

СПИНОВЫЕ СПИРАЛИ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Малеев С.В.

Петербургский Институт Ядерной Физики

Эта теоретическая Лекция является результатом анализа проблем, которые в течении многих лет я обсуждал с моими друзьями экспериментаторами

А.И.Окороковым, С.В.Григорьевым,
В.А.Дядькиным, Е.В.Москвиным и
Ю.О.Четвериковым.

Пользуюсь случаем выражаю им свою
благодарность.

СОДЕРЖАНИЕ

- Обычные магнетики в магнитном поле
- Спиновые спирали
- Обменные спирали в поле
- Спирали Дзяпошинского
- Кубические магнетики без центра инверсии
- Процессы переброса
- А-фаза
- Итоги

ОБЫЧНЫЕ МАГЕТИКИ

Гайзенберговский ферромагнетик намагничен против поля



Энергия спиновых волн: $\varepsilon_q = Aq^2 + H; (g\mu_B \rightarrow 1)$.

Щель в спектре: $\varepsilon_0 = H$

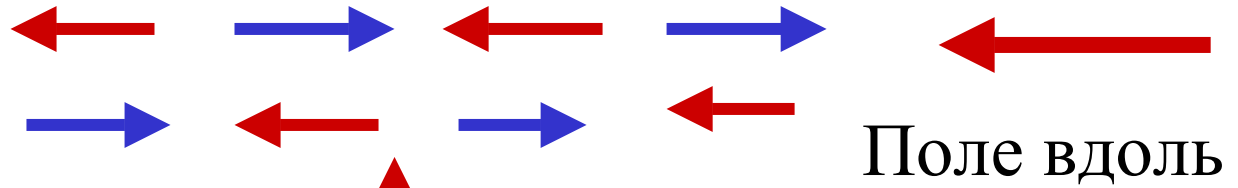
Спиновая волна уменьшает намагниченность.

На это нужна энергия!

Кристаллическая анизотропия несколько
меняет эти результаты.

АНТИФЕРРОМАГНЕТИКИ

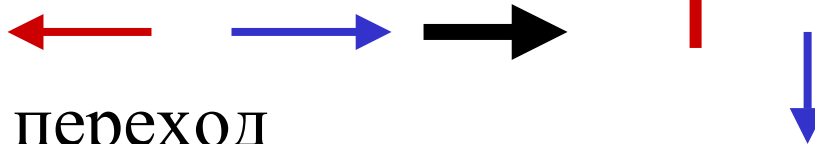
Подрешетки



Поле вдоль

Поле поперек

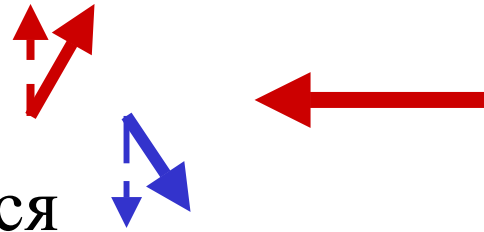
Продольное поле:



Спин флоп переход

Критическое поле $H_{SF} = \Delta$ спин-волновая щель.

Поперечное поле:



Подрешетки скашиваются

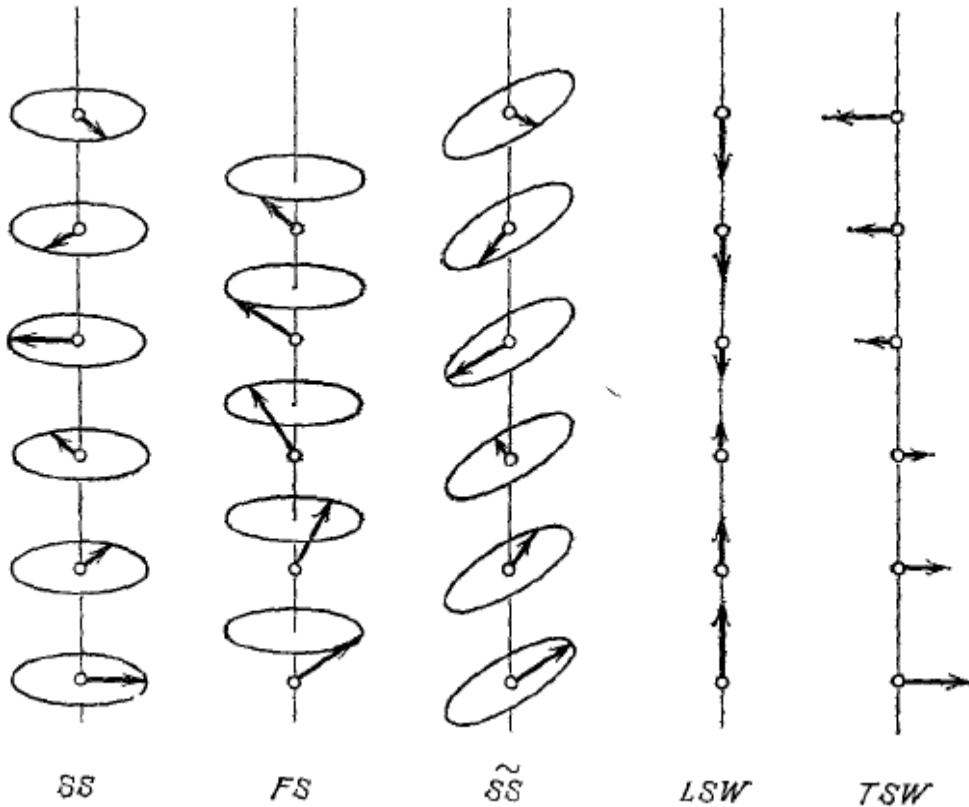
на угол $\vartheta \sim H / J$ где J обменный интеграл.

