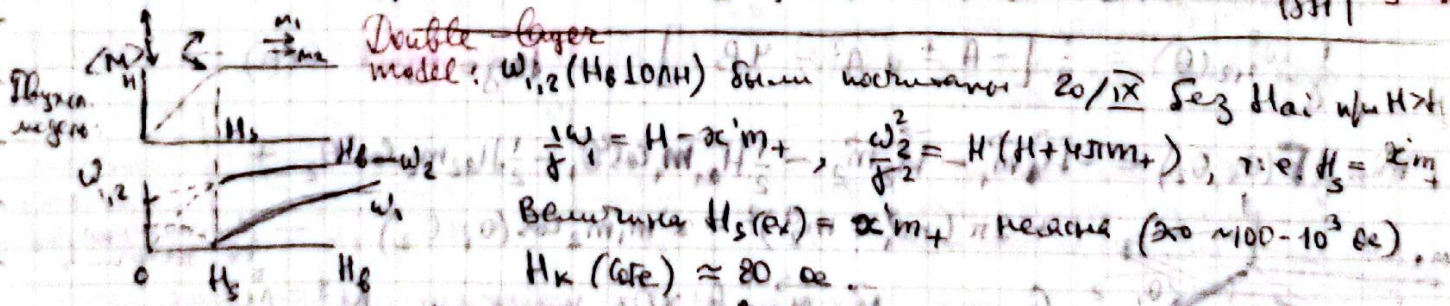
• Stutche - Russke - exp. nimen $\omega_0(w, l, L, H_0)$ - oboznen na obozhe SW-zenen.

II CPP - sensors (1/4 noise, low-field - dominates):

• Gokemler bagen FMR nimen β Cote/Cu, no om na gonnafygor.

• Zhu - exp. Cote/Cu - SRT $\vec{M}_1, \vec{M}_2$, nepoznait $\vec{M}_1, \vec{M}_2$ - gogxsa. nozen

• Hardner - exp. + obozob. nimen of "1/4 noise u $S_R(\delta, H) \sim \left| \frac{\partial R}{\partial H} \right|$ - 1/4 noise

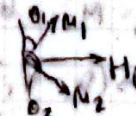


$$\frac{\omega_1}{\gamma} = H - \alpha' m_+ , \quad \frac{\omega_2}{\gamma} = H (H + 4\pi m_+), \quad \text{r: } H_0 = \alpha' m_+$$

Beimura $H_0(\alpha) = \alpha' m_+$ nena (20 100-10³ G).

$$H_K(\text{Cote}) \approx 80 \text{ G}$$

u/m $H < H_0$



u/m $\theta_2 = \pi - \theta_1, \theta_1 = 0$
gile ojnanebov. aob.

Monne u nenyzo $\omega_{1,2}(H_0)$ u $\omega_{1,2}(H)$ and nimenon?

Xoz u/m $H_0 = 0$? Dne ojnanebov. aob.

Ca. 17-18/12/2017

det $R(\omega) = \omega^4 + A\omega^2 + B = 0$ - $\delta\Gamma = 2$ на μ_0 . Задача.
 По Дембле-Огера модел, He L OAH.

$$\begin{cases} R_1^2 = [H_1 \cos(\theta_1 - \varphi_1) + H_{a1} \cos^2 \theta_1 + 4\pi v_1 M_1 - \frac{x}{v_1} M_2 \cos(\theta_1 - \theta_2)] [H_1 \cos(\theta_1 - \varphi_1) + H_{a1} \cos^2 \theta_1 - \frac{x}{v_1} M_2 \cos(\theta_1 - \theta_2)] \\ R_2^2 = (1 \leftrightarrow 2) \end{cases}$$

$H_1 = H_2 = 0$

$H_1, H_2 = H_0$ ето базисна в атома, ориентирана φ_1 - към $H_1, \varphi_2 = \pi - \theta_2$ (in-plane).

$\theta_2 = \pi - \theta_1$

$$A = -R_1^2 - R_2^2 - 2x(4\pi + x') \cos \gamma M_1 M_2, \quad \cos \gamma = \cos(\theta_1 - \theta_2)$$

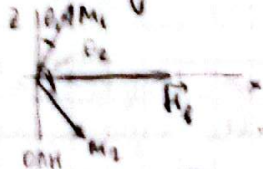
$$\cos \gamma = \cos(\theta_1 - \theta_2) = \cos(2\theta - \pi) = -\cos 2\theta, \quad \theta = \theta_1$$

$$B = R_1^2 R_2^2 - \frac{x^2}{v_1 v_2} M_1 M_2 \cos^2 \gamma [H_{a1} + 4\pi v_1 M_1 - \frac{x}{v_1} M_2 \cos \gamma] [H_{a2} + 4\pi v_2 M_2 - \frac{x}{v_2} M_1 \cos \gamma] -$$

$$- (4\pi + x')^2 M_1 M_2 v_1 v_2 [H_{a1} - \frac{x}{v_1} M_2 \cos \gamma] [H_{a2} - \frac{x}{v_2} M_1 \cos \gamma] + x^2 (4\pi + x')^2 \cos^2 \gamma M_1^2 M_2^2$$

$$H_{a1} = H_1 \cos(\theta_1 - \varphi_1) = H_1 \sin \theta_1, \quad H_{a2} = H_2 \cos(\theta_2 - \varphi_2) = H_2 \sin \theta_2 = H_2 \sin(\pi - \theta_1) = H_2 \sin \theta_1$$

Условието $\varphi_1 = \varphi_2 = \frac{\pi}{2}$ ($H_0 \perp OAH$) забвимае се.



тоест $\omega_{1,2}(\theta), \quad \theta_2 = \pi - \theta_1, \theta_1 = \theta$.

Ако $\vec{H}_0 \perp OAH$ (от) бира се със съгласно магнет.

А ако $\vec{H}_0$ - генерал. постои $\perp OAH$, а не постои $\parallel OAH$ (см. СРР-Мустафа).

Мустафа усложнява разгледа H_0^x, H_0^z . Умис. чека тогава $H_0^x \perp OAH$

$$\begin{cases} R_1^2(\theta) = [H \sin \theta + H_a \cos^2 \theta + 4\pi m_1 + x' m_2 \cos 2\theta] [H \sin \theta + H_a \cos^2 \theta + x' m_2 \cos 2\theta] \\ R_2^2(\theta) = (1 \leftrightarrow 2) \end{cases}$$

$$A = -R_1^2 - R_2^2 - 2x'(4\pi + x') m_1 m_2 \cos \gamma, \quad x' = x/v_1 v_2, m_i = M_i v_i$$

$$B = R_1^2 R_2^2 - x'^2 m_1 m_2 \cos^2 \gamma [H \sin \theta + H_a \cos^2 \theta + 4\pi m_1 + x' m_2 \cos 2\theta] [H \sin \theta + H_a \cos^2 \theta + x' m_2 \cos 2\theta] -$$

$$- (4\pi + x')^2 m_1 m_2 [H \sin \theta + H_a \cos^2 \theta + x' m_2 \cos 2\theta] [H \sin \theta + H_a \cos^2 \theta + x' m_2 \cos 2\theta] +$$

$$+ x'^2 m_1^2 m_2^2 \cos^2 \gamma (4\pi + x')^2$$

$$\frac{1}{2} \omega_{1,2}^2(\theta) = \frac{1}{2} [-A \pm \sqrt{A^2 - 4B}] \text{ даго equil. } \theta(H)$$

$$\min_v F(\theta_1, \theta_2) = -\vec{H}_1 \vec{m}_1 - \vec{H}_2 \vec{m}_2 - \frac{1}{2} H_{a1} m_1 \cos^2 \theta_1 - \frac{1}{2} H_{a2} m_2 \cos^2 \theta_2 +$$

$$+ 2\pi (m_1^2 + m_2^2) + x' m_1 m_2 \cos(\theta_1 - \theta_2) \quad \text{— статическа ел. енергия}$$



Генерал $\vec{m}_1, \vec{m}_2$ в xOz плоскост. $\vec{m}_1^y = \vec{m}_2^y = 0$.

$$\vec{H}_1 \vec{m}_1 + \vec{H}_2 \vec{m}_2 = H m_1 \cos(\theta_1 - \varphi_1) + H m_2 \cos(\theta_2 - \varphi_2) =$$

$$= H \sin \theta m_1 + H m_2 \sin \theta = H \sin \theta (m_1 + m_2) = H m_+ \sin \theta$$

$$\frac{1}{v} F(0) = -H m_+ \sin \theta - \frac{1}{2} (H_{a1} m_1 + H_{a2} m_2) \cos^2 \theta - x' m_1 m_2 \cos 2\theta$$

$$\text{Def. } K_1 = \frac{1}{2} (H_{a1} m_1 + H_{a2} m_2) = |H_{a1} = H_{a2}| = \frac{1}{2} H_a m_+$$

$$\cos^2 \theta = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\theta), \quad -K_1 \cos^2 \theta - \alpha' m_1 m_2 \cos 2\theta = -\frac{K_1}{2} (1 + \cos 2\theta)$$

$$- \alpha' m_1 m_2 \cos 2\theta = -\frac{K_1}{2} - \left[\frac{K_1}{2} + \alpha' m_1 m_2 \right] \cos 2\theta$$

$$\frac{1}{V} F(\theta) = -H m_+ \sin \theta - \left[\frac{K_1}{2} + \alpha' m_1 m_2 \right] \cos 2\theta - \frac{K_1}{2} = -H m_+ \sin \theta - \frac{1}{2} K_{eff} \cos 2\theta$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial F}{\partial \theta} = -H m_+ \cos \theta + K_{eff} \sin 2\theta = 0, \quad \therefore \theta_0(H) = \frac{H m_+}{2 K_{eff}} \quad \text{где } \theta_0 = \frac{H}{H_s}$$

$$\sin \theta_0(H) = \frac{H}{H_s}, \quad H_s = \frac{2 K_{eff}}{m_+} = \frac{2}{m_+} [K_1 + 2 \alpha' m_1 m_2]$$

$$K_{eff} = K_1 + 2 \alpha' m_1 m_2 \Rightarrow H_s = \left(\frac{2 K_1}{m_+} \right) + 4 \alpha' \frac{m_1 m_2}{m_+} \rightarrow H_s = H_a + 4 \alpha M_s$$

$$\text{If } \alpha = 0 \quad \frac{2 K_1}{m_+} = \frac{2}{m_+} \frac{1}{2} H_a m_+ = H_a \quad \text{и} \quad H_s = H_a \quad \text{— ferrom.}$$

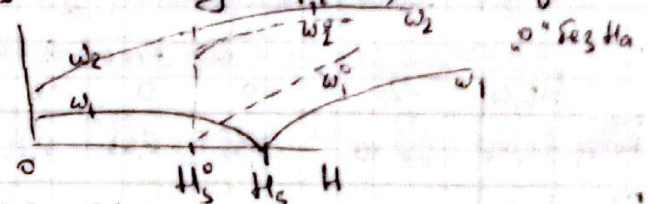
$$\text{If } K_1 = 0, H_a = 0, \quad H_s = 4 \alpha \frac{m_1 m_2}{m_+} = 4 \alpha \frac{M_s^2 \sin \theta_1 \sin \theta_2}{M_s} = 4 \alpha M_s = \alpha' M_s \quad \text{— ferrom. } (\theta_1 = \theta_2 = \theta_0)$$

$$\text{T.e. } \theta_0(H) \rightarrow \text{grad } \omega_{1,2}[\theta_0(H)] = \omega_{1,2}(H) \quad \text{в } \omega_{1,2} \quad \text{(spin-flop)}$$

$$\bullet \text{ Due } H > H_s \quad \omega_{1,2}[\theta_0 = \frac{\pi}{2}, H] = \text{grad.}$$

$$\text{без ангармонизма (if } H \geq H_s) \quad \left(\frac{\omega_1}{\gamma} = H - \alpha' m_+, \quad \frac{\omega_2}{\gamma} = \sqrt{H(H + 4 \pi m_+)} \right) \quad H_s (H=0) = \alpha' m_+$$

Выводимое $H_a \neq 0$ увеличивает H_s и см. выг. $\omega_{1,2}(H)$ как и при $H < H_s$, так и при $H > H_s$.



Note: где эквивалентный член

$$\text{зависит } \sin \theta_0(H) = \frac{H}{H_s} \quad \text{вспом.}$$

где m_0 — эффективная H_s ($< H_a$ и/или $< \alpha M_s$). $\alpha > 0$ — AFM Coupling.

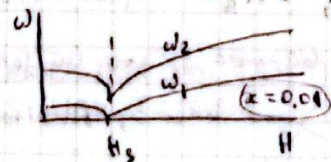
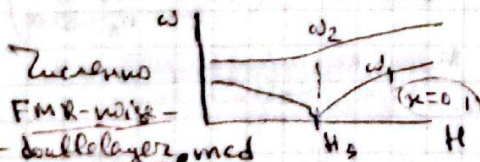
$$\frac{1}{V} \frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} = +H m_+ \sin \theta + 2 K_{eff} \cos 2\theta, \quad \frac{1}{V} \left(\frac{\partial^2 F}{\partial \theta^2} \right)_{\theta=\pi/2} = H m_+ + 2 K_{eff} (-1) = m_+ (H - H_s) \quad \text{if } H \geq H_s$$

$$\text{T.e. } \sin \theta_0(H) = \begin{cases} H/H_s, & H \leq H_s, H_s = H_a + 4 \alpha M_s \\ 1, & H > H_s \end{cases}$$

и $\omega_{1,2}(H)$ — соответственно

$$\omega_{1,2}(H) = \gamma \left[\frac{\omega}{\gamma} \right] \quad \text{Hence } \frac{\omega_n}{2\pi} = G H_2, \quad \frac{\omega_n}{2\pi} = \left(\frac{\gamma}{2\pi} \right) \cdot H_2 \quad (\text{в кГц})$$

$$\text{В GHz-фн } \frac{\omega_n}{2\pi} = \left(\frac{\gamma}{2\pi} \right) \cdot 10^{-3} \cdot H_2 \quad (\text{в Ое}), \quad \left(\frac{\gamma}{2\pi} \right) \approx 3.0 \frac{\text{GHz}}{\text{kOe}} \quad \text{где FeM, FeO.}$$



— < уменьшение α (до 0) мин. зазора и/или увеличение $\omega_1(H)$, но не $\omega_2(H)$.

$$\text{т.е. } H_{ex} (\text{interlayer}) = \alpha' m_1 = \frac{\alpha}{\sqrt{2}} M_s = 2 \alpha M_s \sim 100 \text{ Ое}, \quad \text{T.e. } \alpha \sim 0.1 - 0.1$$

$$\bullet \quad \frac{1}{V} F_{ex} = \alpha \vec{M}_1 \vec{M}_2 \quad (\text{см. 16/18 Ое.т.}) \quad \text{и} \quad K_{ex} \approx \alpha M_s$$

$$\text{Note: if } M_s = 1350 \frac{\text{G}}{\text{FeO}}, \quad \gamma = 3.0 \frac{\text{GHz}}{\text{kOe}}, \quad \theta_1 = \theta_2 = \theta_0 \quad \text{и } \gamma \text{ — const. if } \alpha = 0.05$$

$$\text{где экв. магн. } \frac{\omega_1}{2\pi} \approx 0.5 \text{ GHz } (H < H_s \approx 350), \quad \frac{\omega_2(H_s)}{2\pi} = 0.5 \text{ GHz}, \quad \frac{\omega_1}{2\pi} = 0.5 \text{ GHz — магн. (1)}$$

$$\text{Hence } J_{12} \text{ где FeO/Cu, } t_{ex} = 1.8 - 1.9 \text{ nm.}$$

$T = 2.4$ K, $M_s(1) = 100$ k, $M_s = 1.055$ per unit. $J_{H1} = 3.30$ GHz at $T = 100$ K.
 Calc. $\frac{\omega_H}{2\pi} = 2.30$ GHz (H1 = 0), H2 app. per $J_{H1} = 3.30$ GHz at $T = 100$ K.

• J_{H1} is very small at $\frac{\omega_H}{2\pi} = 3.30$ GHz, $H_{H1} = 65$ Oe (100 V).
 $H_{H1}(M_s) = M_s^2$ (not just below, below) $H_{H1}(100V) = 2.6$, $H_{H1}(100V) = \frac{M_s(100V)}{M_s(100V)}$

• $H_{H1} = M_s(1)^2$, H_{H1} is a function of T , H_{H1} is a function of T , H_{H1} is a function of T .

$(K_1, K_2) = m^2$ for $K_1 = 0$, K_2 is a function of K_1 , K_2 is a function of K_1 , K_2 is a function of K_1 .

• $H_{H1}(1)$ is a function of H_{H1} , H_{H1} is a function of H_{H1} , H_{H1} is a function of H_{H1} , H_{H1} is a function of H_{H1} .

Note: H_{H1} is a function of H_{H1} , $H_{H1} = \sqrt{H_{H1}(1)H_{H1}(100V)}$ is a function of H_{H1} .

• H_{H1} (100 V) is a function of H_{H1} , H_{H1} is a function of H_{H1} , H_{H1} is a function of H_{H1} , H_{H1} is a function of H_{H1} .

• H_{H1} (100 V) is a function of H_{H1} , $H_{H1} = 2.36$ GHz, $H_{H1} = 3.17$ GHz.

• H_{H1} (100 V) is a function of H_{H1} , $H_{H1} = 18/11$.

REPE: H_{H1} is a function of H_{H1} , H_{H1} is a function of H_{H1} , H_{H1} is a function of H_{H1} , H_{H1} is a function of H_{H1} .

Mag. noise: H_{H1} is a function of H_{H1} , H_{H1} is a function of H_{H1} , H_{H1} is a function of H_{H1} , H_{H1} is a function of H_{H1} .

① M. Nichols, IEEE TM 38, 2456 (2002):

"Noise and discontinuities in GMR transfer curves."

+ ② R. Guerniero et al., J. Ph. D. Appl. Ph. 35, 1761 (2002): "Low frequency noise in Co/AlOx magn. tunnel junctions"

③ S. Sosa, MRS Bulletin, 27, 494 (July 2002): "Extrinsic magnetoresistance of In Sb allows fabrication of a read head sensor without mag. noise"

④ VV Prigodin, R Guerniero et al., JMMM 240, 165 (2002): "Low-f noise in AF R/G MLs"

⑤ O. Heinonen, IEEE TM 38, 10 (2002): "Finite T m. modeling applied to spin-valves"

⑥ J.R. Dutta et al. IEEE TM 36, 257 (2000) "Non-linear response and noise of a GMR sensor"

⑦ Y. Aoki et al. JMMM, 240/241 (2002) "Noise characteristics in FeMn/AlO₂/Fe tunnel junctions"

→ P. Jurek et al. - experiments & EoS, EoS - Cu, J. Kotlarz & D. Gohlitz.

→ D. Weller et al. JMMM 121, 461 (1993) CoPt & CoPd films & Ku & 0.5-10⁶ J

Magn. noise

20/11 Analyzing experiments & calcs re mag. noise & GMR/TMR sensors.

Woods et al. [PRL'01] gives magnetic Yf noise noise spectrum of common magnetic & Yf noise by Dutta et al [PRL'79].

→ Note: mag. noise spectrum Sp. Pow. density $S(\omega, T) = f(T)$, ee maka n/m $\omega T(T) = 1$ noise power $D(E)$ - probability density function of E .

for $\omega \ll \Gamma$ $\langle S(\omega, \Gamma) \rangle \sim \frac{1}{\omega} [\arctg \frac{\Gamma_2}{\omega} - \arctg \frac{\Gamma_1}{\omega}] \sim \frac{C}{\omega}$ if $\Gamma_1 \ll \omega \ll \Gamma_2$.

for $\omega \gg \Gamma$ $P(\Gamma) \sim 1/\Gamma$ & $S(\omega, \Gamma) \sim \frac{\Gamma}{\omega^2 + \Gamma^2}$.