Ферромагнитная конфигурация: спины против поля

$H > J.$

$$d = 2\pi / k.$$

СПИНОВЫЕ СПИРАЛИ

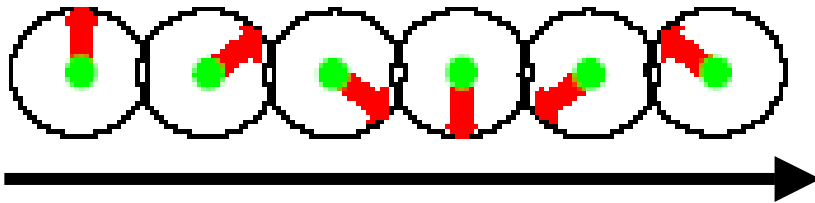


Вектор спирали k
Определяет направление
вращения и период

$$d = 2\pi / k.$$

Обычно d несоизмерим с
периодом решетки.

Плоскость вращения и его
направление не всегда
связаны



ЦИКЛОИДА

Вращение спинов описывается формулой

$$\mathbf{S}(\mathbf{R}) = S(\hat{a} \cos \mathbf{k} \cdot \mathbf{R} + \hat{b} \sin \mathbf{k} \cdot \mathbf{R})$$

Плоская спираль

$$[\hat{a} \times \hat{b}] = \hat{c} \quad \hat{a}^2 = \hat{b}^2 = 1 \quad \hat{a} \perp \hat{b}$$

Плоскость вращения перпендикулярна вектору \hat{c}

$\hat{b} = 0$ линейная спиновая волна.

КИРАЛЬНОСТЬ:

Если с ростом \mathbf{R} спины вращаются по часовой стрелке то спираль правая (положительная киральность).

Против часовой стрелки-левая.

Природа с огромной точностью не отличает правое и левое: Оба типа спиралей равновероятны.

ОДНАКО ИНОГДА ЭТО НЕ СОВСЕМ ТАК.

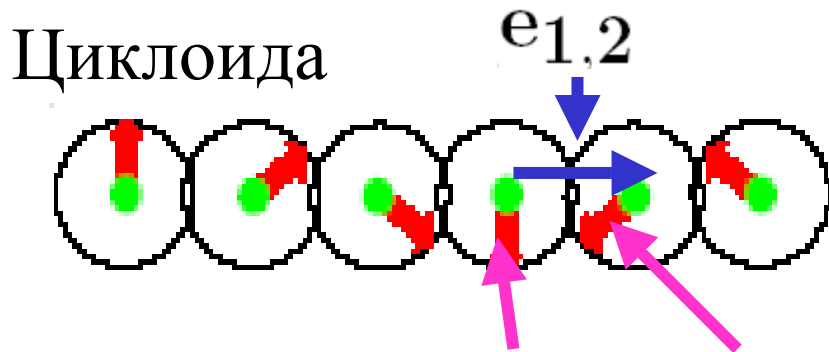
МАГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ

Электрическая поляризация \mathbf{P} это полярный вектор
меняющий знак при замен $x, y, z, \rightarrow -x, -y, -z$
и не меняющий знак при обращении времени $t \rightarrow -t$.

Спины и магнитное поле наоборот, не меняют знак при
первой замене и меняют знак при второй.

\mathbf{t} -нечетные аксиальные векторы.

В мультиферроиках \mathbf{P} управляется магнитным полем,
которое действует только на спины



Управляя спинами
меняем поляризацию!

$$\mathbf{P} \sim [\mathbf{e}_{1,2} \times [\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2]]$$

ОБМЕННЫЕ СПИРАЛИ

Магнитные структуры всех веществ определяются небольшим числом взаимодействий атомных спинов

Главное- обменное

$$H_{Ex} = \frac{1}{2} \sum J_{R_1, R_2} \mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2 = \frac{1}{2} \sum J_q \mathbf{S}_q \cdot \mathbf{S}_{-q}$$

Взаимодействие ближайших соседей

$J < 0$ минимум при $q=0$; ферромагнетик.

$J > 0$ минимум при полу-целых q $\pi(1, 1, 1)$

Антиферромагнетик

Общий случай: взаимодействие многих спинов
Минимум при $\mathbf{q}=\mathbf{k}$, в точке зависящей от деталей
взаимодействия.

Получаем спираль

Плоскость вращения спинов не зависит от направления \mathbf{k}

Энергия магнитной анизотропии

$$H_A = K \sum S_{\mathbf{R}}^z S_{\mathbf{R}}^z$$

Направление оси анизотропии z определяется
структурой кристалла

$K > 0$ спины вращаются в плоскости перпендикулярной
оси z : ЛЕГКАЯ ПЛОСКОСТЬ

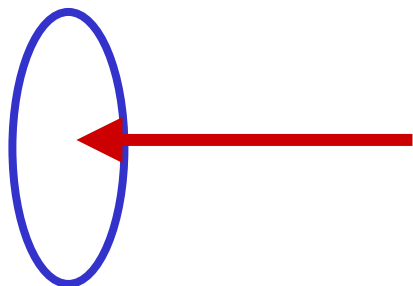
$K < 0$ спины вращаются в плоскости содержащей ось z .

ЛЕГКАЯ ОСЬ

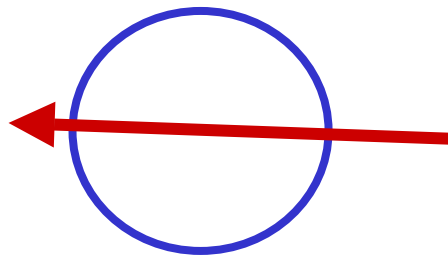
МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Аналогия с антиферромагнетиками:

Поле



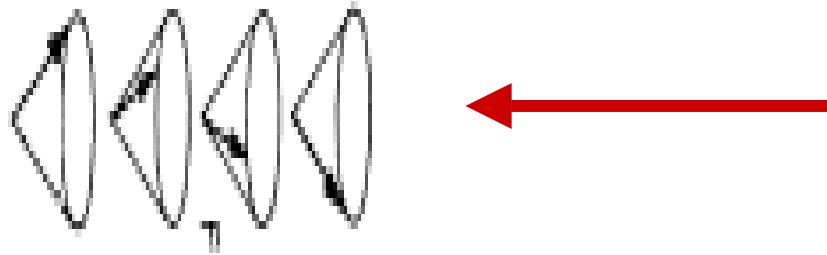
перпендикулярно



ВДОЛЬ

плоскости вращения

Перпендикулярное поле, легкая ось $K > 0$



Спираль намагничивается, спины
выходят из плоскости на угол α

$$\sin \alpha = -\frac{H}{H_C}; \quad H_C = S(J_0 - J_k + 2K)$$

Если $H > H_C$, спины направлены против поля.

“ФЕРРОМАГНЕТИК”

СПИНОВЫЕ ВОЛНЫ

$$\epsilon_{\mathbf{q}} = \begin{cases} \sqrt{\left(\frac{J_{\mathbf{q}+\mathbf{k}}+J_{\mathbf{q}-\mathbf{k}}}{2} - J_{\mathbf{k}}\right) (J_{\mathbf{q}} - J_{\mathbf{k}} + 2K)} \\ H = 0; \\ S(J_{\mathbf{q}\pm\mathbf{k}} - J_{\mathbf{k}}) + H - H_C; \quad H > H_C \end{cases}$$

При $H=0$ и $H = H_C$ спектр не имеет щели.

Ее нет и при всех $H < H_C$.

ЭТО результат линейной теории.

Взаимодействие спиновых волн (Приближение Хартри-Фока) дает щель в интервале $0 < H < H_C$

0 $\rightarrow \Delta = g(\alpha) H \sin \alpha \cos \alpha$
 $g(\alpha) \leq 0.1$ зависит от конкретной формы $J_{\mathbf{q}}$

Возбуждение спиновой волны меняет намагниченность

На это нужна энергия ЭПР проверка????