$\Gamma = \Gamma_0 e^{-E/T}$ and $\tau = \frac{1}{\Gamma} = \tau_0 e^{E/T}$ gives τ - relaxation time $\Gamma(\tau)$ time average.

$$\langle S(\omega, \Gamma) \rangle_\Gamma = \int d\Gamma P(\Gamma) \frac{\Gamma}{\omega^2 + \Gamma^2} = \left| \frac{\Gamma = \Gamma_0 e^{-E/T}}{d\Gamma = -\Gamma_0 e^{-E/T} \frac{dE}{T} = -\frac{\Gamma}{T} dE} \right| = \int dE \frac{(-\Gamma) P(E)}{T} \frac{\Gamma(E)}{\omega^2 + \Gamma^2(E)}$$

$$S(\omega, \Gamma) = \frac{\Gamma}{\omega^2 + \Gamma^2} = \frac{1/\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} = \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \quad P(\Gamma) \sim \frac{1}{\Gamma} \text{ given const. } D(E) = \text{const}$$

$$S(\omega, E) = \frac{\tau_0 e^{E/T}}{1 + \omega^2 \tau_0^2 e^{2E/T}}, \quad \langle S(\omega, E) \rangle_E = \int dE \frac{\tau_0 e^{E/T}}{1 + \omega^2 \tau_0^2 e^{2E/T}} D(E) = \left| \frac{e^{E/T} = z}{dz = \frac{1}{T} e^{E/T} dE} \right| =$$

$$= \tau_0 \int \frac{T dz}{z} \frac{z}{1 + \omega^2 \tau_0^2 z^2} D(\tau \ln z) = \tau_0 T \int dz \frac{D(\tau \ln z)}{1 + z^2} = \left| z = x, dz = \omega \tau_0 \right| =$$

$$= \tau_0 T \int \frac{dx}{x} \frac{D(\tau \ln \frac{x}{\omega \tau_0})}{1 + x^2} = \tau_0 \frac{T}{\omega \tau_0} \int_{x_1}^{x_2} \frac{D(\tau \ln \frac{x}{\omega \tau_0})}{1 + x^2} = \left| \frac{D(\tau \ln \frac{x}{\omega \tau_0}) = C}{\text{if } x \in [x_1, x_2]} \right| = \tau_0 \frac{T}{\omega \tau_0} C \int \frac{dx}{1 + x^2}$$

$$\langle S(\omega, E) \rangle_E = C \frac{T}{\omega} \arctg x \Big|_{x_1}^{x_2}, \quad x_{1,2} = \omega \tau_{1,2} = \omega \tau_0 e^{E_{1,2}/T}$$

(constant p.a. of ω)

assuming $\arctg x_1 \approx 0$
 $\arctg x_2 \approx \pi/2$

$$\Rightarrow \langle S(\omega, E) \rangle_E \approx \frac{\pi}{2} C \frac{T}{\omega}, \quad C = D(-T \ln \omega \tau_0)$$

if we use $d\Gamma = -\frac{1}{\tau} \Gamma P(\Gamma) = D(E)$ & $D(E) = \text{const}$ const. $\Gamma P(\Gamma) = \text{const}$ if τ - Gaussian T.
E - Gaussian dist. $\tau = \tau_0 e^{E/T}$.

→ New APS - proposal for Abulafia-Mosad.

Brasserie type: m. reversal has given increase (det) & computerized noise; m. reversal variation & MLs & observation of magnetism RA - arrays. See the article X-ray magnetic circular dichroism exp. results (X-MCD).

Along Datta-Horn: $S(\omega) \sim \int \frac{T(E)}{\omega^2 T^2 + 1} D(E) dE$, $F(E) = \frac{T(E)}{\omega^2 T^2 + 1}$ near

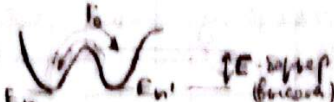
max w/ $\omega T \ll 1$, & minimum $T \rightarrow 0$ at $E = E_0$, $\omega T_0 e^{E/T} = 1$, $E = -T \ln \omega T_0$.

Parity $D(E)$ & symmetry w/ $F(E)$ w/ $E = E_0$:

$D(E) = D(E_0) + D'(E_0)(E - E_0) + \frac{1}{2} D''(E_0)(E - E_0)^2 + \dots$

Parity $S(\omega) \sim \frac{T}{\omega} [D(E) + \dots]$ w/ $1/\omega$ noise even $\frac{d^2 S(\omega)}{d\omega^2} \sim \dots$

T.E. $D(E)$ crosses quench E through E_0 , $D(E) \propto \text{const}$, no sub. $\Gamma(E) = \text{const}$.

1) Diffus term $w_{nn'} = 0$, $E_n = E_{n'}$ 

2) $w_{nn'} \neq 0$ - FMR (SW) min of $\chi''(\omega)$, $\Gamma_{nn'}$ - under chosen unperturbed minima for motion in channel $\Gamma_{nn'} \sim e^{E/T}$ & parities $D(E)$?

$\Gamma_{nn'}$ - random relaxation motion $w_{nn'}$ balance of exchange processes.

Kanjiwale give normal relaxation:

$\frac{1}{T_i} = \frac{1}{T_0} \tanh \frac{E}{2T}$, $\frac{1}{T_i} \sim T^2 \ln T$, $\frac{1}{T_i} = \frac{1}{T_0} e^{-E/T}$
 normal process, Raman-process, Orbach-process

One electron-magnon process in metal: $\Gamma \sim \omega T \ln(\omega T)$ (Agul'son & Feizor)
 in param S-d (S-I) model by Ginzburg-Bondarenko.

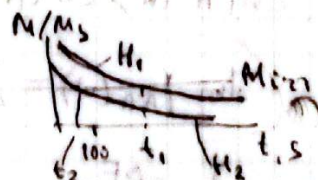
Intern's final seminar:

25/III J. Dutton (York) Magn. reversal and thermostability of RPT X." (Intern or O'Grady) $X = Ni, Cu, C, HfO_2$

$M(t)$ decay is $\log(t/t_0)$ if low-field distribution is wide

Doobin ymenenat u He u Mr

$\Delta H_e = \frac{H(t_1) - H(t_2)}{\ln(t_1/t_2)}$, $V_{act} = \frac{kT}{M_s H_e}$



Doobin X is RPT Beige & porous viscosity. $V_{act} \sim M_s$ - exp. nitrogen.

B. Jones. Self-Organized Magnetic Arrays"

(Intern or O'Grady)

$M(t)$ at SK upu param T_{cur} dpt. $w_{nn'}$ $M_s t$, t - thickness

Info o znen. particle size u $H_c(t)$ Sherrington u/w ymenenat konstanten Surfaceant

D_{eff} u Sherrington XRD eq. $\Delta D \sim \frac{1}{D_{eff}}$, ΔD - longumfura X-ray diff. mura.

Radiation upbozuz u cozzaganu hard u soft m. phases u u cimenenat $M(t)$: FM/AM Exchange? (oxidation)

D. Lupton (RM) RM. Atomic ordering in alloys. Sept - 26/m seminar

BCC - structure - example bcc - 200mg, 100g structure factor F_{hkl} to.

• B2 (acc) - догослуживши . нули и лев нелог $\sum h+k+l$

Для $\beta \in L_0$ поделенная черта, сгруппированная и раскрасочная
рекурсия из β рекурсивна ($(100) \rightarrow (200) + (002)$).

27/III Tomographic Beams (Weyl) - eq. 15/111 SW-modes
$$\frac{e^{ik_0 z}}{z} = \frac{i}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d^2 k \frac{1}{k_z} e^{ik \cdot \vec{r}} e^{ik_z |z|}$$

note $k_z^2 = k^2 - k_{\parallel}^2$, $\vec{r} = (\vec{r}_{\parallel}, z)$. If $k_{\parallel} > k$ then k_z is imaginary. If $k_{\parallel} < k$, k_z is real.

Maximally 2 dimensions just have the wavefun. eigenfunctions
 $m(y) = \chi(k_y y) - ?$ $m(y) = \chi(k_y y)$
A. noise $\rightarrow$ Because of disorder: interface region of F/N MLS is $\sim 3 \text{ \AA}$
surface SW-modes? $M(y) \sim J(y) \sim \frac{1}{\sqrt{y}}$ no unphysical $A(z)$

Vortex dynamics
 $\rightarrow$ Bugur P.A. Gravel (Minnesota Uni.). Organizing a new organizing
Vortex modes, circular Refs u corresponding Eigenfunction review paper
(chapter). 2/3 - edge, 1/3 - spin. 1/3 - theory, 2/3 - exp.

Vortices, waves - Kerr exp.

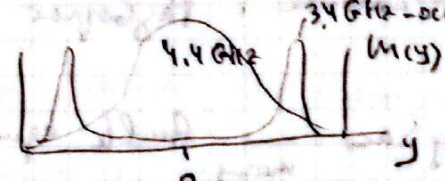
28/III Downag by P. Gravel: "Spatially Resolved Spin Dynamics in Patterned Perrom. Films"

Time domain (Kerr microscopy) and real space measurements

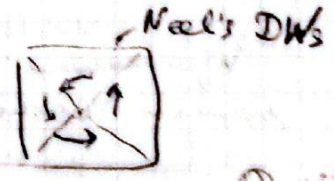
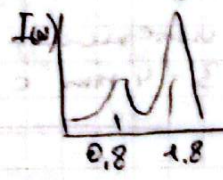
$M(r)$ - picture que karegan "w"

$M(t)$ - decay coord. the Δ in time, no de-phasing of $M(t)$
Kerr. M_2 (Lfilm)

1) Transverse Wires
magnetized

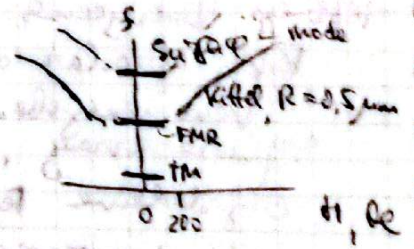
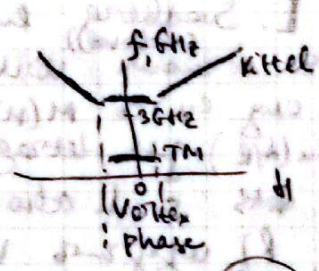


2) Squares 55 μm , $H=0$
FNI



3) Translat. mode in cyl. dots

4) Vortex En mag. field



5) Stripe domains FeCo 0.5 μm , 10 μm disk (epitaxial)



6) Exch. biased systems Fe/MnFe

Know barfocob no geranen Δ in frequency u frequency
Granford, Carington, Ganping, Ashwin

→ Belega e Gauring Ju: on neper obee geranobuoi (kerr-
time-resolved) Co/Al MLs, odufacee neper perp. metia
sua CoCrPt granular films (FePt).

• Uger beu FA/M - laser beam neper u per of afazeu,
sample H₀

cozgar T(t), no neper H_k(t) u per obee geranobuoi ger Θ(H₀, H_k)
- neper (thermally-driven) of M bozdu geranobuoi.

m no neper neper neper damping α.

Crangan bu no a geranobuoi SW spectra in MLs F/N,
Crangan ce neper K₁(t) - FePt u geranobuoi α(t) que FA neper obee,
no neper neper neper neper "α".

• SW - rectan. elements.

SW - rectan. el. neper neper neper neper.

Map. neper neper ΦΓ ne na (cos q_mx) cos q_ny, ne ch(q_ny) -
neper neper neper neper (u₀ || o_y). neper (m(y) = ch(xy))

$$\frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = \frac{1}{2\pi} \int d^2\vec{k} \frac{1}{k} e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}')} e^{-k|z-z'|} \quad \int_{-\infty}^{\infty} dq \frac{e^{i\vec{k}\vec{r}}}{k^2+q^2} = \frac{\pi}{k} e^{-k|\vec{r}|}$$

$$\int_0^L dz \int_0^L dz' e^{-k|z-z'|} = \frac{2L}{k} f(kL), \quad f(x) = 1 - (1-e^x)/x, \quad k^2 = k_x^2 + k_y^2$$

$$\hat{g}_{yy}(\vec{r}\vec{r}') = -\frac{\partial^2}{\partial y \partial y'} \frac{1}{|\vec{r}-\vec{r}'|} = -\frac{1}{2\pi} \int d^2\vec{k} \frac{k_y^2}{k} e^{-k|z-z'|} e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}')} e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}')}$$

$$g_{yy}(\vec{r}\vec{r}') = \langle \hat{g}_{yy}(\vec{r}\vec{r}', z) \rangle_{zz'} = \frac{1}{L} \int dz dz' \hat{g}_{yy}(\vec{r}\vec{r}', z) = -\frac{1}{\pi} \int d^2\vec{k} \frac{k_y^2}{k^2} f(kL) e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}')} e^{i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}')}$$

neper neper $g_{yy}(\vec{r}\vec{r}') = -\frac{1}{\pi} \int d^2\vec{k} \frac{k_y^2}{k^2} f(kL) \cos k_x(x-x') \cos k_y(y-y')$

• m_{mn}(x,y) = cos(q_mx) J_n(y), no J_n(y) = ch(xn y) neper cos(q_ny).

$$y_{mn} = \frac{1}{A_{mn}} \int d^2\vec{r} d^2\vec{r}' m_{mn}(\vec{r}) g_{yy}(\vec{r}\vec{r}') m_{mn}(\vec{r}') \quad x \in [-\frac{w}{2}, \frac{w}{2}], y \in [-\frac{l}{2}, \frac{l}{2}], q_m = \frac{\pi m}{w}$$

$$y_{mn} = \frac{1}{A} \int dx dy \int dx' dy' \cos(q_m x) \cos(q_m x') J_n(y) J_n(y') (-\frac{1}{\pi}) \int d^2\vec{k} \frac{k_y^2}{k^2} f(kL) \cos k_x(x-x') \cos k_y(y-y')$$

$$J_m(k_x) = \int_{-w/2}^{w/2} dx dx' \cos(q_m x) \cos(q_m x') \cos k_x(x-x') = \left| \int_{-w/2}^{w/2} dx \cos(q_m x) \cos k_x x \right| = \left| \cos q_m x = \cos(q_m \frac{w}{2} - \frac{\pi m}{2}) \right| = \left| \pm \sin(q_m \frac{w}{2}) \right|, m \text{ - even}$$

$$= \int_0^w dz \int_0^w dz' \sin(q_m z) \sin(q_m z') \cos k_x(z-z') = 4q_m^2 \frac{\sin^2(k_x - q_m) \frac{w}{2}}{(k_x^2 - q_m^2)^2} = \cos. 2\pi / I 2000$$

$$\lim_{w \rightarrow \infty} \frac{\sin^2 Q \frac{w}{2}}{Q^2} = \pi \frac{w}{2} \delta(Q), \quad \frac{\sin^2(k - q_m) \frac{w}{2}}{(k - q_m)^2 (k + q_m)^2} = \frac{1}{(k + q_m)^2} \pi \frac{w}{2} \delta(k - q_m), \frac{w}{L} \rightarrow \infty$$

$\frac{w}{L} \rightarrow \infty$ • $J_m(k_x) = 4q_m^2 \frac{1}{(k_x + q_m)^2} \pi \frac{w}{2} \delta(k_x - q_m) = \pi \frac{w}{2} \delta(k_x - q_m)$

$$y_{mn} = \frac{1}{A_{mn}} (-\frac{1}{\pi}) \int_{-l/2}^{l/2} dy dy' J_n(y) J_n(y') \int d^2\vec{k} \frac{k_y^2}{k^2} f(kL) \cos k_y(y-y') J_m(k_x)$$

$$\frac{w}{L} \rightarrow \infty \quad y_{mn} = \frac{1}{A_{mn}} (-\frac{1}{\pi}) \pi \frac{w}{2} \int_{-l/2}^{l/2} dy dy' J_n(y) J_n(y') \int dk_y \frac{k_y^2}{k_y^2 + q_m^2} f(\sqrt{k_y^2 + q_m^2} L) \cos k_y(y-y')$$

$\int_{-\ell/2}^{\ell/2} \int_{-\ell/2}^{\ell/2} dy dy' \cos(k_y y) \cos(k_y y') = \pi \ell \delta(k_y - k_n)$ u
 $X_{mn}^{mn} = \frac{1}{A_{mn}} \left(-\frac{1}{\pi}\right) \frac{\pi \ell}{2} \int_{-\ell/2}^{\ell/2} dk_y \frac{q_m^2}{(q_m^2 + k_y^2)} f(\sqrt{q_m^2 + k_y^2} L) \cos k_y (y - y')$

Por tanto $\int_{-\ell/2}^{\ell/2} \int_{-\ell/2}^{\ell/2} dy dy' \cos(k_y y) \cos(k_y y') = \pi \ell \delta(k_y - k_n)$ u
 $X_{mn}^{mn} = \frac{1}{A_{mn}} \left(-\frac{1}{\pi}\right) \frac{\pi \ell}{2} \int_{-\ell/2}^{\ell/2} dk_y \frac{q_m^2}{(q_m^2 + k_y^2)} f(\sqrt{q_m^2 + k_y^2} L)$
 (Por tanto $\int_{-\ell/2}^{\ell/2} dk_y \dots$ $\cos k_y (y - y')$ $\cos k_y (y - y')$).

Teniendo $\chi_n(y) = \cosh(x_n y)$ u

$X_{mn}^{mn} = \frac{1}{A_{mn}} \left(-\frac{1}{\pi}\right) \frac{\pi \ell}{2} \int_{-\ell/2}^{\ell/2} dk_y \frac{q_m^2}{(q_m^2 + k_y^2)} f(\sqrt{q_m^2 + k_y^2} L) \int_{-\ell/2}^{\ell/2} dy dy' \cosh(x_n y) \cosh(x_n y') \cos k_y (y - y')$

Definición $I_n(k_y) = \int_{-\ell/2}^{\ell/2} dy dy' \cosh(x_n y) \cosh(x_n y') \cos k_y (y - y') = \left| \cos k_y = \cos k_y \cos k_y' + \sin k_y \sin k_y' \right| =$

$\left[\int_{-\ell/2}^{\ell/2} dy \cosh(x_n y) \cos(k_y y) \right]^2$

$\int_{-\ell/2}^{\ell/2} dx \cosh(ax+b) \cos(cx+d) = \frac{a}{a^2+c^2} \sinh(ax+b) \cos(cx+d) + \frac{c}{a^2+c^2} \cosh(ax+b) \sin(cx+d)$

$\int_{-\ell/2}^{\ell/2} dy \cosh(x_n y) \cos(k_y y) = \frac{x_n}{x_n^2 + k_y^2} \sinh(x_n y) \cos(k_y y) \Big|_{-\ell/2}^{\ell/2} + \frac{k_y}{x_n^2 + k_y^2} \cosh(x_n y) \sin(k_y y) \Big|_{-\ell/2}^{\ell/2} =$

$= 2 \frac{x_n}{x_n^2 + k_y^2} \sinh(x_n \frac{\ell}{2}) \cos(k_y \frac{\ell}{2}) + 2 \frac{k_y}{x_n^2 + k_y^2} \cosh(x_n \frac{\ell}{2}) \sin(k_y \frac{\ell}{2})$

$X_{mn}^{mn} = \frac{1}{A_{mn}} \left(-\frac{1}{\pi}\right) \frac{\pi \ell}{2} \int_{-\ell/2}^{\ell/2} dk_y \frac{q_m^2}{(q_m^2 + k_y^2)} f(\sqrt{q_m^2 + k_y^2} L) I_n(k_y)$

$I_n(k_y) = \left[\int_{-\ell/2}^{\ell/2} dy \cosh(x_n y) \cos(k_y y) \right]^2 = 4 \frac{x_n^2}{(x_n^2 + k_y^2)^2} \sinh^2 x_n \frac{\ell}{2} \cos^2 k_y \frac{\ell}{2} + 4 \frac{k_y^2}{(x_n^2 + k_y^2)^2} \cosh^2 x_n \frac{\ell}{2} \sin^2 k_y \frac{\ell}{2}$

$I_n(k_y)$ u $\frac{\ell}{2} \rightarrow \infty$ u $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$

$I_n(k_y) = \frac{4}{(x_n^2 + k_y^2)^2} F(k_y)$ - u $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$

$F(k_y = ix) = x_n^2 \cosh^2 x_n \frac{\ell}{2} \cosh^2 x_n \frac{\ell}{2} + (-x_n^2) \cosh^2 x_n \frac{\ell}{2} (-1) \sinh^2 x_n \frac{\ell}{2} = 2 x_n^2 \sinh^2 x_n \frac{\ell}{2} \cosh^2 x_n \frac{\ell}{2} \neq 0$

$F(k_y)$ u $k_y = ik_y''$ $F(ik_y'') \sim \cosh^2 k_y'' \frac{\ell}{2}$ $\sim e^{k_y'' \frac{\ell}{2}}$ u $k_y'' \rightarrow \infty$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$

Por tanto $F(k_y)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$

Por tanto $m_{mn}(x, y) = \cos q_m x \cdot \cos q_n y$ $I_n(k_y) = \left[\int_{-\ell/2}^{\ell/2} dy \cos q_n y \cdot \cos k_y y \right]^2$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$ $\delta(k_y - k_n)$

$\int_{-\ell/2}^{\ell/2} dx \cos(ax+b) \cos(ax+d) = \frac{x}{2} \cos(b-d) + \frac{1}{4a} \sin(2ax+b+d)$

$\int_{-\ell/2}^{\ell/2} dy \cos q_n y \cdot \cos k_y y = \left[\frac{1}{2} \frac{\sin(k_y - q_n)y}{(k_y - q_n)} + \frac{1}{2} \frac{\sin(k_y + q_n)y}{(k_y + q_n)} \right]_{-\ell/2}^{\ell/2} = \frac{\sin(k_y - q_n)\frac{\ell}{2}}{(k_y - q_n)} + \frac{\sin(k_y + q_n)\frac{\ell}{2}}{(k_y + q_n)} =$
 $= \sin(k_y - q_n) \frac{\ell}{2} \left[\frac{1}{k_y - q_n} + (-1)^n \frac{1}{k_y + q_n} \right] = 2 q_n \frac{\sin(k_y - q_n)\frac{\ell}{2}}{k_y^2 - q_n^2}$ $\delta(k_y - q_n)$ $\delta(k_y - q_n)$ $\delta(k_y - q_n)$ $\delta(k_y - q_n)$ $\delta(k_y - q_n)$ $\delta(k_y - q_n)$ $\delta(k_y - q_n)$ $\delta(k_y - q_n)$ $\delta(k_y - q_n)$ $\delta(k_y - q_n)$

Escaneado con CamScanner

1/2 Permanence Application to Sweden (name of child & Any, being, April)
 name of child, Permanence & (any other), Any, being in person on July 1.

Notes. gburmesa no kfuleni, na oforo 1.41 in plane

40-12/12 regenerative drainage for 11 years - 11/12/12
 14/12 19/12 20/12 21/12 22/12 23/12 24/12 25/12 26/12 27/12 28/12 29/12 30/12 31/12
 1/1 2/1 3/1 4/1 5/1 6/1 7/1 8/1 9/1 10/1 11/1 12/1 13/1 14/1 15/1 16/1 17/1 18/1 19/1 20/1 21/1 22/1 23/1 24/1 25/1 26/1 27/1 28/1 29/1 30/1 31/1
 1/2 2/2 3/2 4/2 5/2 6/2 7/2 8/2 9/2 10/2 11/2 12/2 13/2 14/2 15/2 16/2 17/2 18/2 19/2 20/2 21/2 22/2 23/2 24/2 25/2 26/2 27/2 28/2 29/2 30/2 31/2
 1/3 2/3 3/3 4/3 5/3 6/3 7/3 8/3 9/3 10/3 11/3 12/3 13/3 14/3 15/3 16/3 17/3 18/3 19/3 20/3 21/3 22/3 23/3 24/3 25/3 26/3 27/3 28/3 29/3 30/3 31/3
 1/4 2/4 3/4 4/4 5/4 6/4 7/4 8/4 9/4 10/4 11/4 12/4 13/4 14/4 15/4 16/4 17/4 18/4 19/4 20/4 21/4 22/4 23/4 24/4 25/4 26/4 27/4 28/4 29/4 30/4 31/4
 1/5 2/5 3/5 4/5 5/5 6/5 7/5 8/5 9/5 10/5 11/5 12/5 13/5 14/5 15/5 16/5 17/5 18/5 19/5 20/5 21/5 22/5 23/5 24/5 25/5 26/5 27/5 28/5 29/5 30/5 31/5
 1/6 2/6 3/6 4/6 5/6 6/6 7/6 8/6 9/6 10/6 11/6 12/6 13/6 14/6 15/6 16/6 17/6 18/6 19/6 20/6 21/6 22/6 23/6 24/6 25/6 26/6 27/6 28/6 29/6 30/6 31/6
 1/7 2/7 3/7 4/7 5/7 6/7 7/7 8/7 9/7 10/7 11/7 12/7 13/7 14/7 15/7 16/7 17/7 18/7 19/7 20/7 21/7 22/7 23/7 24/7 25/7 26/7 27/7 28/7 29/7 30/7 31/7
 1/8 2/8 3/8 4/8 5/8 6/8 7/8 8/8 9/8 10/8 11/8 12/8 13/8 14/8 15/8 16/8 17/8 18/8 19/8 20/8 21/8 22/8 23/8 24/8 25/8 26/8 27/8 28/8 29/8 30/8 31/8
 1/9 2/9 3/9 4/9 5/9 6/9 7/9 8/9 9/9 10/9 11/9 12/9 13/9 14/9 15/9 16/9 17/9 18/9 19/9 20/9 21/9 22/9 23/9 24/9 25/9 26/9 27/9 28/9 29/9 30/9 31/9
 1/10 2/10 3/10 4/10 5/10 6/10 7/10 8/10 9/10 10/10 11/10 12/10 13/10 14/10 15/10 16/10 17/10 18/10 19/10 20/10 21/10 22/10 23/10 24/10 25/10 26/10 27/10 28/10 29/10 30/10 31/10
 1/11 2/11 3/11 4/11 5/11 6/11 7/11 8/11 9/11 10/11 11/11 12/11 13/11 14/11 15/11 16/11 17/11 18/11 19/11 20/11 21/11 22/11 23/11 24/11 25/11 26/11 27/11 28/11 29/11 30/11 31/11
 1/12 2/12 3/12 4/12 5/12 6/12 7/12 8/12 9/12 10/12 11/12 12/12 13/12 14/12 15/12 16/12 17/12 18/12 19/12 20/12 21/12 22/12 23/12 24/12 25/12 26/12 27/12 28/12 29/12 30/12 31/12
 1/13 2/13 3/13 4/13 5/13 6/13 7/13 8/13 9/13 10/13 11/13 12/13 13/13 14/13 15/13 16/13 17/13 18/13 19/13 20/13 21/13 22/13 23/13 24/13 25/13 26/13 27/13 28/13 29/13 30/13 31/13
 1/14 2/14 3/14 4/14 5/14 6/14 7/14 8/14 9/14 10/14 11/14 12/14 13/14 14/14 15/14 16/14 17/14 18/14 19/14 20/14 21/14 22/14 23/14 24/14 25/14 26/14 27/14 28/14 29/14 30/14 31/14
 1/15 2/15 3/15 4/15 5/15 6/15 7/15 8/15 9/15 10/15 11/15 12/15 13/15 14/15 15/15 16/15 17/15 18/15 19/15 20/15 21/15 22/15 23/15 24/15 25/15 26/15 27/15 28/15 29/15 30/15 31/15
 1/16 2/16 3/16 4/16 5/16 6/16 7/16 8/16 9/16 10/16 11/16 12/16 13/16 14/16 15/16 16/16 17/16 18/16 19/16 20/16 21/16 22/16 23/16 24/16 25/16 26/16 27/16 28/16 29/16 30/16 31/16
 1/17 2/17 3/17 4/17 5/17 6/17 7/17 8/17 9/17 10/17 11/17 12/17 13/17 14/17 15/17 16/17 17/17 18/17 19/17 20/17 21/17 22/17 23/17 24/17 25/17 26/17 27/17 28/17 29/17 30/17 31/17
 1/18 2/18 3/18 4/18 5/18 6/18 7/18 8/18 9/18 10/18 11/18 12/18 13/18 14/18 15/18 16/18 17/18 18/18 19/18 20/18 21/18 22/18 23/18 24/18 25/18 26/18 27/18 28/18 29/18 30/18 31/18
 1/19 2/19 3/19 4/19 5/19 6/19 7/19 8/19 9/19 10/19 11/19 12/19 13/19 14/19 15/19 16/19 17/19 18/19 19/19 20/19 21/19 22/19 23/19 24/19 25/19 26/19 27/19 28/19 29/19 30/19 31/19
 1/20 2/20 3/20 4/20 5/20 6/20 7/20 8/20 9/20 10/20 11/20 12/20 13/20 14/20 15/20 16/20 17/20 18/20 19/20 20/20 21/20 22/20 23/20 24/20 25/20 26/20 27/20 28/20 29/20 30/20 31/20
 1/21 2/21 3/21 4/21 5/21 6/21 7/21 8/21 9/21 10/21 11/21 12/21 13/21 14/21 15/21 16/21 17/21 18/21 19/21 20/21 21/21 22/21 23/21 24/21 25/21 26/21 27/21 28/21 29/21 30/21 31/21
 1/22 2/22 3/22 4/22 5/22 6/22 7/22 8/22 9/22 10/22 11/22 12/22 13/22 14/22 15/22 16/22 17/22 18/22 19/22 20/22 21/22 22/22 23/22 24/22 25/22 26/22 27/22 28/22 29/22 30/22 31/22
 1/23 2/23 3/23 4/23 5/23 6/23 7/23 8/23 9/23 10/23 11/23 12/23 13/23 14/23 15/23 16/23 17/23 18/23 19/23 20/23 21/23 22/23 23/23 24/23 25/23 26/23 27/23 28/23 29/23 30/23 31/23
 1/24 2/24 3/24 4/24 5/24 6/24 7/24 8/24 9/24 10/24 11/24 12/24 13/24 14/24 15/24 16/24 17/2

15. Re: Doubling the number of students in the class. Doubling the number of students in the class would double the number of students in the class.

[illegible]

② Aufgabenteil d) $\rightarrow$ $\frac{1}{2} \cdot 1000 \cdot 1000 = 500.000$ €

③ Der chlor (na cogenes) in komplex (induced) angestrich
mit Transitionen (D. 2. 11)
④ Fe/Cu

JAP 10-2-81 2002

⑤ SW in chain of dust particles - logarithmic distribution

● No has a main self-interest. Duggi is very selfish & has
protection a pattern. Duggi then mention.

Answer: 6.444

16/iv. Обсуждение с Вами подготовленного Вами плана LDRB projects.
Второй 2-3 пункта, не рассмотрены, изложены в приложении.
названия, где proposals.

Положения:

① K. Attanasio (AP2) proposed a new argument that

(2) Co Volume 10, Collyer's Magazine (New York, N.Y., 1917), p. 100.

② C. Badger - (CPR - position, internal glands, temper - angry)

(9) V. Vinetura (The number of points in the set of all vertices)

⑤ M. Veenendaal - (NIU/ANL application + new SW slides) - Review ANL
- have new application kernel and give me changes, M-dynamics type descriptions.
give ANL-experiments description.

17/10 Name came from Jennifer LORR (AMC) who secured information on 10/10.
 - 1) SW location (BIS - Marcos); - 2) 20 km D distance; - 3) GMR location.

Receba e Micos o SW calculations (on commercial magazine (1980) first project)

Беседа с Клаус Аленхаген о возможном решении (информации в Н-Антеннах) и
судебной практике, судьям и новым судьям, программа для суда.

B/P Blauwame vloeibaar na SW-locatization (origine Maracaibo), via de
groeve (origine heel idem als gms. appropie van opdrift). Ontvangende systeem project
• Basis (SW & NE-streepes, foms, NE-does, volder-sensoren etc.)

Belega e M. Vandenbale - Vopano o cree' cheli 'Vdane' no 31 June 1971
 AM position (longitude 50/50% Siving, 1.4444444444444444 at 1711)
 Vopano e Vopano o cree' cheli 'Vdane' no 31 June 1971

19/12 Rings
MPD - vortex
s.d state



Packer Diagram (MPD) of ring (vortex - domain - s.d. states)
Domain: radius R , length $2\pi R$, thickness L .

(I) Vortex state: $W_m = 0$, $\text{div } \vec{M} = 0$, $(\vec{\sigma} \cdot \vec{n}) = 0$

$$W_m = \int AL \int_0^R \left[\frac{\sin^2 \theta(r)}{r^2} + \left(\frac{d\theta}{dr} \right)^2 \right] M_s^2 = \left| \theta(r) = \pi/2 \text{ everywhere} \right|$$

$$= \int AL M_s^2 2\pi \int_0^R \frac{1}{r^2} = 2\pi M_s^2 AL \ln \frac{R}{r_0} \rightarrow \frac{1}{M_s^2 V_r} W_m = \frac{2A}{(R^2 - r_0^2)} \ln \frac{R}{r_0}$$

(II) Single-domain state (in plane): $W_m = 0$, W_m for surface charges
NA: no precession $\vec{S} = \vec{z}$ or $\vec{S} = -\vec{z}$



$$W_m = \frac{1}{2} \int_R dS \int_R dS' \frac{\vec{\sigma}(\vec{r}) \cdot \vec{\sigma}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \frac{1}{2} \int_R dS \int_R dS' \frac{\vec{\sigma}(\vec{r}) \cdot \vec{\sigma}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} + \int_R dS \int_R dS' \frac{\vec{\sigma}(\vec{r}) \cdot \vec{\sigma}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

$$dS = dz \cdot r dr d\varphi, \quad |\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{(r - r')^2 + r^2 + r'^2 - 2rr' \cos(\varphi - \varphi')}$$

$$\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = \int_0^\infty dk e^{-k|\vec{r} - \vec{r}'|} J_0(k|\vec{r} - \vec{r}'|) = \int_0^\infty dk e^{-k|\vec{r} - \vec{r}'|} \sum_n J_n(kr) J_n(kr') e^{in(\varphi - \varphi')}$$

$$\begin{cases} \vec{\sigma}(\vec{r}) = \vec{\sigma}(r, \varphi) = \sigma_0 \cos \varphi, \quad \sigma_0 = M_s \text{ for } r = R \\ \vec{\sigma}(\vec{r}) = -M_s \cos \varphi \text{ for } r = r_0 \end{cases}$$

$W_m(RR) \propto W_m(r_0r_0)$ necessary $r/r_0 \rightarrow 0$, $\sigma_0 \sim F_1(r) = \left(\frac{d}{dt} f(r) \right) J_1^2(t)$

- precession: quasi-uniform in-plane magnetized cylinder $\propto \beta = \frac{L}{R}$ or $\beta = \frac{L}{r_0}$

$$\text{Inter-action term } W_m(R, r) = \int_R dS \int_r dS' \frac{\vec{\sigma}(\vec{r}) \cdot \vec{\sigma}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} = -M_s^2 \int_R dS \int_r dS' \cos \varphi \cos \varphi' \times$$

$$+ \int_0^\infty dk e^{-k|\vec{r} - \vec{r}'|} \sum_n J_n(kr) J_n(kr') e^{in(\varphi - \varphi')} = -M_s^2 2L \int_0^\infty dk \frac{f(kL)}{k} (R, r) \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos \varphi \cos \varphi' \times$$

$$+ \sum_n J_n(kR) J_n(kr) e^{in\varphi} e^{-in\varphi'} = -M_s^2 2LR \int_0^\infty dk \frac{f(kL)}{k} \sum_n J_n(kR) J_n(kr) \int_0^{2\pi} d\varphi \cos \varphi e^{in\varphi} \int_0^{2\pi} d\varphi' \cos \varphi' e^{-in\varphi'}$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \cos \varphi e^{in\varphi} = \int_0^{2\pi} d\varphi \frac{1}{2} [e^{i\varphi} + e^{-i\varphi}] e^{in\varphi} = \frac{1}{2} 2\pi [\delta_{n,1} + \delta_{n,-1}]$$

$$|\int_0^{2\pi} d\varphi \cos \varphi e^{in\varphi}|^2 = \pi [\delta_{n,1} + \delta_{n,-1}]^2 = \pi^2 [\delta_{n,1} + \delta_{n,-1} + 2\delta_{n,1}\delta_{n,-1}]$$

$$\rightarrow W_m^{\text{int}}(R, r) = -M_s^2 2LR \int_0^\infty dk \frac{f(kL)}{k} \sum_n J_n(kR) J_n(kr) \pi^2 [\delta_{n,1} + \delta_{n,-1}] =$$

$$= -M_s^2 2LR \int_0^\infty dk \frac{f(kL)}{k} J_1(kR) J_1(kr)$$

$$W_m(R) = M_s^2 LR^2 \cdot 2\pi^2 \int_0^\infty dk f(kL) J_1^2(kR) = M_s^2 LR^2 \cdot 2\pi^2 \left(\frac{d}{dt} f(r) \right) J_1^2(t)$$

$$\frac{1}{M_s^2 V_r} W_m(R) = \frac{1}{M_s^2 \pi R^2 L} = 2\pi \left(\frac{d}{dt} f(r) \right) J_1^2(t) = \frac{1}{2} N_v(r)$$

$$\text{No vortex ring } V_r = \pi L (R^2 - r^2)$$

$$W_m^{\text{tot}} = W_m(R) + W_m(r) + W_m^{\text{int}}(R, r)$$

$$W_m^{\text{tot}} = M_s^2 2\pi^2 LR^2 F_1(4R) + M_s^2 2\pi^2 Lr^2 F_1(4r) - 2\pi^2 2M_s^2 LR \int_0^\infty dk f(kL) J_1(kR) J_1(kr)$$

$$\frac{1}{M_s^2 V_r} W_m^{\text{tot}} = 2\pi \frac{R^2}{(R^2 - r^2)} \left(\frac{d}{dt} f(kL) J_1^2(kR) + \frac{r^2}{(R^2 - r^2)} \left(\frac{d}{dt} f(kL) J_1^2(kr) - 4\pi \frac{Rr}{(R^2 - r^2)} \left(\frac{d}{dt} f(kL) J_1(kR) J_1(kr) \right) \right) \right)$$

invariance in $R^2 J_1^2(R) + r^2 J_1^2(r) - 2Rr J_1(R) J_1(r) =$
 $= R J_1(R) [J_1(R) R - r J_1(r)] + \dots = [R J_1(R) - r J_1(r)]^2$

$\frac{1}{M_s^2 V_z} W_m^{tot}(R, r) = \frac{2\pi}{(1-\beta^2)} \int_0^\infty \frac{dk}{k} f(kL) [J_1(kR) - \beta J_1(kr)]^2$, $\beta = \frac{r}{R} \leq 1$.
 $\beta = L/R$

for cylindrical in plane polarized state of the ring

$\frac{1}{M_s^2 V_z} W_m^{tot}(\beta, \beta) = \frac{2\pi}{(1-\beta^2)} \int_0^\infty \frac{dk}{k} f(kL) [J_1(k) - \beta J_1(\beta k)]^2$ - 11 s.d.

Due vortex state: $\frac{1}{M_s^2 V_z} W_m^{tot} = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \frac{1}{1-\beta^2} \ln \frac{1}{\beta}$, $R_0^2 = \frac{2A}{M_s^2}$

In-plane eff. demag factor $N_x^{ef}(\beta, \beta) = \frac{4\pi}{(1-\beta^2)} \int_0^\infty \frac{dk}{k} f(kL) [J_1(k) - \beta J_1(\beta k)]^2$

$N_x^{ef} + N_y^{ef} + N_z^{ef} = 4\pi$ $\rightarrow N_z^{ef} = 4\pi - 2N_x^{ef}$ $\rightarrow \frac{W_m^{tot}}{M_s^2 V_z} (1) = \frac{1}{2} N_z^{ef}(\beta, \beta)$

- In-plane 1 - single-domain (saturated) state.

Vortex $\frac{1}{M_s^2 V_z} W_m^{tot}(R, \beta) = \left(\frac{R_0}{R}\right)^2 \frac{1}{(1-\beta^2)} \ln \frac{1}{\beta}$

Onfiguration $L_{ex} = R_0 = \frac{\sqrt{2A}}{M_s}$. With $A = 1.3 \cdot 10^{-6} \frac{J}{cm}$, $M_s = 800 \text{ G}$ (use
 to OOMF - solver) $R_0 = 20.16 \text{ nm} \approx 20 \text{ nm}$.

B. co. Scholz-vortex-JMM $R_0 = \frac{\sqrt{2A}}{M_s} = 5.69 \text{ nm} \approx 5.7 \text{ nm}$

B. Gus - PRB'02 $R_0 = 14 \text{ nm}$ $C = 2A = 1.3 \cdot 10^{-6} \frac{J}{cm}$, $R_0 = 14 \text{ nm}$ (B. V. P. 02)

B. Gus - APL'01 $R_0 = \frac{\sqrt{C}}{M_s} = \frac{\sqrt{2A}}{M_s} = 18 \text{ nm}$ (for over saturation M_s ?)

B. Novosad - PRB'02 $R_0 = 14 \text{ nm}$

Wolfeville source L_{ex} Spain & PRL comment, B. Novosad comment
 to vortex-MPD in Metlov-JMM'02

Tru. paper Vortex - 11 s.d. line. File Ring-MPD.mcd. $\beta = \frac{r}{R} = 0.5$
 $R_0 = 20 \text{ nm}$

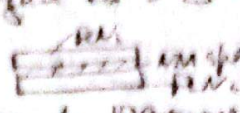
L/R_0	0.56	0.6	0.5	0.45	0.40	0.35	0.30	0.25	0.20	0.15	0.10
R_0/R_0	0.705	0.695	0.724	0.743	0.766	0.797	0.837	0.893	0.976	1.111	1.387

Leton gammae for $R_0(L)$ xopano corae. e micromag. calcs by Bane
 (y vero $L_{ex} = 18 \text{ nm}$ que MPD, u/m $L_{ex} = 20 \text{ nm}$ the R_0, L_{ex} nago guenobito ka 10%)

Handcane reg. report na JMM-Gu-stives-Roussigne. Vortex-sensor grant. 20-
 Zancane SRC-Ranson application. Hancock several of spin-
 valve transition for grant (e-transport Zancane or e-scattering
 na SW & spin-valve, T.E. & group. SW element of rectan. element, narrow
 penan qngg. Zancane o SW-element, SW-localization).

Reg. Vortex-sensor application. Hancock/reg. ERC-proposal/Abstract 22/IV

Becega c M. Norman (offer nochan guproya res. no mesoscopic
 physics, no on nova ne exham). Noezgna b NW Uni, Chicago k Prof.
 A. Freeman. On une upegonu postdoc position, no ne exham
 Becega c Suzanne te Velthuis (MSD) o upegonu spin-stop b AF multi layer 30 11 by
 (K. M. Motreanu)

Spin-polarized neutron scattering Parvez et al. & SW-act, stripes.
 Magnonics: p-wave helices in sandwiches  AFM
 Coupling:  - vortex in ring configuration to p-wave coupling.
 u. minor FM of coils. Various configurations for wave vector q and k .

24/IV Harman ANL-bugsp. papers: Holczer: spin-valve transistor, harmonic resonance hot electrons na SW & spin valves (rectangular elements), gap zero conductance SW magnonics.
 → Dossing na clamping APS division - Magnet. dynamics in patterned films.
 Dossing & Attenhofer (xover resonance) - yfalskhet - magnet que omkarar dynamics).

25/IV Regimjohanna APS - Attenhofer proposal. Zonen papper (24/IV) HAMR papers by J. Hiltfeld ugr.

28/IV Bugsp. Freda & Seagate. Power - obryngelne SWR & δ^M - dots. Havnika mekano planatb ant-gr. que CP.
 Oberon na e-mails, harmoniska za 2-kegle. Neras SRC-application.

29/IV Hognorobus omraku papers, cover-letter, ref. letters etc. que Swed. Res. Council application.
 → Beega & Roy (o upogulrum neei nozumen nureo onfeg. ne robyum, osemu elogme nob. c. Kinger - agra abera Malaka (?), osemu. recem. letter to Sweden.
 → Beega & Omeron: berendeb OT-DW-movement paceru que HAMR u FERh double-layers que HAMR reducing of H_c .
 Confabun oryag as AOR membership by Fax.

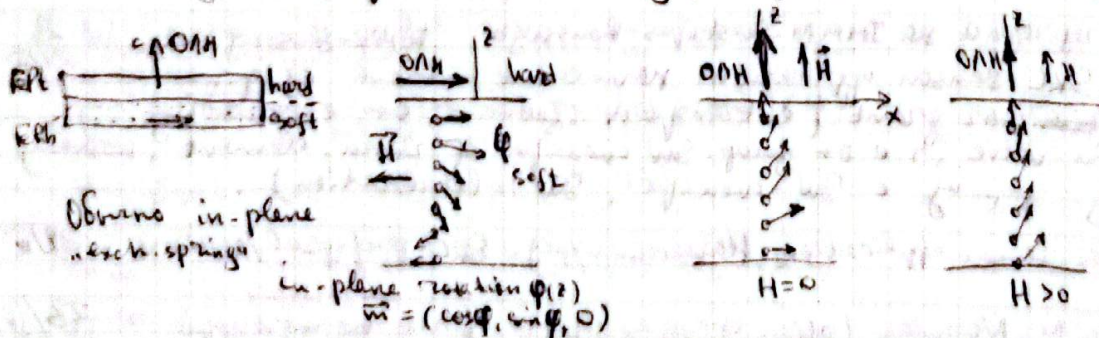
HAMR

30/IV Confabun application to the Swedish Res. Council (with u. Hanson).
 Zaxomus u confabun obei prog. report, buromu ryga RPT/ERh double layers - vponny interpretation by Thiele et al., APL, Apr. 28, 2003.

RPT

Double-layer RPT/ERh - nepevnamubemue var exchange spring magnet - (hard) (soft) - oncos konstrump. ymensumue H_c of RPT.

J_{12} - Interlayer Coupling - FM? Havnorobare $K_1(T)$ of RPT.
 Cozagaba bi-layer F_1/F_2 H_c nureo ne vortko nolligum, no u nobakum (u p AFM-coupling, compensation $M_1 \chi_1 \neq M_2 \chi_2$, $m \neq 0$)



Due chain model (no dependence on ϕ) $\vec{m} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta)$, $\theta(z), \phi(z)$.
 $H \parallel OZ$, $OH \parallel OZ$. Mogen: a) $\phi = \phi_0 = \text{const}$, $\theta(z)$; b) $\phi(z), \theta(z)$, ~ Bloch wall $c m_z \neq 0$
 ~ Nul will

HAMR 2/1
 Curve $M_2(z)$


Расср. δF
 $\delta F = 0$
 $\frac{d^2 M_2}{dz^2} = -AM_2 + BM_2^3 + \left(\frac{1}{2}\right) \{H_2'(z) M_2(z)\}$

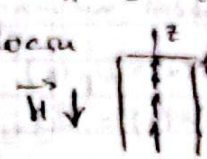
с незначительным $M_2(1) - M_2(0)$ в HAMR-гэтин.

Энергия барьера W_m $W_m \sim \frac{\pi}{2} (M_{21} - M_{22})^2 \approx 2\pi M_{21}^2$
 $E_{cr} = \frac{\pi}{2} (\delta M_2)^2 \approx \frac{1}{2} \approx \frac{M_2^2}{L^2}$ $\frac{\pi}{2L^2} = \frac{10^{-12} \text{ Дж}}{(10 \cdot 10^{-9} \text{ м})^2} \approx 1$ во единицах 2H.

$F[M_2(z)] = -\frac{1}{2} AM_2^2 + \frac{1}{4} BM_2^4 + \frac{1}{2} M_2 \{H_2'(z) M_2(z)\} + \frac{1}{2} \kappa \left(\frac{dM_2}{dz}\right)^2$, $F = \int dz F[M_2]$

Мы рассматриваем процесс в области z и границах $z=0$ и $z=L$.
 Возмущение $M_2(z) = 0$ экспоненциально затухает. $F = F(z_0, \delta)$, $\delta \sim \frac{H_2}{2H_0}$.
 Но нам, впр. - а (интерпо-гэтин) где $M_2(z)$ имеет максимум.

→ Итого найдем неустойчивость! Иск. $M_0(z)$ - state, om. reversal mode $\vec{r}(z)$ при $H \parallel -\vec{z}$ в обратн. направлении.

Тогда неустойчивость $\vec{r}(z)$  $\vec{r}(z)$ - holds for $M(z)$ in the plane of $\vec{r}(z)$

→ При этом неустойчивость имеет локацию в б.т. и не зависит от M_2 .
 Можно в $F(z_0, \delta)$ заменить δ на $M_2(z) \sim H_2(z)$,
 во время неустойчивости $\mu(z)$, т.к. процесс барьера и фазы.
 Иск. $M_0(z)$ соответствует $H_2(z)$, которое темперируется.

Дал. @-модуль $F = -\frac{1}{2} AM_2^2 + \frac{1}{4} BM_2^4 - \frac{1}{2} H_2(z) M_2(z) + H_2 M_2(z) + \frac{\kappa}{2} \left(\frac{dM_2}{dz}\right)^2$, $H_2 < 0$

$F[M_2] = \int dz F(M_2)$, $M_2(z) = M_2^0(z) + \mu(z)$ и $M_2^0(z)$ дает min F.

$F[M_2] = \int dz F(M_2) = \int dz [F(M_2^0 + \mu)] = \int dz F(M_2^0) + \int dz \frac{\delta F}{\delta M_2}(M_2^0) \mu + \frac{1}{2} \int dz \frac{\delta^2 F}{\delta M_2^2}(M_2^0) \mu^2$

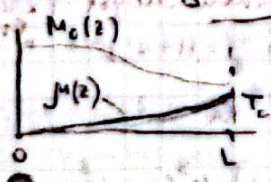
Итого $F(M_2^0 + \mu) = F(M_2^0) + \frac{1}{2} F''_E \mu^2$, где $E \sim \mu_2(z)$ - mean value, характерный амплитуды reversal моды $\mu_2(z)$.

$F''_E(H_2) = 0$ дает уравнение для nucleation field $H_2(z)$.

$F(M_2^0 + \mu) = -\frac{A}{2} (M_0 + \mu)^2 + \frac{B}{4} (M_0 + \mu)^4 - \frac{1}{2} (M_0 + \mu) \int dz g_{zz} (M_0 + \mu)(z) - H_2 (M_0 + \mu) + \frac{\kappa}{2} (M_0' + \mu')^2$

$F(M_2^0 + \mu) = F(M_2^0) - \frac{A}{2} \mu^2 + \frac{B}{4} 6M_0^2 \mu^2 - \frac{1}{2} \mu \int dz g_{zz} \mu(z) + \frac{\kappa}{2} (\mu')^2$

→ Почему H_2 не равно барьеру в неплотной μ^2 ? Как не возрост H_2 -
 Можно рассуждать по-другому, в котором μ имеет значение барьера $F(\mu)$ и



Каково $\mu(z)$ барьер для @ reversal моды? @ - mean. Mol
 Due @ - reverse. моды имеют парам. зависимость $(M_1) = \cos \theta$
 гр. - с Stoner-Weyl-RRS93:

Нужно найти reversal mode $-\frac{2A(z)}{M_0(z)} \frac{d^2 M}{dz^2} + \frac{2K_1(z)}{M_0(z)} m(z) = H_n m(z)$, $m = m_x, m_y$, $H_n = m_x, m_y$

$M_0(z) = \hat{M}(1 - kz)$ или $M_0(z) = \hat{M}(1 - kz^2)$, $k > 0$

Для FePt, $K_1 \sim M_0^2$ и тогда $\frac{2K_1}{M_0} = \frac{2\lambda M_0^2}{M_0} = \lambda M_0(z) = H_k(z)$

Видим, что $A = \frac{1}{2} dM_0^2$, λ or $T \propto z^2$ не забывает.

(a) $-dM_0(z) \frac{d^2 m}{dz^2} + \lambda M_0(z) m = H_n m(z)$, $M_0(z)$ — известная $\hat{M}$.

$-\lambda M_0(z) = -\lambda \hat{M} (1+kz^2) = +\lambda \hat{M} [-1+kz^2]$, если $A \propto M_0$, то

$-\frac{d^2 m}{dz^2} + [-\lambda + kz^2] m(z) = 0$, $\lambda > 0$ — гур. гр. (примечание), $m(z) \propto e^{-z^2/4} H_n(\frac{z}{2})$
 $\lambda < 0$ — const. гур. гр. (примечание) — неустойчивость.

→ физический смысл $A = \frac{d^2 M_0}{dz^2}$, тогда гр. Skowski — Geeg:

$-d^2 \frac{d^2 m}{dz^2} + \lambda M_0(z) m = H_n m$, $\frac{d^2 m}{dz^2} + \frac{\lambda \hat{M}}{d^2} [-1+kz^2] m = -\frac{1}{d^2} H_n m$

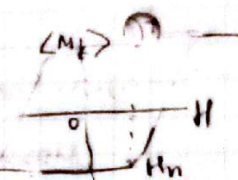
$m'' - \frac{\lambda \hat{M}}{d^2} m + \frac{\lambda k \hat{M}}{d^2} z^2 m = -\frac{1}{d^2} H_n m$, $m'' + \frac{\lambda k \hat{M}}{d^2} z^2 m = \frac{1}{d^2} [\lambda \hat{M} - H_n] m$

$(\frac{\lambda k \hat{M}}{d^2})^{1/2} z^2 = x$, $x = \frac{\lambda k \hat{M}}{d^2}$, $\frac{d^2 m}{dx^2} + x^2 m = \frac{1}{x^{1/2}} \frac{1}{d^2} [\lambda \hat{M} - H_n] m(x)$, $m'' + x^2 m = \Lambda m(x)$

— const. гр. (гармон. осциллятор) неустойчивость.

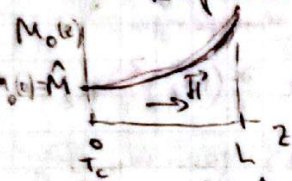
гр. парабол. осциллятор $\begin{cases} u''(x) + (\rho + \frac{1}{2} - \frac{x^2}{4}) u(x) = 0 \rightarrow u(x) = D_p(x) \\ u''(x) + (\lambda + x^2) u = 0 \rightarrow u(x) = D_{-1+i\lambda}(x) \end{cases}$

гр. парабол. осциллятор $\psi''(x) + (\lambda - x^2) \psi(x) = 0$, $\psi(x) = e^{-x^2/2} H_n(x)$



Вспомогательная $-d^2 m'' + \lambda M_0(z) m = H_n m(z)$ — Skowski $(A = \frac{1}{2} d^2 M_0)$

известная const. неустойчивость $M_0(z) = \hat{M} (1+kz^2)$, $k > 0$
 $(z=0 - \text{намагниченность в центре зерна})$



$m'' - \frac{\lambda}{d^2} \hat{M} (1+kz^2) m = -\frac{1}{d^2} H_n m$, $m'' - \frac{\lambda \hat{M} k}{d^2} z^2 m = \frac{1}{d^2} [\lambda \hat{M} - H_n] m$

$x = \frac{\lambda k \hat{M}}{d^2}$, $x^{1/2} z^2 = x^2$, $\frac{d^2 m}{dx^2} - x^2 m = \frac{1}{x^{1/2}} \frac{1}{d^2} [\lambda \hat{M} - H_n] m$ — гр. парабол. осциллятор

C3 $\Lambda = -\frac{1}{d^2 x^{1/2}} [\lambda \hat{M} - H_n]$, $m'' + [\Lambda - x^2] m(x) = 0$, $\Lambda > 0$ и const гр

$\Lambda_n = 2n+1, n=0,1,2,\dots$, $\Lambda = -\frac{1}{d^2 x^{1/2}} \lambda \hat{M} + \frac{1}{d^2 x^{1/2}} H_n$, $H_n = d^2 x^{1/2} \Lambda + \lambda \hat{M} > 0$

Min $\Lambda_n = 1$ const. min H_n — nucleation field: $\hat{M} = M_0(z=0)$

$H_n = d^2 x^{1/2} + \lambda \hat{M}$, $H_n = d^2 \sqrt{\frac{\lambda k \hat{M}}{d^2}} + \lambda \hat{M} = \hat{M} [\lambda + \sqrt{\frac{\lambda k d^2}{\hat{M}}}]$

$H_k = \lambda M_0(z)$, $H_n = \lambda \hat{M} [1 + \sqrt{\frac{k d^2}{\lambda \hat{M}}}]$, $[k] = \frac{1}{\text{cm}^2}$, $[d^2] = \text{Oe} \cdot \text{cm}^2$.

$M_0(z) = \hat{M} (1+kz^2)$, $M_0(0) = \hat{M}$, $M_0(L) = \hat{M} (1+kL^2)$, $k = \left[\frac{M_0(L)}{M_0(0)} - 1 \right] \frac{1}{L^2}$

$H_n = H_k(0) \left[1 + \sqrt{\frac{k d^2}{H_k(0)}} \right]$ — поле nucleation (примечание) d^2 — const. неустойчивость в $\frac{\omega}{F} = H + d^2 z^2$ "ондэн"

Вычисляем $\frac{k d^2}{H_k(0)}$: $d^2 \approx \frac{2 \langle A \rangle}{\langle M_0(z) \rangle} \approx 2 \cdot \frac{10^{-6} \text{ erg/cm}}{10^3 \text{ Oe}} \approx 10^{-9} \text{ Oe} \cdot \text{cm}^2$

$H_k = k d^2 = \left[\frac{M_0(L)}{M_0(0)} - 1 \right] \frac{1}{L^2} d^2 = \left[\dots \right] \frac{10^{-9} \text{ cm}^2}{(10^{-6} \text{ cm})^2} \text{ Oe} = \left[\frac{M_0(L)}{M_0(0)} - 1 \right] \cdot 10^3 \text{ Oe} \approx 10^3 \text{ Oe}$

$\frac{H_{ef}}{H_k(0)} \approx \frac{10^3 \text{ Oe}}{H_k(0)} \leq 1$, но $\frac{k d^2}{H_k(0)}$ может быть $\gg 1$, если $T(0) \neq T_c$, $M_0(0) \rightarrow 0$, $H_k(0) \rightarrow 0$.

Тогда $H_n \approx \sqrt{H_k(0) H_{ef}}$, $T(0) \rightarrow T_c$. Отсюда $\sqrt{H_k(0) H_{ef}} = \frac{1}{2} M^2 + \frac{1}{4} M^4$ не применима при $T \rightarrow T_c$.

$\frac{5}{6}$
HAMP

The above temperature M/F was
on the m. reversal of grain.

$$\frac{\delta T}{\delta M} = 0 \text{ и по условию макс (мин или макс)}$$

$$\left. \frac{\partial F(\alpha)}{\partial \alpha} \right|_{\alpha=0} = 0 \quad \text{crit. point } M_0(2).$$

$$\frac{\partial F}{\partial M} + \lambda \frac{\partial F}{\partial M'} = 0 \quad \text{при } \lambda = 0 \quad \text{Значит}$$

$\frac{dM}{ds}$ negativ.

$$) + \frac{\partial F}{\partial M} dM + \frac{\partial F}{\partial M'} dM' + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial M^2} d^2 M + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 F}{\partial M'^2} d^2 (M')^2 +$$

возвращен, но $\mu(z)$ - max на T_c -краю $\mu(z) = \frac{0}{T_c}$
и быстро спадает к холм. краю $\text{grad}(\mu(z)) \leq 0$

if $\mu \in \mathcal{M}_+(\mathbb{R}^n)$ then $\mu \in \mathcal{M}_+(\mathbb{R}^n)$ if and only if $\mu \in \mathcal{M}_+(\mathbb{R}^n)$.

$$\left[\int dz \left\{ \frac{\partial F}{\partial m} - \frac{d}{dz} \frac{\partial F}{\partial m'} \right\} M(z) + M(z) \frac{\partial F}{\partial m'} \Big|_0^L \right]$$

Обыкновенное
указание

$$\mu(z) = \tanh\left(\frac{z-L}{\theta}\right), \quad \theta = \infty \text{ const, } \mu = 0 \text{ - yepuimboia uex. } M_0(z).$$

$$\mu(z) = \mu_0 e^{-\theta z^2}, \quad \theta \rightarrow \infty, \quad \mu(z) = \frac{\mu}{1 + \theta z^2}$$

$$\mu(z) = \cos(bz) - 1 - ?$$

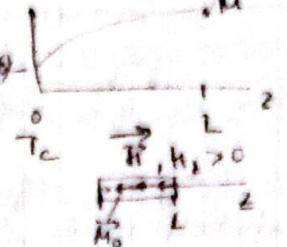
$$M' \frac{\partial F}{\partial M'} \Big|_{M=0} + \frac{d^2}{2} \left[M^2 \frac{\partial^2 F}{\partial M^2} + (M')^2 \frac{\partial^2 F}{\partial M'^2} \right] \Big|_{M=0}$$

$$\left. \frac{\partial^2 F(x)}{\partial x^2} \right|_{x=0} \sim \int d^2 \left[m^2 \frac{\partial^2 F}{\partial m^2} + \partial^2 (m')^2 \right]_{M=M_0}$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial M^2} = -A + 3BM^2 + (\text{dip. внос}) = \left| M_0^2 = A/3 \right|_{\text{только в дип. внос}} = -A + 3BM_0^2 + (\text{dip. внос})$$

где $d=1$ в осн. регионе. $F[M] = F[M_0] + \mu(\dots) + \mu^2(\dots)$ и означим $F[M_0 + \mu]$
 как функцию $\mu(z, \bar{z})$. Визуально $\mu \sim \bar{z}^2$. Дано в том, что μ
 $M_0(z)$ вообще не лбс. (осн. решением $\frac{\partial F}{\partial M} - \frac{d}{dz} \frac{\partial F}{\partial \bar{M}} = 0$, а $M_0(z)$ не связано
 условием $T(z) / T. \bar{z}$ лбс. Уравнением условием. $\mu(z)$ удовлетворяет
 в области $M_0(z)$.
 Если $M_0(z)$ — есть решение уравнения осн. области, неким задан.

Взг $M(z) = H_2$ имеет одну точку от минимума $M_0(z) = \hat{M} [1 - (\frac{z-L}{L})^2]$ $M_0(0) = \hat{M} [1 - \frac{L^2}{L^2}]$
 где $M_0(z)$ - миним. $\hat{M}_0$.
 $A M_0^2 < 0$ - критическая Т.

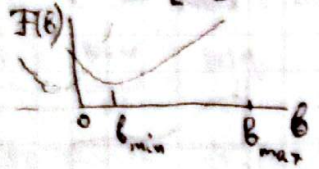


MCAD: HAMR-reversal DW med

1) $\ln(\frac{z-L}{L}) \approx \text{const}$ где миним. $b \sim 1$. 2) Взг $F(b) = \int dz F(M, M', b)$ зависит от возр. длины A и B . H_2, H_d, α - численно извлечены.
 A и B из exchange energy (uniform) decomposition и $M_0^2(z) = \frac{A}{B}$

Собственно, надо показать, что мин. H_n - (a) может $\gg H_n$ - наоборот (b) - может с $|M_0(z)| \neq \text{const}$ но $|M| = \text{const}$. Тогда (b) может иметь место на $M(H)$.
 где $1/L$ - а миним. симметричной сеченкой, что эквивалентно ΔE зависимости.
 (a) может - DW очень высокая и сдвиг H_n велико (10^6 эВ).

$F[M] \rightarrow F(b)$. $F(b) = F(0) + F'_0(b)b + \frac{1}{2} F''_0(b)b^2$
 Min $F(b)$ по b есть если $F''_0(b) > 0$, а $F'_0(b) = 0$
 где $b_{\min} > 0$. $b_{\min} = -\frac{F'_0(b)}{F''_0(b)}$



Т.е. $b_{\min} = f(H_2)$ и надо найти также H_2 , что 1) $F(b)$ имеет миним; 2) $b_{\min} > 0$.

$$F''_0(b) \sim \int dz [M^2 \frac{\partial^2 F}{\partial M^2} + \alpha (M')^2] \text{ должно } > 0$$

$\rightarrow F'_0(b) = 0$ где H_n |M| - может (a). И при этом $M_0(z)$ не есть сдвиг сдв. сдв. без мин.

Т.е. H_n это мин. возр. миним. $b_{\min} \neq 0$,
 и при $H_2 = H_n$ получается $M_0(z)$ - распределение симметричное, т.е. при $H_2 > H_n$, $b_{\min} > 0$ ($b=0$ сдв. $M(z) = M_0(z)$, $M'(z) = 0$).

$$\rightarrow F'_0(b) \sim \int dz [M \frac{\partial F}{\partial M} + M' \frac{\partial F}{\partial M'}]_{M=M_0(z)} = 0 \text{ условие где } \text{упр. на } H_n \text{ (a) может.}$$

и вводя разность $M(z)$ нужно найти миним. H_n и/или генер. $M_0(z)$.

$$\frac{\partial F}{\partial M} = -AM + BM^3 = H_d(z) - H_2; \quad \frac{\partial F}{\partial M'} = \alpha M' \quad b^4 - \text{коэффициент } M(z).$$

$$\rightarrow I(b) = \int_0^L dz [M(z) \{-AM + BM^3 - H_d - H_2\} + M'(z) \alpha M'(z)]_{M=M_0(z)} = \int_0^L dz M(z) [-AM + BM^3 - H_d - H_2 - \alpha M''] + \alpha M(z) M'(z)|_0^L$$

Взгн. что $H_n \approx -AM + BM^3 - \alpha M'' - H_d$ где миним. $M(z)$, если $\frac{dM}{dz}|_0 = 0$.

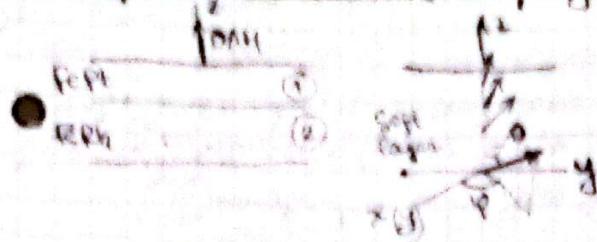
$$AM^2 \sim I \cdot M^2 \text{ миним. } I \approx 200 \text{ мВ на параметр } \text{сдв. на сдв. } \text{Reft}$$

$$MFA: \lambda \approx 10^3 - 10^4, \text{ т.е. } H_n \approx \lambda \langle M_0 \rangle - \text{большое мин.} \gg H_n \text{ (невозр. миним.)}$$

То же как H_n (невозр. мин.) $\approx H_n(0) \approx \lambda \langle M_0 \rangle$, $\lambda \approx 10$: $\rightarrow H_n \approx 10^3$ эВ - |M| - может сдв. с сдв. 1/L.

$\rightarrow$ вывод: и тогда - DW с переменным |M| не существует где
 если $T \rightarrow T_c$

NAME FePt/FeRh - exchange spring bilayers cu. 30/100 Exchange Spring



$$\vec{m} = (\sin\theta \cos\phi, \sin\theta \sin\phi, \cos\theta)$$

$\vec{m} = \vec{M}/M_s$ b soft layer

$$F_s = A[(\nabla\theta)^2 + \sin^2\theta(\nabla\phi)^2] + W_A(\vec{m}) + 2\pi M_s^2 - H_s M_s$$

$$F_h = -K_1 \cos^2\theta_h + 2\pi(M_h^2) - H_2 M_h^2, \quad F_{sh}^{int} = -J_{12} \vec{M}_s \vec{M}_h \delta(z) - \text{exchange spring}$$

Как в упре-88 / uniaxial $H_{A1} = \frac{2K_1}{M_h}$ - 1 anisotropic hard layer

в упре 88, концы слоев $W_m = 2\pi(m_1^2 + m_2^2)^2$, $m_j^2 = m_j \cos\theta_j$
 $m_j^2 = M_j^2 \delta_j$

Также группа магнетостатических не uniform layers ($M_2(z)$ - FeRh может быть non-uniform) не negligible.

Для тонких, но uniform слоев $W_m = 2\pi(M_1^2)^2 \delta_1 + 2\pi(M_2^2)^2 \delta_2$
 $d_{FePt} \sim 30 \text{ nm}$, $d_{FeRh} \sim 60-120 \text{ nm}$, так что FePt еще можно считать как uniform слой, но FeRh - бегущая волна.

- Итого:
- I) Упрощенные тонкие слои; MFD и $M_2(H_2)$ нормированы в упре '88
 - II) Двухслойная тонкая, но uniform среда - $M_2(H_2)$ около в упре '88 а для MFD $H_{A1} = \alpha'$ не зависит
 - III) FePt - uniform, FeRh - exch. spring - бего нормированы $\vec{m}_2(z) = \vec{m}(z)$ и $M_2(H_2)$.

Хотим бы считать III случаи к II с effective parameters слоев.

$$F_{ex}^{int} = -J_{12} \vec{M}_1 \vec{M}_2 \frac{1}{d} \text{ б обмен. магнетостат. энергии. } d = d_1 + d_2, d_j/d = v_j.$$

В упре $\Phi_{ex} = \alpha' \vec{m}_1 \vec{m}_2 = \alpha' \vec{M}_1 \vec{M}_2 v_1 v_2$, т.е. $\alpha' v_1 v_2 = -J_{12}/d = \alpha'$

Для I) считаем $H_{A1} > 4\pi \frac{m_+^2}{m_1}$, $m_{\pm} = m_1 \pm m_2$, тогда получаем в (1) фазу μ $\alpha' < 4\pi \frac{m_+}{m_1}$, т.е. $J_{12} > 4\pi \frac{m_+}{m_1} d v_1 v_2$.

$v_1 \approx 1/4$, $v_2 \approx 3/4$, тогда $M_s(\text{FePt}) \approx 1000 \text{ G}$, $M_s(\text{FeRh}) \approx 1200 \text{ G}$ при $T = 100^\circ \text{C}$

$$\frac{m_+}{m_1} = \frac{10^3/4 + 1.2 \cdot 10^3/4}{10^3/4} = 1 + 1.2 \cdot 3 = 4.6, \quad \frac{m_2}{m_1} \approx 3.6 (!)$$

$$\left(\frac{J_{12}}{d}\right)_c = 4\pi \frac{m_+}{m_1} v_1 v_2 = 4\pi \cdot 4.6 \cdot \frac{3}{16} \approx 10, \quad E_{ex}^c = J_{12} M_1 M_2 \approx 10^4 \cdot 10^3 \cdot 1.2 \cdot 10^3 \text{ эрг/см}^2 = 1.2 \cdot 10^2 \text{ эрг/см}^2$$

$$(J_{12})_c \approx 10 \cdot d \approx 10 \cdot 90 \text{ nm} = 10^{-4} \text{ эрг/см}^2$$

Согл. 1/2 атомный exch. integral J соосб. $J_{12} \sim 10^3 \text{ эрг/см}^2$.

т.е. микроскоп FePt/FeRh с $d \approx 100 \text{ nm}$ в (1) (0,0) uniform state угрозено не будет.

$$4\pi m_+^2/m_1 = 4\pi \frac{m_+}{m_1} m_+ = 4\pi \cdot 4.6 \cdot 1.1 \text{ кОе} \approx 60 \text{ кОе. при } T = 20-100^\circ \text{C}$$

т.е. даже $H_{A1} > 4\pi m_+^2/m_1$ - не выполнено, и получаем в (1) фазу

сов. MFD (1) - упре. Это микроскопический $M(H)$ - Thiele's.

Так что либо надо уменьшить $E_{ex}^{int} \sim 10^2 \text{ эрг/см}^2$, или забыть о (1) - микроскопическом слое с обменом W_m , если даже $J_{12}/d > (J_{12})_c$, то получаем в (1) фазу.

$$H_{ex} \approx \left(\frac{J_{12}}{d}\right) M_{12} \approx 10 M_{12} \approx 10^4 \text{ Ое}, \quad H_{ex} = 4\pi M_s, \quad H_{A1} \text{ и Eq. (9) упре}$$

надо учесть, особенно, уравне Eq. (8).

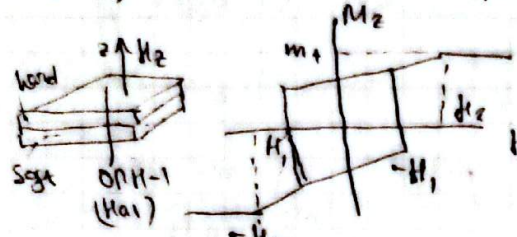
С другой стороны $H_{ex} \sim 10^4$ oe — слишком много, поэтому
 было $H_{ex} \leq 10^3$ oe и Eq. (9) применимо ($cm_j \rightarrow M_j$).

→ Fig. 38 и 39 внешне представляют собой неск. однородных
 слоев. Однородная модель (II) $\subset W_m = 2\pi(M_1^2)^2 v_1 + 2\pi(M_2^2)^2 v_2$ будет
 бегать конъюгировать с exch. spring в RbH-сое — модель (III).

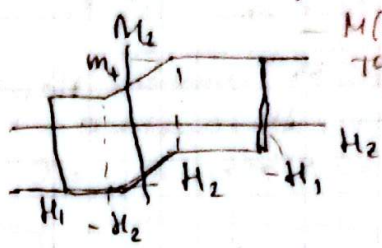
6/v

Для (II) — чистых слоев, но однородных ($H_{ex}^{12} \sim 10^3$ oe):

$M_z(H_z)$ к/мг. неле $H_{1,2} = \min_{\max} (4\pi M_1 - H_{a1} \mp \delta' m_2, 4\pi M_2 + H_{a2} \mp \delta' m_1)$



$|H_1| < H_2, H_{a1} > 4\pi M_1$



$|H_1| > H_2, H_{a1} > 4\pi M_1$

→ Беседа с Xiaowei, высказал ей RPT/PerH paper by Thiele' os, в том там эппелс и как я сообразил нормальное $H_{sw}(T)$.
 Экзакт, но оп. где менее климат в seq. media по ионной диффуз.

→ Беседа с Andreas, коротко сказал ему о глвх моментах nucleation
 field H_n in DT-grain и "exchange-spring" picture H_{sw} в RPT/PerH.
 Julius'a и Ganjings не засади (Julius написал e-mail о беседе). Roy, Erik
 vortex modes.

→ Переговоры и обсужда в Ph. Rev. B paper "SW-Tamam" по гун. взаимодействий SW.

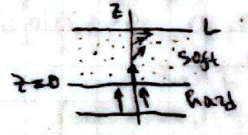
Exchange Spring: RPT — M_1, K_1, v_1 ; PerH — $M_2, K_2 \neq 0, v_2$

Будем считать $\theta(z) = \theta_2(z)$ PerH слой, т.е. $\phi_2 = \text{const}$

$$F(z) = [A(\theta')^2 + 2\pi M_2^2 \cos^2 \theta - H_z M_2 \cos \theta] v_2 + [-K_1 \cos^2 \theta_1 - H_z M_1 \cos \theta_1] v_1 - J_{12} \vec{M}_1 \vec{M}_2 \delta(z), \quad \delta(z) \rightarrow \frac{1}{d} \int \delta V_1 \dots$$

RPT — ищем $+2\pi M_1^2 \cos^2 \theta$, вводим в K_1 . $K_1 = K_1 - 2\pi M_1^2$

Рассм. миним $\theta(z)$, выше RPT-слой и пленки. уст. на интерфейсе $z=0$.



$F_2 = F_{\text{perH}}(z) = A(\frac{d\theta}{dz})^2 + 2\pi M_2^2 \cos^2 \theta - H_z M_2 \cos \theta, \quad E = \int_0^L F(\theta, \theta')$

$\frac{\partial F}{\partial \theta} - \frac{\partial}{\partial z} \frac{\partial F}{\partial \theta'} = 0, \quad -2\pi M_2^2 \sin 2\theta + H_z M_2 \sin \theta - 2A \theta'' = 0$

$k_2 = (K_2 + 2\pi M_2^2) \frac{1}{M_2^2}, \quad \frac{H_z}{M_2} = h, \quad \frac{2A}{M_2^2} = z^2 \rightarrow z^2 \theta'' + k_2 \sin 2\theta - h \sin \theta = 0$

$2k_2 = h_{a2} = h_a \rightarrow z^2 \theta''(z) + \frac{1}{2} h_a \sin 2\theta - h \sin \theta = 0$

В этом уравнении управл. намагниченности.

→ Можно записать $(\theta')^2 \equiv f(\theta)$ и явно $z = F(\theta)$, Вуг $\theta(z)$
 будет зависеть от гранич. условий н/м $z=0$ (J_{12}) и $z=L$ of RbH layer.

Reviewing paper by Valtov et al. - nanomagnets-JAP. 7/1
 Bnec. bnanomagn MAP-measures $2Q3$ no SW u $K_1(T)$.
 Group-meeting: 08/01/2018 0 opt. person 6 Seagate Res.
 08/01/2018 MAP's goals.

Exchange spring. $\frac{1}{2} \frac{d^2 \theta}{dz^2} \rightarrow \frac{d^2 \theta}{dz^2}$, t.e. $\frac{2}{3} \rightarrow 2$, $\frac{1}{3} = \sqrt{\frac{2A}{M_2^2}}$ - as in.

$$\theta'' + \frac{1}{2} h_a \sin 2\theta - h \sin \theta = 0 \quad \theta' u \left\{ dz(\dots) \right.$$

$$\frac{1}{2} (\theta')^2 - \frac{1}{4} h_a \cos 2\theta + h \cos \theta = C, \quad C \text{ onbegren. u/van yca.}$$

→ SOMA-seminar: M. Tanase. 1) Jefferies TEM u SEM images of FePt overlayer; 2) Mech. aspects of surface anisotropy of FePt overlayer, u c. Gaebler (Karebennu, 10/10/2018 u 10/11/2018 of Ks).

→ Belega c Roy o mien HAMR proposal, nanomagn report no nat. veise, Zagorax Hn B vone-T u exchange spring FePt/Perh. Negi. Chavign no Hn ka mien. 9/12, 10/12 que HAMR-seminar.

Exchange spring.

$$\cos 2\theta = 2\cos^2 \theta - 1, \quad (\theta')^2 = \frac{1}{2} h_a \cos 2\theta - 2h \cos \theta + C, \quad \theta' = \frac{d\theta}{dz}$$

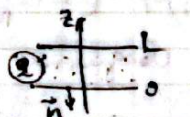
$$z = \int_{\theta_1}^{\theta_2} d\theta \frac{1}{\sqrt{h_a \cos^2 \theta - 2h \cos \theta - \frac{1}{2} h_a + C}} + C_1 \quad \text{3 dimens. underlain.}$$

u/van $z=L$ - chos. nobepxnos Perh u mien $\left(\frac{d\theta}{dz}\right)_{z=L} = 0$
 $\frac{1}{2} h_a \cos 2\theta(L) - 2h \cos \theta(L) + C = 0$, no onbegren. C afeg $\theta(L)$.

$$F = \int_V dV [A(\theta')^2 + 2\pi M_2^2 \cos^2 \theta - H_z M_2 \cos \theta] + \int_V dV [-K_u \cos^2 \theta_1 - H_z M_1 \cos \theta_1] - \int_S dS J_{12} \vec{M}_1 \vec{M}_2$$

$$F_S = - \int_S dS J_{12} \vec{M}_1 \vec{M}_2 = - J_{12} M_1 M_2 \int_S dS \cos(\theta - \theta_1)$$

FePt. gaebler FePt: $2A \frac{\partial \theta}{\partial n} + J_{12} M_1 M_2 \sin(\theta - \theta_1) = 0$

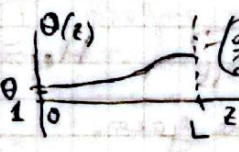


$$\frac{\partial}{\partial n} = - \frac{\partial}{\partial z}$$

u/van $z=0$: $\frac{\partial \theta}{\partial z} = - \frac{J_{12} M_1 M_2 \sin(\theta - \theta_1)}{2A}$. $\frac{2A}{M_2^2} = \frac{1}{3}$, - exch. length of soft layer

$$\frac{1}{3} \frac{\partial \theta}{\partial z} = - J_{12} \frac{M_1}{M_2} \frac{1}{3} \sin(\theta - \theta_1) \xrightarrow{z \rightarrow 0} \frac{\partial \theta}{\partial z} = - \frac{J_{12} M_1}{3 M_2} \sin(\theta - \theta_1), \quad z=0$$

Das $J_{12} \gg 1$, as in. gaebler u $\sin(\theta - \theta_1) = 0$ u/van $\theta(0) = \theta_1$. $\theta(z=0) = \theta_1$ - strong pinning limit. $\theta_1 = 0$ u/van π , as in K_1 gaebler.

$z=0$: $\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{J_{12} M_1}{3 M_2} \sin(\theta - \theta_1)$  $\left(\frac{\partial \theta}{\partial z}\right)_{z=L} = 0$ - Karebennu (gaebler J_{12})

Das FePt - chos: $F_1 = -K_u \cos^2 \theta_1 - \frac{S}{V_1} J_{12} M_1 M_2 \cos(\theta_1 - \theta)_{z=0} - H_z M_1 \cos \theta_1$

$$\frac{S}{V_1} = \frac{S}{S d_1} = \frac{1}{d_1} \quad \frac{1}{V_1} F_1 = -K_u \cos^2 \theta_1 - H_z M_1 \cos \theta_1 - \frac{J_{12} M_1 M_2 \cos[\theta_1 - \theta(0)]}{d_1}, \quad \text{t.e.}$$

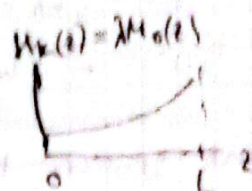
que uniform rotation of $\vec{M}_1$ - FePt, as in. gaebler u/van $\theta(z=0)$ Perh chos. Naue naxongem $\theta(z)$ u/van $F_{\text{FePt}}(\theta_1)$ u mien. $F = F(\theta_1)$ no $\theta_1(H)$.

Nucleation problem w.r.t $T(z)$ to grain.

One vector, maybe we can consider m gr. Shown (very large) because can give "curling" mode. Consider $m(x, y, z)$.
 No can use parabolic approx $0.04 \leq z \leq 0.1$, so z is not small.
 x, y means perpendicular.

Quasistatic coherent rotation mode:

$$H_n \approx \langle H_k(z) \rangle + (M_z - M_x) \langle M_y(z) \rangle$$



Force can give "vector" mode:

$$H_n \approx H_k(0) \left[1 + \sqrt{\frac{H_{eff}}{H_k(0)}} \right] + (M_z - M_x) M_y(0)$$

Здесь еще один вариант, но с $M_y(0)$ из-за симметрии. Рассмотрим $m(z) \sim e^{-z^2}$ гармон. осциллятора. Nucleation без учета разброса.

Видно $H_n^{rob} < H_n^{coh}$, если $H_{eff}/H_k(0) < 1$.

Vector mode w.r.t $T \rightarrow T_c$ $\Delta H = \sqrt{H_k(0) H_{eff}} = \sqrt{\lambda M_0(0) \left[\frac{M_0(L)}{M_0(0)} - 1 \right] \frac{d^2}{L^2}}$

$\Delta H = \frac{\sqrt{\lambda d^2}}{L} \sqrt{M_0(L) - M_0(0)}$, $T \rightarrow T_c$, $M_0(0) \rightarrow 0$, т.е. $\Delta H \neq 0$ пока, из-за ΔT и ΔM будет зреть.

- Вывод: при nucleation можно:
- a) $|M| \neq \text{const}$ head to head - без учета H
 - b) vector mode - вихревой, $\Delta H \sim H_k(0)$
 - c) coherent rotation mode - упругий - упругий.

Уточнение: $M_0(z) = M_0(0) [1 + k^2 z^2] \sim M_0(0)$, но $M_0(0) \rightarrow 0$, $T \rightarrow T_c$

$M_0(z) = M_0(0) \left[1 + \frac{k^2}{M_0(0)} z^2 \right] = M_0(0) + k^2 z^2$, $k^2 = k M_0(0)$, $M = M_0(0)$.

т.е. это означает, что $k^2 = \frac{[M_0(L) - M_0(0)]}{L^2}$, т.е. k^2 не равно $M_0(0)$.

$H_n = H_k(0) \left[1 + \sqrt{\frac{H_{eff}}{H_k(0)}} \right]$, $\frac{H_{eff}}{H_k(0)} = \frac{[M_0(L) - M_0(0)]}{M_0(0)} \frac{d^2}{L^2}$ - как мы?

Теперь $x = \frac{\lambda k^2}{d^2} \rightarrow H_n = \lambda \hat{M} + d^2 x^2 = \lambda \hat{M} + d^2 \sqrt{\frac{\lambda k^2}{d^2}}$

$H_n = \lambda \hat{M} \left[1 + \frac{1}{\lambda \hat{M}} \sqrt{d^2 \lambda k^2} \right] = H_k(0) + \sqrt{d^2 \lambda k^2} = H_k(0) + \sqrt{H_k(0) \frac{d^2 k^2}{M_0(0)}}$

$\sqrt{d^2 k^2 \lambda} = \frac{\sqrt{d^2 \lambda}}{L} \sqrt{M_0(L) - M_0(0)}$ - это не учитывает разброса H_n .

$\rightarrow H_n = H_k(0) + \sqrt{H_k(0) H_{eff}}$, $H_{eff} = d^2 \frac{k^2}{M_0(0)} = \frac{d^2}{L^2} \frac{1}{M_0(0)} [M_0(L) - M_0(0)]$

Замечание k на k^2 здесь не дает.

$m(z) = e^{-\frac{1}{2} (z/l_0)^2}$

Решение y и гармон. осциллятора для вектора, $m(z)$ ($n=0$)

$m_0(x) = e^{-x^2/2}$ или $m(z) = e^{-x^2/2}$, $x = \frac{\lambda}{d^2} k M_0(0)$

$m(z)$ рассматривается при $z \approx 0$, $x = \frac{10}{10^3 \text{ oe. cm}^2} \frac{1}{10^{-12} \text{ cm}^2} 10^3 \text{ oe} = 10^{25} \frac{1}{\text{cm}^4}$

$x^{1/2} \approx 3 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $\ell_0^{-1} = x^{1/4} \approx 10^6 \text{ cm}^{-1}$, $\ell_0 \approx 10^{-6} \text{ cm} \approx 10 \text{ nm}$.

Moritz and Inoue - narrow (SW) relaxation in ferrom. metals.

(1) s-d coupling - J_{sd} , $H_{sd} = \sum_{k,q} J_{sd}(q) a_{k,q}^\dagger b_q + h.c.$

• SW - $\omega_q = \epsilon_{k,q} - \epsilon_{k,p}$, spin flip. b_q - narrow

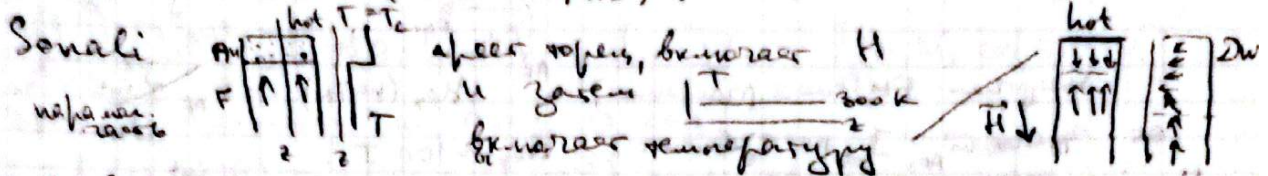
(2) s-o. coupling: $H_{so} = \sum_{k,p} \sum_{\alpha} \langle \alpha | L^\dagger | p \rangle c_{\alpha,k,q}^\dagger c_{p,k} b_q$

L, p - local orbitals (e- zone), α - conduction, conduction

$L=p$ intraband transition, $L \neq p$ - interband - " $J_{so} = \frac{1}{2} L S$ $L+S$

→ Nucleation in non-uniformly magnetized grain (Roy, Sonali - discussion):

By the measurement of laser spot $\sim 1 \mu s$, write head $\sim 1 \text{ nm/ns}$, more H_c or write-head ($v \approx 1 \text{ nm/ns}$).



Это влияние и уменьшение DW, которое затем расширяется, становится новой. Если $\frac{K}{J} < \frac{K}{J} \approx 10^3$ смена угла разог (reversal) и $\frac{K}{J} > \frac{K}{J}$ смена функции вращ. от hot концы влияния и reversal.

Найти: 1) минимальное значение энергии для head-to-head DW как функцию ее position;

2) минимальное значение энергии, связанное с Neel-type новой DW, которое возникает при низких T.

Общая идея: m. reversal при наличии $M_z(z)$ неограниченно, влияние может быть не совсем обр. coherent, несмотря на малые $\sim 10 \text{ nm}$ размеры зерна.

Mag. reversal угол по оси из разноразмерности "curing" mechanism - новая форма $H_n \approx H_k(0)$.

Note: same like RPT $\frac{K_1}{J} \approx \frac{0.1 \text{ meV}}{100 \text{ meV}} \approx 10^{-3}$, (high K_1)

→ Найдено влияние δ и влияния K_{eff} на DW вращ. (m. reversal) и на разог при температуре T. Выходит то же $\frac{K_1}{J}$ ratio, но не вращ. минимизация? Минимизация. Вклад $\frac{K_1}{J}$ 10 nm- particles очень важен. Как это влияние зависит от H? $H \sim 10 \text{ kOe}$ должно быть, чтобы возник reversal.

Итак Sonali не рекомендуется to ignore magnetostatics.

9/2 HAMR Seminar: 1) Kuvshinov's experiments after base T.

2) Over, AFM/para FM media for HAMR

Decouple H_K & AE to write and have stable bits.

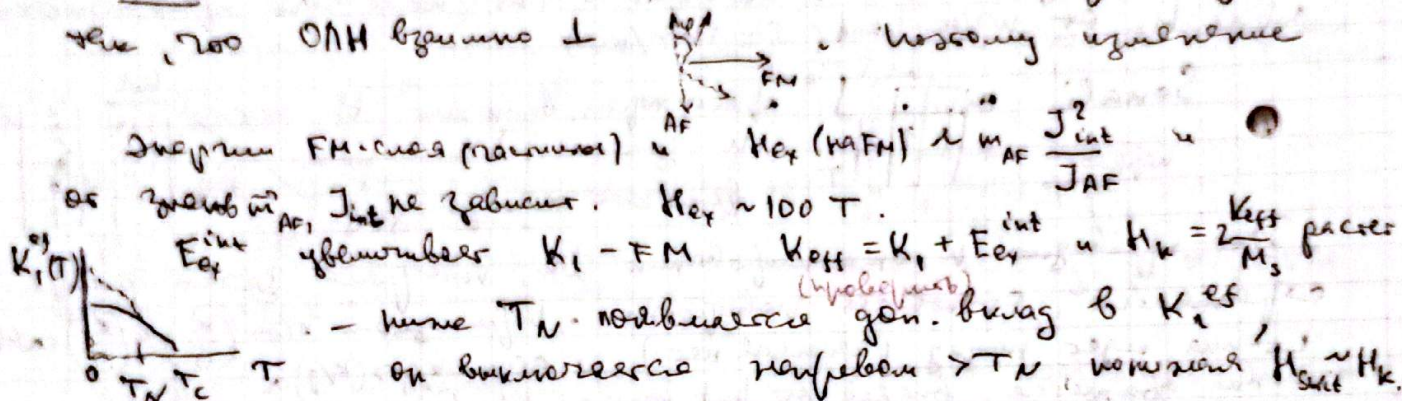
$H_K > H_K$ Kuvshinov's man. experiments about superparamagnetism?
 Hays et al. $T > T_N$ AFM nucleation generation?
 Kuvshinov, et. al.

3) Interaction of spheres with light (K. Sander).

Mie Solution

4) Peng: TEM mode reflection from TIR mirror
 Solid Immersion Mirror (SIM)

Over: pinholes (uniaxial) AFM & FM cross over (behavior)
 the, too OAM beams $\perp$ lossy equivalence



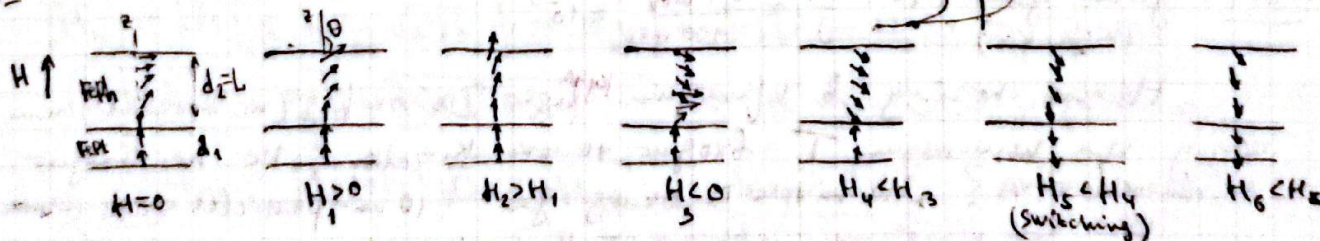
Rept/Relh
 → Cernyap & Weller's group (Weller, Chentzell, Moriyasu, Ambrose, Wu, Lu, Gu). New studies, o Rept/Relh papers, proposal.

Nov. papers Goto, Maun, Koon. Obman's work on $H_{sw} \sim H_K$ for magnetic regions.

Passing problem 2 papers give ICM - Roma (JMMM):

- 1) Odeni, trans. vortex mode give coupled bits
- 2) dip. beam. vectan. single domain elements

11/2 Exchange spring. Rept/Relh - H_n (nucleation field) exchange carb. refraction - new Rept-hard layer



1) $H/H_n = 0$ $z = \frac{1}{\sqrt{h/2}} \int_0^L \frac{1}{\sqrt{\cos 2\theta - \cos 2\theta(L)}}$ - before and after $\rightarrow M_{re}$

2) $H/H_n \gg 1$ over. note $\theta(0) = 0$, $\theta'(0) = 0$, $\theta'' + \frac{1}{2} h_a \sin 2\theta - h \sin \theta = 0$
 $F_1(\theta)$ - first minimum. Or given gabane $\cos \theta_1 = H/H_{a1}$, $\theta_1 = 0, \pi$ u θ y p. $\theta_2 = \theta(0)$
 logarithmic penance $\theta'' = 0$, $\frac{1}{2} h_a \sin 2\theta = h \sin \theta$, $\theta = 0, \pi$ u $\cos \theta = h/h_a$ - OMT & norm. none H_K
 For uniform $\theta(z) = 0$, u gace H_K^{ef} tura $\frac{K_1 \delta_1 - K_2 \delta_2}{M_1 \delta_1 + M_2 \delta_2}$ vjregena cunbora odiana, 290

Векторное уравнение (1) для θ и θ_1 имеет вид:

1) уравнение θ в стационарном состоянии: $\theta(z)$ имеет вид: $\theta(z) = \theta_0 \cos[(h_2 - h_1)(z - L)]$

$$\theta \ll 1 \rightarrow \theta'' + (h_2 - h_1)\theta = 0, \quad \theta'(z-L) = 0 \text{ тогда } \theta(z) = \theta_0 \cos[(h_2 - h_1)(z - L)]$$

$$(h_2 - h_1) = \alpha^2, \quad \theta(z) = \theta_0 \cos \alpha(z - L), \quad h_2 \neq h_1$$

$$\theta' = \frac{J_{12} M_1}{J_{12} M_2} \sin(\theta - \theta_1) \Big|_{z=L} \rightarrow \theta' = \alpha(\theta - \theta_1)$$

$$\text{где } \alpha = \frac{J_{12} M_1}{J_{12} M_2}, \quad \theta'_0 = -\alpha \theta_0 \sin \alpha(z-L), \quad \alpha \theta_0 \sin \alpha L = \alpha [\theta_0 \cos \alpha L - \theta_1], \quad z = L$$

$$\theta_0 [\alpha \sin \alpha L - \alpha \cos \alpha L] = -\alpha \theta_1, \quad \theta_0 = \frac{\alpha}{(\alpha \cos \alpha L - \alpha \sin \alpha L)} \theta_1$$

$$\frac{1}{V} \mathcal{F} = \frac{1}{d} \int_0^L \left[A(\theta')^2 + K_2 \cos^2 \theta - H_2 M_2 \cos \theta \right] + \mathcal{V}_1 \left[-K_1 \cos^2 \theta_1 - H_1 M_1 \cos \theta_1 \right] - \frac{J_{12} M_1 M_2}{d} \cos(\theta - \theta_1)$$

$$\frac{1}{V} \mathcal{F} = \frac{M_1^2}{d} \int_0^L \left[\frac{1}{2} \alpha^2 (\theta')^2 + \frac{1}{2} h_2 \cos^2 \theta - h_2 \cos \theta \right] + \left[K_1 \cos^2 \theta_1 - H_1 M_1 \cos \theta_1 \right] - \frac{J_{12} M_1 M_2}{d} \cos(\theta - \theta_1)$$

$$\frac{1}{V} \mathcal{F} = \frac{M_2^2}{d} \int_0^L \left[\frac{1}{2} (\theta')^2 + \frac{1}{2} h_2 \cos^2 \theta - h_2 \cos \theta \right] + [\dots] \mathcal{V}_1 - \frac{J_{12} M_1 M_2}{d} \cos(\theta - \theta_1)$$

Векторное уравнение θ и θ_1 имеет вид: $\theta \ll 1, \theta_1 \ll 1$

$$\cos^2 \theta = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\theta) = \frac{1}{2} \left[1 + 1 - \frac{1}{2} (2\theta)^2 \right] = 1 - \theta^2 + O(\theta^4)$$

$$\int_0^L [\dots] = \int_0^L \left[\frac{1}{2} (\theta')^2 + \frac{1}{2} h_2 (1 - \theta^2) - h_2 (1 - \frac{\theta^2}{2}) \right] = L \left[\frac{1}{2} h_2 - h_2 \right] +$$

$$+ \int_0^L \left[\frac{1}{2} (\theta')^2 + \frac{1}{2} (h_2 - h_1) \theta^2 \right] = L \left[\frac{h_2}{2} - h_1 \right] + \frac{1}{2} \int_0^L [(\theta')^2 - \alpha^2 \theta^2]$$

$$\int_0^L \theta^2(z) = \theta_0^2 \int_0^L \cos^2 \alpha(z-L) = \frac{1}{2} \theta_0^2 \int_0^L [1 + \cos 2\alpha(z-L)] = \frac{\theta_0^2}{2} L +$$

$$+ \frac{\theta_0^2}{2} \frac{1}{2\alpha} \sin 2\alpha(z-L) \Big|_0^L = \frac{1}{2} \theta_0^2 L + \frac{1}{4} \frac{\theta_0^2}{\alpha} \sin 2\alpha L$$

$$\int_0^L (\theta')^2 = \alpha^2 \theta_0^2 \int_0^L \sin^2 \alpha(z-L) = \frac{1}{2} \alpha^2 \theta_0^2 \int_0^L [1 - \cos 2\alpha(z-L)] = \frac{1}{2} \alpha^2 \theta_0^2 L -$$

$$- \frac{1}{2} \alpha^2 \theta_0^2 \frac{1}{2\alpha} \sin 2\alpha L$$

$$\int_0^L [(\theta')^2 - \alpha^2 \theta^2] = \frac{1}{2} \alpha^2 \theta_0^2 L - \frac{1}{4} \alpha^2 \theta_0^2 \sin 2\alpha L - \alpha^2 \left[\frac{1}{2} \theta_0^2 L + \frac{1}{4} \frac{\theta_0^2}{\alpha} \sin 2\alpha L \right] = -\frac{1}{2} \alpha^2 \theta_0^2 L \sin 2\alpha L$$

$$\cos(\theta - \theta_1) = 1 - \frac{1}{2} (\theta - \theta_1)^2$$

$$\frac{1}{V} \mathcal{F} = \frac{M_2^2}{d} \left[L \left(\frac{h_2}{2} - h_1 \right) - \frac{1}{4} \alpha^2 \theta_0^2 \sin 2\alpha L \right] + [\dots] \mathcal{V}_1 - \frac{J_{12} M_1 M_2}{d} \left[1 - \frac{1}{2} (\theta - \theta_1)^2 \right]$$

$$\theta(0) - \theta_1 = \frac{1}{\alpha} \theta'(0) = \frac{1}{\alpha} \alpha \theta_0 \sin \alpha L, \quad h_{a1} = 2K_1/M_1^2, \quad h_1 = H_1/M_1$$

$$\frac{1}{V} \mathcal{F} = M_2^2 \frac{1}{d} \left[L \left(\frac{h_2}{2} - h_1 \right) - \frac{1}{4} \alpha^2 \theta_0^2 \sin 2\alpha L \right] + \mathcal{V}_1 M_1^2 \left[-\frac{1}{2} h_{a1} \cos^2 \theta_1 - h_1 \cos \theta_1 \right] - \frac{J_{12} M_1 M_2}{d} \left[1 - \frac{1}{2} \frac{\alpha^2 \theta_0^2}{\alpha^2} \sin^2 \alpha L \right]$$

$\alpha \neq 0$ косм. неограниченность $\theta(z) = \theta_0 \cos \alpha(z-L), \theta_0 \sim \theta_1 \ll 1$

$$\frac{1}{V} \mathcal{F} = M_2^2 \mathcal{V}_2 \left[\frac{h_2}{2} - h_1 - \frac{1}{4} \alpha^2 \theta_0^2 \sin 2\alpha L \right] + M_1^2 \mathcal{V}_1 \left[-\frac{1}{2} h_{a1} - h_1 + \frac{1}{2} (h_{a1} - h_1) \theta_1^2 \right] -$$

$$- \frac{J_{12} M_1 M_2}{d} \left[1 - \frac{1}{2} (\theta(0) - \theta_1)^2 \right] - \text{другие поправки для } \theta, \theta_1 \ll 1$$

а) $\theta_1 = 0$ strong rept - андерзонизация - ОНН $\rightarrow$ в. в. в. $\alpha \sin \alpha L = \alpha \cos \alpha L$ - в. в. в. α

$$\frac{1}{V} \mathcal{F}(\theta=0) = v_2 [K_2 - H_2 M_2] + v_1 [-K_1 - H_1 M_1] - \frac{J_{12}}{d} M_1 M_2 - M_2^2 v_2 \frac{1}{4} \frac{\pi}{L} \sin 2\alpha L \cdot \theta_0^2 + \frac{1}{2} \frac{J_{12}}{d} M_1 M_2 \cos^2 \alpha L \cdot \theta_0^2$$

$$\frac{1}{V} \mathcal{F}(\theta=0) = \frac{1}{V} \mathcal{F}(\text{uniform}) + [\dots] \theta_0^2, \text{ non-uniform solution } \theta_0 \neq 0$$

homogeneous minimum $[\dots] = 0$, i.e. $M_2^2 v_2 \frac{1}{4} \frac{\pi}{L} \sin 2\alpha L = \frac{1}{2} \frac{J_{12}}{d} M_1 M_2 \cos^2 \alpha L$
 $v_2/L = \frac{v_2}{d_2} = \frac{1}{d}$. $M_2^2 \frac{1}{4} \frac{\pi}{L} \sin 2\alpha L \cos \alpha L = \frac{1}{2} \frac{J_{12}}{d} M_1 M_2 \cos^2 \alpha L \rightarrow \alpha \sin \alpha L = \frac{J_{12}}{3} \frac{M_1}{M_2} \cos \alpha L$
 $\alpha \sin \alpha L = a \cos \alpha L$, two cases: γ and β solutions. No α in γ or β . $\theta' = a\theta$, $z=0$.

When $\theta_0 = 0$ - uniform case $K_1^{\text{eff}} = K_1 v_1 - K_2 v_2$, $M_3 = M_1 v_1 + M_2 v_2$

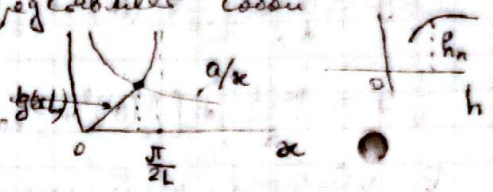
When $\theta_0 \neq 0$ nonuniform then $\propto \theta_0^2$ to $\mathcal{F}$. On substitution (?)

$$K_2 \rightarrow K_2' = K_2 - \frac{1}{4} \frac{M_2^2 \pi}{L} \sin 2\alpha L \theta_0^2 \text{ u } -H_2(M_1 v_1 + M_2 v_2) \rightarrow -H_2(\dots) + \frac{1}{2} \frac{J_{12}}{d} M_1 M_2 \cos^2 \alpha L \theta_0^2$$

If $\alpha \sin \alpha L = a \cos \alpha L$, then $\tan(\alpha L) = \frac{a}{\alpha}$ - w/o calculation of $\theta(z) \neq 0$ soft phase.

$h_n = h_a - \alpha^2$, γ - min α - vortices, β - max $h_n > 0$.

And field of M_1, M_2 phase (AFM)



Even $a \ll 1$, $a = \frac{J_{12}}{3} \frac{M_1}{M_2} \ll 1$ weak coupling limit, so $\alpha^2 L = a$,

$$\text{i.e. } h_n = h_a - \frac{a}{L} = h_a - \frac{J_{12}}{L} \frac{M_1}{M_2} \text{ u } H_n = H_{a2} - \frac{J_{12}}{L} M_1. \text{ A too.}$$

same case. When $M_2 = H_{a2} + 4\pi M_2 + \alpha' m_1$ - uniform layers to maximum

$$\alpha' m_1 = -\frac{J_{12}}{d} \frac{1}{v_1 v_2} M_1 = -\frac{J_{12}}{d} M_1, d_2 = L \text{ no outp.} \text{ Then } a \gg 1, H_n = H_{a2} - \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \left(\frac{1}{L}\right)^2 M_2^2$$

→ Note: w/o γ solution $\frac{\partial \theta}{\partial z} = \frac{J_{12}}{d} \frac{M_1}{M_2} \sin(\theta - \theta_1)$ que uniform case $\theta(z) = \theta_2 = \text{const}$

que $\theta_2 = \theta_1$ - strong coupling limit reverse. Torga'vay que θ_1, θ_2 - uniform
 mesmo mesmo min $\mathcal{F} = \mathcal{F}(\theta_1, \theta_2, J_{12})$ que w/o calculation J_{12} , but weak coupling limit. T.e. problem γ and β solution for w/o calculation micromag. condition $\theta' = a \sin(\theta)$

No H_n - micromag. process a case recognition. $\theta(z)$ case. c H_2 - uniform process same que weak coupling J_{12} . γ - w/o calculation micromag. condition, u γ - w/o calculation que uniform $\theta(z) = \text{const}$

b) $\theta_1 \neq 0$. Pazyvay w/o calculation, too case $M_2(H_2)$ syggy w/o reversal hard phase, i.e. $\theta_1 = 0 \rightarrow \theta_1 = \pi$. T.e. $H_{sw} \approx H_1$ que bilayer.

$$H_1 = 4\pi M_1 - H_{a1} + \alpha' m_2 - \text{que uniform layers u weak coupling.}$$

$$H_e = \alpha' m_2 = -\frac{J_{12}}{d} \frac{1}{v_1 v_2} M_2 = -\frac{J_{12}}{d_1} M_2. \text{ For } M_2 \text{ (FeRh) go to the minimum}$$

$$|H_1| \approx H_{sw}. \text{ No } H_{a1} > 4\pi M_1; H_1 < 0. M_2 > 0 \text{ go to the minimum } |H_1|,$$

i.e. $J_{12} < 0$ go to the minimum (AFM coupling), too γ and β case

too p. que H_1 reverse que large F-coupling, a on reverse.

$$\text{For reverse } M_1 \text{ b } (\theta_1, \theta_2) = (0, \pi) \text{ phase } H_1 = 4\pi M_1 - H_{a1} + \frac{J_{12}}{d} M_2$$

$$\text{For reverse } M_1 \text{ u } (0, 0) \text{ phase syggy } H_1 = 4\pi M_1 - H_{a1} - \frac{J_{12}}{d_1} M_2, M_2 > 0.$$

→ H_1 so much same H_{sw} que weak coupling, u uniform (θ_1, θ_2) .

$$M_2(H_2) = M_1 v_1 \cos \theta_1 + M_2 \frac{1}{d} \int_0^L \cos \theta(z) dz \text{ que } \gamma \text{ and } \beta. \theta_1 \text{ u } \theta(z).$$

Heavenly bigger, because $M_2 v_2$ (RPH) and $M_1 v_1$ (RPH) - or grow together
 Long light loop $M_2(H_2)$.

$$L \langle \cos \theta \rangle = \int_0^L dz \cos \theta = \int_{\theta(0)}^{\theta(L)} \frac{d\theta \left(\frac{dz}{d\theta} \right) \cos \theta}{\sqrt{h_0 \cos^2 \theta - 2h \cos \theta - \frac{h_0}{2} + C}} = f(h) \approx \theta(0), \theta(L).$$

$$M_2(H_2) = M_1 v_1 \cos \theta_1 + M_2 v_2 \langle \cos \theta(z) \rangle, \text{ where } \cos \theta_1 = \langle \cos \theta \rangle.$$

$$F_1 = \frac{1}{v_1} (F_1 + F_{12}) = -K_0 \cos^2 \theta_1 - H_2 M_1 \cos \theta_1 - \frac{J_{12}}{d_1} M_1 M_2 \cos [\theta(0) - \theta_1] = F_1(\theta_1).$$

Due strong coupling $\theta(0) = \theta_1$ and $F_1(\theta_1)$ gives $\frac{1}{v_1} \frac{dF_1}{d\theta_1} = 0$ and $H_2 = \frac{2K_0}{M_1}$.

No $\theta(z)$ needed, from $\theta'' + \frac{1}{2} h_0 \sin 2\theta - h \sin \theta = 0$

or span. ycu. $\theta(0) = \theta_1$ and $\theta'(L) = 0$. Min $F_1(\theta_1)$ needed, since $\theta(0) \neq \theta_1$.

Exchange spring RPH/RPH - M_2

Viscous Oscillations in Bane.

12/2

$$\int_0^L dx \frac{\cos \theta (n + \frac{1}{2})x}{\sqrt{2(\cos x - \cos u)}} = \int_u^\pi \frac{\sin (n + \frac{1}{2})x}{\sqrt{2(\cos u - \cos x)}} = \frac{\pi}{2} P_n(\cos u).$$

$$\theta'' + \frac{1}{2} h_0 \sin 2\theta - h \sin \theta = 0 \rightarrow (\theta')^2 - \frac{1}{2} h_0 \cos 2\theta + 2h \cos \theta = C \quad (+1)$$

$$(\theta')^2_{z=L} = 0, \quad C = -\frac{1}{2} h_0 \cos 2\theta(L) + 2h \cos \theta(L)$$

$$(\theta')^2 = \frac{1}{2} h_0 [\cos 2\theta(z) - \cos 2\theta(L)] + 2h [\cos \theta(L) - \cos \theta(z)], \quad \theta' = \frac{d\theta}{dz}$$

$$\langle \cos \theta(z) \rangle = \frac{1}{L} \int_0^L dz \cos \theta(z) = \frac{1}{L} \int_{\theta(0)}^{\theta(L)} \frac{\cos \theta}{\sqrt{\frac{1}{2} h_0 [\cos 2\theta - \cos 2\theta(L)] + 2h [\cos \theta(L) - \cos \theta]}} d\theta$$

$$\text{Def. } f(h) = L \langle \cos \theta(z) \rangle (h)$$

$$\rightarrow f(0) = \int_{\theta(0)}^{\theta(L)} \frac{\cos \theta}{\sqrt{\cos 2\theta - \cos 2\theta(L)}} \sqrt{\frac{2}{h_0}} d\theta = \frac{2}{\sqrt{h_0}} \int_{\theta(0)}^{\theta(L)} \frac{\cos \theta}{\sqrt{2(\cos 2\theta - \cos 2\theta(L))}} d\theta =$$

$$= \frac{2}{\sqrt{h_0}} \int_0^{\theta(L)} \frac{\cos \theta}{\sqrt{2(\cos 2\theta - \cos 2\theta(L))}} d\theta - \int_0^{\theta(0)} \frac{\cos \theta}{\sqrt{2(\cos 2\theta - \cos 2\theta(L))}} d\theta \frac{2}{\sqrt{h_0}}$$

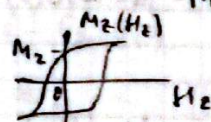
$$x_L = \theta(L)/2, \quad P_0(x) = 1 \quad \forall x.$$

$$\int_0^{\theta(L)} \frac{\cos \theta}{\sqrt{2(\cos 2\theta - \cos 2\theta(L))}} d\theta = \left| \theta = \frac{x}{2} \right| = \frac{1}{2} \int_0^{x_L} \frac{\cos \frac{x}{2}}{\sqrt{2(\cos x - \cos x_L)}} dx = \frac{1}{2} \frac{\pi}{2} P_0(\cos x_L) = \frac{\pi}{4}$$

Due strong coupling $\theta(0) = \theta_1$ and strong coupling $\theta(0) \ll 1$ ($\theta_1 = 0$ gives Rep. from $M(H)$)

$$\text{Long } f(0) = L \langle \cos \theta \rangle (h=0) = \frac{2}{\sqrt{h_0}} \frac{\pi}{4} = \frac{\pi}{2} \frac{1}{\sqrt{h_0}}. \quad h_0 = \frac{2}{M_2} (K_2 + 2\pi M_2^2) = \frac{H_0^2 + 4\pi}{M_2}$$

$$\text{T.e. } M_2(H_2=0) = M_1 v_1 + M_2 \left(\frac{3}{d} \right) \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{M_2}{H_0^2 + 4\pi M_2}}$$



$$M_2 = \langle M_2(z) \rangle \quad \text{and} \quad M_2(H_2=0) = M_2 - \text{remnance!}$$

$$M_2 = M_1 v_1 + M_2 \left(\frac{3}{d} \right) \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{M_2}{H_0^2 + 4\pi M_2}}$$

- remnance of exchange spring bilayer upon J_{12} saturation ($\theta \approx 0$ and $\theta_1 \approx 0$)

$$\xi = \sqrt{\frac{2A}{M_2}} - \text{exch. length of soft layer}$$

T.e. $H_0^2 \ll 4\pi M_2$, so $M_2 = M_1 v_1 + M_2 \left(\frac{3}{d} \right) \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{M_2}{4\pi M_2}}$, from v_2 and $d_2 = L$ - remnance 2-to (soft) layer implies $d_2^{\text{eff}} = \sqrt{\pi} \xi$ - exch. length.

Even J_{12} quenched, so $\theta(0)$ perfect and $f(0)$ and M_2 by the way, 2-to remnance.

$$\text{Due } \theta(0) \ll 1 \text{ (finite } J_{12}) \text{ gives } M_2 \approx M_1 v_1 + M_2 \left(\frac{3}{d} \right) \left[\frac{\pi}{2} - \frac{\theta(0)}{\sin \theta(L)} \right] \sqrt{\frac{M_2}{H_0^2 + 4\pi M_2}} - \text{remnance of bilayer, not!}$$

Escaneado con CamScanner

$$a^2 \sin^2 [\theta_0 - \theta_1] = \frac{1}{2} h_0 [\cos 2\theta_0 - \cos 2\theta_1] - 2h (\cos \theta_0 - \cos \theta_1)$$

$$\frac{J_{12}}{d} M_1 M_2 = \frac{J_{12}}{d} \frac{M_1}{M_2} M_2^2 = a \frac{M_2^2}{d}, \quad a = \frac{J_{12} M_1}{M_2}$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial F(\theta_1)}{\partial \theta_1} = \frac{\partial}{\partial \theta_1} [\dots] + M_2 \frac{J_{12}}{d} \left[-a \sin(\theta_0 - \theta_1) - \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} a \sin(\theta_0 - \theta_1) + \frac{1}{2} \frac{\partial C}{\partial \theta_1} \right]$$

Решение упр. в гл. θ_0, θ_L в узлах coupling.

1) $a \gg 1$, $\theta_0 = \theta_1$ — упр. 0 гл. θ_L — это не упр. 0.

Рассм. $z(\theta) = \int_{\theta_0}^{\theta} \frac{1}{\sqrt{\Phi(\theta) + C}} = \int_{\theta_0}^{\theta} \frac{1}{\theta'(\theta)}$ берем θ_L . $z(\theta_L) = L$ — гл. θ_L ($\theta_1, h, \dots$).

Оценим. Вуз θ_L берем ориентацию $\theta \approx \theta_L$ где $\sqrt{1 - \dots} \approx 0$ и $\theta' \approx 0$.

$$(\theta')^2 = \frac{1}{2} h_a (\cos 2\theta - \cos 2\theta_L) - 2h (\cos \theta - \cos \theta_L) \approx \begin{cases} \cos 2\theta = \cos 2(\theta_L + \delta) = \cos 2\theta_L - \sin 2\theta_L \cdot 2\delta \\ \cos \theta = \cos(\theta_L + \delta) = \cos \theta_L - \sin \theta_L \delta, |\delta| \ll 1 \end{cases}$$

$$= \frac{1}{2} h_a (-1) \sin 2\theta_L \cdot 2(\theta - \theta_L) - 2h (-\sin \theta_L)(\theta - \theta_L) =$$

$$= [2h \sin \theta_L - h_a \sin 2\theta_L] (\theta - \theta_L) = -[\dots](\theta_L - \theta), \quad \int_{\theta_0}^{\theta_L} \frac{1}{\sqrt{\Phi(\theta) + C}} = 2\sqrt{\theta_L - \theta} \Big|_{\theta_0}^{\theta_L} = 2\sqrt{\theta_L - \theta_0}$$

$$z(\theta_L) = \int_{\theta_0}^{\theta_L} \frac{1}{\sqrt{2h \sin \theta_L - h_a \sin 2\theta_L} \sqrt{\theta - \theta_L}} = \frac{1}{\sqrt{2h \sin \theta_L - h_a \sin 2\theta_L}} \cdot 2\sqrt{\theta_L - \theta} \Big|_{\theta_0}^{\theta_L}$$

$$z(\theta_L) = \frac{2}{\sqrt{h_a \sin 2\theta_L - 2h \sin \theta_L}} \sqrt{\theta_L - \theta_0}, \quad (\theta_L - \theta_0) = \frac{1}{4} (h_a \sin 2\theta_L - 2h \sin \theta_L) L^2 \quad \text{гл. } \theta_L = L$$

Если $L = \frac{1}{3} \gg 1$, то $\theta_L - \theta_0 < \pi/2$ и пренебрежем, $(\dots) L^2 \approx 0 \rightarrow \sin \theta_L = 0, \cos \theta_L = \frac{h}{h_a}$

Решение $\theta_L = \theta(L)$ как $\cos \theta_L = \frac{h}{h_a}$ берем θ_L как функцию soft layer $\frac{1}{3} \gg 1$.

а) — Рассм. решение $\theta_0 = \theta_1, \cos \theta_L = h/h_a$.

$$F_2(\theta_1) = \int_0^L dz E(z) = \int_{\theta_0}^{\theta_L} d\theta \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_0)} = \frac{1}{2} CL, \quad C = -2\Phi(\theta_L)$$

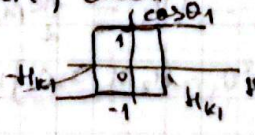
$$\theta'(\theta) = \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_L)} \quad \Phi(\theta) = \frac{1}{2} h_a \cos^2 \theta - h \cos \theta$$

Если θ_L не задан, а θ_1 (то берем $\frac{1}{3} \gg 1$) и $\frac{\partial F_2}{\partial \theta_1} = -\frac{\partial \Phi}{\partial \theta_1} \theta'(\theta_0) = 0$ — это

$$\theta'(\theta_0) = a \sin(\theta_0 - \theta_1) = 0 \quad \text{упр. } a \gg 1 \text{ (к. } \rightarrow \text{) } \rightarrow \theta'(\theta_0) \neq 0 \rightarrow \text{еще берем } F_2(\theta_1)$$

В этом случае $\frac{1}{V} \frac{\partial F(\theta_1)}{\partial \theta_1} = \frac{\partial}{\partial \theta_1} [\dots] = \frac{\partial}{\partial \theta} [-K_1 \cos^2 \theta_1 - H_2 M_1' \cos \theta] = 0$

$\theta_1(H)$ задан, а направление 1-го (реп.) слоя — это $H_{K1} = 2K_1/M_1$.

$$\cos \theta_1(H_2) = \begin{cases} 1, & H > H_{K1} \\ -1, & H < H_{K1} \end{cases} \quad \text{упр. } H_2 \downarrow$$


— $H_{SW} = \pm H_{K1}$ — это значения H_2 при $M_{22}(H)$

$$f(h) = \int_0^L dz \cos \theta(z) = \int_{\theta_0}^{\theta_L} d\theta \frac{\cos \theta}{\sqrt{\frac{1}{2} h_a (\cos 2\theta - 2\theta_L) - 2h (\cos \theta - \cos \theta_L)}} = \int_{\theta_0}^{\theta_L} d\theta \frac{\cos \theta}{\theta'(\theta)}$$

$$f(h) \approx \cos \theta_L \int_{\theta_0}^{\theta_L} d\theta \frac{1}{\sqrt{h_a \sin 2\theta_L - 2h \sin \theta_L}} \cdot \frac{1}{\sqrt{\theta_L - \theta}} = \frac{\cos \theta_L}{\sqrt{h_a \sin 2\theta_L - 2h \sin \theta_L}} \cdot 2\sqrt{\theta_L - \theta_0} = \cos \theta_L z(\theta)$$

$$z(\theta_L) = L \quad f(h) \approx L \cos \theta_L \Rightarrow M_2(H) = M_1 \cos \theta_1 + M_2 \frac{L}{d} \cos \theta_L, \quad \text{т.е.}$$

bilayer бегает, как сумма двух независ. слоев с

$\theta_1 = \theta_1(H)$ и $\theta_2(H) = \theta_L(H)$, где θ_2 берем упр. $z \approx L$.

Вывод: при условии $a \gg 1$ ($\theta_0 = \theta_1$) в этом coupling и $\frac{1}{3} \gg 1$ — это soft layer — это к независ. слоям и $H_{SW} \approx H_{K1}$ (? возможно)

Методом: жана ели $a \gg 1$ и $\theta_0 = \theta_1$, то $\theta'(\theta_0) \neq 0$ и гэв бичаг.
 $\theta'(\theta) = \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_1)}$, $\theta'(\theta_0) = \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_1)} \neq 0$ и $\theta'(\theta_0) = 0$ толгоо
 - тоо не шавь илгэж тоо савь $\frac{1}{a} \gg 1$.

$$\frac{1}{V} \frac{\partial F(\theta)}{\partial \theta_1} = v_1 \frac{\partial}{\partial \theta_1} [\dots] + a M_2^{\frac{2}{3}} \frac{1}{d} \sin(\theta_1 - \theta_0) + M_2^{\frac{2}{3}} \frac{1}{d} \left[-\frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} \theta'(\theta_0) \right] \rightarrow \text{if } \theta_0 = \theta_1$$

$$\frac{1}{V} \frac{\partial F(\theta)}{\partial \theta_1} = v_1 \frac{\partial}{\partial \theta_1} [\dots] - M_2^{\frac{2}{3}} \frac{1}{d} \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_1)} = 0$$

$$v_1 [K_u \sin 2\theta_1 + H_z M_1 \sin \theta_1] - M_2^{\frac{2}{3}} \frac{1}{d} \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_1)} = 0 - \text{решение}$$

не $\sin \theta_1 = 0$, $\theta_1 = 0, \pi$. А ес-то жана нешавь $\frac{1}{a} = \frac{1}{L} \ll 1$

$$[2K_u \cos \theta_1 + H_z M_1] v_1 \sin \theta_1 - M_2^{\frac{2}{3}} v_2 \frac{1}{L} \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_1)} = 0 \quad \text{if } \theta_1 = \theta_0$$

Ели савь и тоо $L \gg 1$, то $\sin \theta_1 = 0 + O(1)$, $\sin \theta_1^0 = 0$, $\theta_1^0 = 0, \pi$.

$$\sin \theta_1 \approx M_2^{\frac{2}{3}} v_2 \frac{1}{v_1 L} \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta_0^0) - \Phi(\theta_1^0)} \quad \text{с тоо } \theta_0 = \theta_1^0$$

Due to the slow variation of the magnetic field $F(\theta_1)$ in the soft layer, i.e.

$$\text{longer } F_{\text{int}} \text{ и } F_2(\theta_1) = \int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \epsilon(\theta) = \int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \theta'(\theta) = \frac{1}{2} L$$

$$\frac{\partial F_2(\theta_1)}{\partial \theta_1} = \frac{\partial \theta_1}{\partial \theta_1} \theta'(\theta_1) - \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} \theta'(\theta_0) + \int_{\theta_0}^{\theta_1} \frac{\partial \theta'}{\partial \theta_1} d\theta, \quad \frac{\partial \theta'}{\partial \theta_1} = \frac{\partial}{\partial \theta_1} \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_1)} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\partial \Phi(\theta)}{\partial \theta_1} \frac{1}{\sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_1)}}$$

$$\frac{\partial \theta'}{\partial \theta_1} = \frac{\sqrt{2}}{2} \frac{1}{\sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_1)}} (-1) \frac{\partial \Phi(\theta_1)}{\partial \theta_1} \frac{\partial \theta_1}{\partial \theta_1} = -\frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\partial \Phi(\theta_1)}{\partial \theta_1} \frac{1}{\sqrt{\Phi(\theta) - \Phi(\theta_1)}} = -\frac{\partial \Phi(\theta_1)}{\partial \theta_1} \frac{1}{\theta'(\theta)}$$

$$\text{if } \int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \frac{1}{\theta'(\theta)} \approx \frac{1}{\sqrt{h_u \sin 2\theta_1 - 2h \sin \theta_1}} 2\sqrt{\theta_1 - \theta_0} = 2(\theta_1) = L - \text{без учета}$$

$$\frac{\partial F_2(\theta_1)}{\partial \theta_1} = -\frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} \theta'(\theta_0) + \int_{\theta_0}^{\theta_1} d\theta \frac{\partial \theta'}{\partial \theta_1} = -\frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} \theta'(\theta_0) - \frac{\partial \Phi(\theta_1)}{\partial \theta_1} \frac{\partial \theta_1}{\partial \theta_1} \left(\frac{1}{L} \right)$$

$$0 = \frac{1}{V} \frac{\partial F(\theta)}{\partial \theta_1} = [K_u \sin 2\theta_1 + H_z M_1 \sin \theta_1] v_1 + a M_2^{\frac{2}{3}} \frac{1}{d} \sin(\theta_1 - \theta_0) + M_2^{\frac{2}{3}} \frac{1}{d} \left[-\frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} \theta'(\theta_0) - \Phi'(\theta_1) \frac{\partial \theta_1}{\partial \theta_1} \frac{1}{L} \right]$$

е-тоо $\theta_1 = \theta_0$ на $\theta_1(H)$ илгэж тоо (разумно илгэж тоо)
 решение) илгэж тоо $z(\theta_1) = L$, $\theta'(L) = 0$

$$\Phi(\theta) = \frac{1}{2} h_u \cos^2 \theta - h \cos \theta, \quad \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = -\frac{1}{2} h_u \sin 2\theta + h \sin \theta, \quad \Phi'(\theta_1) = -\frac{1}{2} h_u \sin 2\theta_1 + h \sin \theta_1$$

$$\text{илгэж тоо } z(\theta_1) = \int_{\theta_0}^{\theta_1} \frac{1}{\theta'(\theta)} d\theta = L \quad \text{гэв } z(\theta_1) = \frac{\sqrt{2} \sqrt{\theta_1 - \theta_0}}{\sqrt{-\Phi'(\theta_1)}} = L - \text{илгэж тоо } \theta_1 = \theta_0$$

$$2(\theta_1 - \theta_0) = -\Phi'(\theta_1) \left(\frac{L}{2} \right)^2 \rightarrow \Phi'(\theta_1) = 0, \quad \frac{1}{2} \gg 1, \text{ толгоо soft савь } \left. \begin{array}{l} \theta_1 = \theta_0 \end{array} \right\}$$

Важно можно отметить, что switching

и-тоо $\theta_1 = \theta_0$ жана H_z и-тоо $\theta_1 = \pi$.

Толгоо $\theta_1 = \theta_0$ не илгэж тоо ($H_z \neq H_{sw}$)

$$\theta_1(H_{sw}) = \pi$$

$$z=0 \quad \theta'(\theta_0) = \sqrt{2} \sqrt{\Phi(\theta_0) - \Phi(\theta_1)} = a \sin(\theta_0 - \theta_1) - \text{на и-тоо } \theta_0$$

$$\frac{\partial}{\partial \theta_1} \left[\frac{\sqrt{2}}{2} \frac{\partial \Phi(\theta_0)}{\partial \theta_0} \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} \right] = a \cos(\theta_0 - \theta_1) \left[\frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} - 1 \right], \quad \frac{1}{\theta'(\theta_0)} \frac{\partial \Phi'(\theta_0)}{\partial \theta_1} \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} = a \cos(\theta_0 - \theta_1) \left(\frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} - 1 \right)$$

$$\frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} = a \cos(\theta_0 - \theta_1) / \left[a \cos(\theta_0 - \theta_1) - \frac{\Phi'(\theta_0)}{\theta'(\theta_0)} \right] \text{ и } a \gg 1 \text{ жана } \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} = 1$$

11.11.11. (11.11.11) given: $H_{sw} = H_1 = -H_{k1} + \frac{J_{12}}{d} M_2$, $H_{k1} = H_{d1} + 2M_1$,
 also switching field $(0, \pi)$ given.
 $H_0 = -M_1^2 \frac{1}{d} \frac{1}{u, v} = \frac{J_{12}}{d} M_2 \frac{1}{u, v} = \frac{J_{12}}{d} M_2$ $\theta_0 = f(\theta_1)$ at $t=0$ for given.

$$\frac{1}{\sqrt{d}} [J_{int} + J_2] = \frac{1}{\sqrt{d}} [-a \cos(\theta_0 - \theta_1) + F_2(\theta_1)] M_2 \frac{1}{d} = \frac{M_2^2}{d} \left[a \sin(\theta_0 - \theta_1) \left\{ \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} - 1 \right\} + \frac{\partial F_2(\theta_1)}{\partial \theta_1} \right]$$

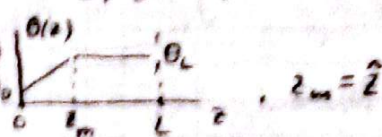
$$\frac{1}{\sqrt{d}} [J_{int} + J_2] = M_2^2 \frac{1}{d} \left[a \sin(\theta_0 - \theta_1) \left\{ \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} - 1 \right\} - \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} \theta'_1(\theta_0) \right] = \left| \theta'_1(\theta_0) = a \sin(\theta_0 - \theta_1) \right| =$$

$$= a \frac{M_2^2}{d} \sin(\theta_0 - \theta_1)$$

$$\left(\frac{1}{\sqrt{d}} \frac{\partial^2 F_2(\theta_1)}{\partial \theta_1^2} \right) = [2K_0 \cos 2\theta_1 + H_0 M_1 \cos \theta_1] \theta'_1 + M_2^2 \frac{1}{d} a \cos(\theta_0 - \theta_1) \left[1 - \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} \right]$$

11.11.11. (11.11.11) given: $H_{sw} = -H_{k1}$ (no switching of J_{12})
 For given $\theta(0)$ given $a \gg 1$ no switching, switching is given $a \gg 1$ no switching, θ_2 .

From (11.11.11) $\theta(z)$ using formula (11.11.11) for switching $\theta_L, \theta_0 = \theta_1$.

(1) Using eq. (11.11.11) formula: $\theta(z) = \begin{cases} \theta_0 + \lambda z, & 0 \leq z \leq z_m \\ \theta_L, & z \geq z_m \end{cases}$  $z_m = \hat{z}$

$$\epsilon(z) = \frac{1}{2} (\theta')^2 + \frac{1}{2} h_a \cos^2 \theta - h \cos \theta$$

$$F_2 = \int_0^L \epsilon(z) dz = \int_0^{z_m} \epsilon(z) dz + \int_{z_m}^L \epsilon(z) dz = \int_0^{\hat{z}} \left[\frac{1}{2} \lambda^2 + \frac{1}{2} h_a \cos^2(\theta_0 + \lambda z) - h \cos(\theta_0 + \lambda z) \right] dz +$$

$$+ (L - \hat{z}) \left[\frac{1}{2} h_a \cos^2 \theta_L - h \cos \theta_L \right], \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_L = 0, \quad \frac{\partial \theta}{\partial z} \Big|_0 = \lambda = a \sin(\theta_0 - \theta_1)$$

$$\theta_0 + \lambda \hat{z} = \theta_L, \quad \text{switching via formula } \theta(z): \theta_0, \lambda, \hat{z}, \theta_L = 2 \text{ given, change} \rightarrow 2 \text{ unknowns.}$$

$$\int_0^{\hat{z}} \cos^2 \theta dz = \frac{1}{2} \int_0^{\hat{z}} (\cos 2\theta + 1) dz = \frac{1}{2} \hat{z} + \frac{1}{2} \frac{\sin 2(\theta_0 + \lambda \hat{z})}{2\lambda} \Big|_0^{\hat{z}} = \frac{1}{2} \hat{z} + \frac{1}{4\lambda} [\sin 2(\theta_0 + \lambda \hat{z}) - \sin 2\theta_0]$$

$$\int_0^{\hat{z}} \cos \theta dz = \frac{1}{\lambda} \sin(\theta_0 + \lambda \hat{z}) \Big|_0^{\hat{z}} = \frac{1}{\lambda} [\sin(\theta_0 + \lambda \hat{z}) - \sin \theta_0]$$

$$F_2 = \frac{1}{2} \lambda^2 \hat{z} + \frac{1}{2} h_a \left\{ \frac{1}{2} \hat{z} + \frac{1}{4\lambda} [\sin 2\theta_L - \sin 2\theta_0] \right\} - h \frac{1}{\lambda} (\sin \theta_L - \sin \theta_0) + (L - \hat{z}) \left[\frac{1}{2} h_a \cos^2 \theta_L - h \cos \theta_L \right]$$

$$F_R = F_{int} + F_2 = -a \cos(\theta_0 - \theta_1) + F_2 = -a \cos(\theta_0 - \theta_1) + \frac{1}{2} \lambda^2 \hat{z} + \frac{1}{4} h_a \hat{z} + \frac{1}{8} \frac{h_a}{\lambda} (\sin 2\theta_L - \sin 2\theta_0) -$$

$$- \frac{h}{\lambda} (\sin \theta_L - \sin \theta_0) + (L - \hat{z}) \left[\frac{1}{2} h_a \cos^2 \theta_L - h \cos \theta_L \right],$$

$$\lambda = \frac{1}{\hat{z}} (\theta_L - \theta_0) \rightarrow F_R(\hat{z}) = -a \cos(\theta_0 - \theta_1) + \frac{1}{2} (\theta_L - \theta_0)^2 \frac{1}{\hat{z}} + \frac{1}{4} h_a \hat{z} + \frac{1}{8} \frac{h_a}{(\theta_L - \theta_0)} (\sin 2\theta_L - \sin 2\theta_0) -$$

$$- h \frac{\hat{z}}{(\theta_L - \theta_0)} (\sin \theta_L - \sin \theta_0) + (L - \hat{z}) \left[\frac{1}{2} h_a \cos^2 \theta_L - h \cos \theta_L \right]$$

$$0. \frac{\partial F_R(\hat{z})}{\partial \hat{z}} = \frac{1}{2} (\theta_L - \theta_0)^2 \left(\frac{1}{\hat{z}^2} \right) + \frac{1}{4} h_a + \frac{1}{8} h_a \left(\frac{\sin 2\theta_L - \sin 2\theta_0}{\theta_L - \theta_0} \right) - h \frac{(\sin \theta_L - \sin \theta_0)}{(\theta_L - \theta_0)} - \left(\frac{1}{2} h_a \cos^2 \theta_L - h \cos \theta_L \right)$$

(given $\hat{z} = f(\theta_1, \theta_0)$)

Упрощенно для $\hat{z}, \lambda, \theta_L, \theta_0$ — известные, не упрощать там, где условие
 при $z=0$ — то же самое. $z = \int_0^{\hat{z}} \frac{1}{\theta'(z)} dz$. Тогда $\theta(z) = \theta_0 + \lambda z$ — упрощ. формула
 не имеет смысла.

(11) Без переключения $\theta_L, \theta_0, \theta_1$ — given, переключение, адiabатическое, H_{sw} .

$$\bullet \text{ Формула } H_{sw}(\theta_1=0) = -H_{k1} - \frac{1}{u, v_1} a M_2^2 \frac{1}{d} \cos(\theta_1 - \theta_0) \left[1 - \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} \right]$$

$$H_{sw} = -H_{k1} - \frac{J_{12}}{d} M_2 \cos(\theta_1 - \theta_0) \left[1 - \frac{\partial \theta_0}{\partial \theta_1} \right] - \text{switching field of bilayer}$$

Due hom. case θ_0 не переключается, $\theta_1 = \theta_2 = \text{const}$, also given $H_{sw} = -H_{k1} + \frac{J_{12}}{d} M_2 = H_1$ — без переключения, переключается $\theta_1, \theta_2 = (0, \pi)$ переключается — переключается.

1) Weak coupling between, $J_{12} \frac{M_1}{M_2} \ll 1$ (ferromagnetic, i.e., $\theta_1 = \theta_2$),
 up to $J_{12} > 0$, no change in θ_1

$$H_{ex} = -H_{ex} = \frac{J_{12} M_2 (\cos(\theta_1 - \theta_2))}{d_1} \quad \theta_1 = 0, \theta_2 = \pi \quad \text{gives } H_{ex} = -\frac{J_{12} M_2}{d_1}$$

- can be 49 meV

coupling with $\theta_1 = \theta_2$

2) Weak coupling between, $a \gg 1$, $\theta_0 = \theta_1$ & $H_{ex} = H_{ex}(2)$

- i.e. into (switching) universal uniform $\theta(z) = \text{const}$,

into weak $a \gg 1$ no more change

$$a = \frac{J_{12} M_1}{\frac{1}{2} M_2} \approx \frac{J_{12}}{\frac{1}{2}}, \quad \frac{1}{2} = \frac{2A}{M_2} \Rightarrow a = \frac{J_{12} M_2}{J_{12} A} \Rightarrow \frac{1}{2} \approx \frac{\sqrt{10^5 \text{ erg/cm}}}{10^5 \text{ erg/cm}} = 10 \text{ nm}$$

$$H_{ex} = \frac{J_{12} M_2}{d_1} \sim 10^4 \text{ Oe} \quad \text{for } J_{12}^{f.c.} \sim 10^4 \text{ J, } d_1 \sim 10^5 \text{ nm} \Rightarrow \frac{J_{12}}{d_1} \approx 1 \text{ approx. const.}$$

Full coupling $J_{12}^{f.c.} = \text{const. atom. exchange via interface}$

$$\text{Magnetization: } E_{ex} = -J_{12} \sum_i S_i S_{i+1} = -J_{12} \sum_i \cos(\theta_i - \theta_{i+1})$$

$$\Rightarrow W_{ex} = \frac{1}{2} C \sum_i (\nabla \theta_i)^2, \quad C = \frac{2 J_{12}^2}{a} \text{ (in } \mu\text{J/m)} \quad n = 1, 2, 4, \text{ grains}$$

Simple cubic, bcc, fcc, perovskite, a^n values depending on θ ,
 ξ - atom. diam. $C = 2A$

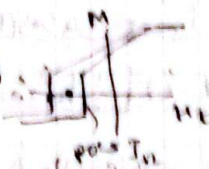
By weak coupling ratio θ of θ and θ_{ex} is $\theta = 0$

$$\text{Zener's } A \rightarrow A' = A \left(1 - \frac{J_{12}}{J_{12}^{f.c.}}\right) \quad \text{and } \xi = \frac{1}{M_2} \sqrt{2A \left(1 - \frac{J_{12}}{J_{12}^{f.c.}}\right)} < \xi$$

- exch. length nonuniformity

$$\text{For } a \gg 1 \quad \text{For } a' = \frac{J_{12}}{\frac{1}{2}} \frac{M_1}{M_2} \gg 1 \quad \text{more uniform}$$

Oscillation: nonuniform



and $M(H)$ being uniform

a. increase in H_{ex}

up to increase in J_{12}

$$13\beta = 1,60 \cdot 10^{12} \text{ Hz} \approx 8,07 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-1} = 1,16 \cdot 10^4 \text{ K} = 2,63 \cdot 10^7 \text{ oe}$$

$$E = \hbar \omega, \quad f = \frac{E}{h} = \frac{1}{2\pi} \frac{E}{\hbar} = \frac{13\beta}{h} \frac{1}{2\pi} = \frac{1,60 \cdot 10^{12} \text{ Hz}}{1,05 \cdot 10^{-27} \text{ erg} \cdot \text{s}} \cdot \frac{1}{2\pi}$$

$$1 \text{ meV} = \frac{1,60}{1,05} \frac{1}{2\pi} 10^{12} \text{ Hz} = 0,243 \cdot 10^3 \text{ GHz} = 243 \text{ GHz}$$

$$1 \text{ meV} = 11,6 \text{ K}$$

Oxygen gas FePt/Refn powder: J-atomic exchange

$$E_{ex} = -J \vec{m}_1 \vec{m}_2, \quad [J] = \text{erg}, \quad \vec{m}_1, \vec{m}_2 = \cos(\theta_1 - \theta_2), \quad \vec{m} = \frac{\vec{S}}{|\vec{S}|} = \frac{\vec{M}}{M_s}$$

$$J \sim 100 \text{ meV} = 0,1 \text{ eV} = 0,1 \cdot 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ erg} \approx 10^{-13} \text{ erg} \quad [J_{Fe} = 2 \cdot 10^{-11} \text{ erg}]$$

$$A = \frac{nJS^2}{a} \sim \frac{J}{a} = \frac{10^{-13} \text{ erg}}{3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}} = \frac{1}{3} 10^{-5} \approx 3 \cdot 10^{-6} \frac{\text{erg}}{\text{cm}}, \text{ because } J \text{ is } 2-3 \text{ orders}$$

$$\vec{H}_{ex} = -\frac{1}{VM_s} \frac{\partial E_{ex}}{\partial \vec{m}} = -\frac{J}{VM_s} \vec{m}, \quad H_{ex} \sim \frac{J}{VM_s} \approx \frac{10^{-13} \text{ erg}}{3 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3 \cdot 3 \cdot 10^3 \text{ G}} \approx 10^7 \text{ oe}$$

V - oxygen unit cell $\approx 13 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^3$

$$\text{No interlayer exch. field } H_{ex}^{12} = \frac{J_{12}}{VM_s} \sim 10^{-3} 10^4 \text{ oe}, \text{ t.e. } J_{12} \approx (10^{-4} - 10^{-3}) \cdot J$$

$$|H_{sw}| \approx H_{K1} - \frac{J_{12}}{d_1} M_2, \quad \frac{|H_{sw}|}{H_{K1}} = 1 - \frac{J_{12} M_2}{d_1 H_{K1}} = 1 - \frac{H_{ex}^{(12)}}{H_{K1}}, \quad H_{K1} = H_{K1} - 4\pi M_1$$

Micromag. boundary condition $\frac{\partial \theta}{\partial z} = a \sin(\theta_0 - \theta_1)$ where $a \gg 1$ layer
и непрерывности $\theta(z)$ where $z=0$: $\theta_0 = \theta_1$.

$$a = \frac{J_{12} M_1}{\frac{1}{3} M_2}, \quad \mathcal{F} = \dots - \int dS \cdot J_{12} \cos(\theta_1 - \theta_2) M_1 M_2, \quad [J_{12}] = \text{nm}$$

No $a \rightarrow \infty$ так поверхность, на которой, и поверхность, и поверхность $J_{12} \rightarrow J_{12}$ и поверхность.
Яковлев SWR - PTT-93. Cur. analysis H_{ex} - full coupl., atom. limit or $2S/\sqrt{V}$