ПОЛЕ ВДОЛЬ ПЛОСКОСТИ ВРАЩЕНИЯ



Без анизотропии поворот к перпендикулярному полю дает выигрыш энергии $\frac{-H^2}{2H_c}$ за счет намагничивания спирали.

По аналогии с спин-флоп переходом в антиферромагнетиках это ПЛАЙН-ФЛОП переход

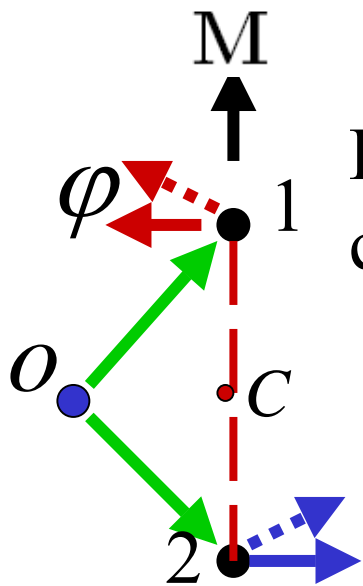
При конечной анизотропии перпендикулярная структура возникает при

$$\underline{H \gg \sqrt{KH_c}}$$

СПИРАЛИ ДЗЯЛОШИНСКОГО

Взаимодействие Дзялошинского-Мория (ДМ)

$$V_{DM} = \sum \mathbf{D}_{\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2} [\mathbf{S}_1 \times \mathbf{S}_2] \\ = \sum \mathbf{D}_q [\mathbf{S}_q \times \mathbf{S}_{-q}]$$



Возникает, если на середине прямой C между спинами 1 и 2 нет центра инверсии.

Правило Москвина

$$\mathbf{D}_{\mathbf{R}_1, \mathbf{R}_2} \parallel [\mathbf{R}_{O1} \times \mathbf{R}_{O2}] \perp \text{экрану.}$$

Поворот спинов энергетически выгоден

Возникает намагниченность $M \sim \sin 2\varphi \sim D/J$

Слабый ферромагнетизм

Это верно при сильной анизотропии, иначе-спираль.

Гамильтониан

$$H = H_{Ex} + V_{DM} + \mathbf{H} \sum \mathbf{S}_R$$

Намагниченная спираль

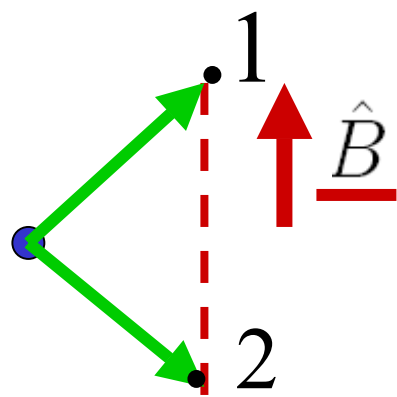
$$\mathbf{S}_R = S[\hat{a} \cos \mathbf{k} \cdot \mathbf{R} + \hat{b} \sin \mathbf{k} \cdot \mathbf{R}] \cos \alpha + S \hat{c} \sin \alpha$$

Ферромагнитный обмен. Классическая энергия

$$E_{Cl} = -\frac{S^2}{2} [J_0 \sin^2 \alpha + J_{\mathbf{k}} \cos^2 \alpha] + iS^2 (\mathbf{D}_{\mathbf{k}} \cdot \hat{c}) \cos^2 \alpha \\ + S(\mathbf{H} \cdot \mathbf{c}) \sin \alpha$$

Минимум этой энергии определяет направление оси
спирали \mathbf{k} плоскости вращения \hat{c} и ее
намагниченность (угол α).

ДМ взаимодействие мало по сравнению с обменом
 Вектор спирали мал. Разлагая в ряд находим



$$J_{\mathbf{k}} = J_0 - Ak^2/S; \quad \mathbf{D}_{\mathbf{k}} = i\mathbf{D}(\mathbf{k} \cdot \hat{B})$$

\hat{B} — единичный вектор вдоль (1-2) связи.

i — результат того, что $\mathbf{D}_{R_1, R_2} = -\mathbf{D}_{R_2, R_1}$

Условия минимума

$$\mathbf{k} = \frac{S(\mathbf{D} \cdot \hat{c})\hat{B}}{A}; \quad E_{Cl} = -\frac{S^3(\mathbf{D} \cdot \hat{c})^2}{2A}; \quad \sin \alpha = -\frac{H}{Ak^2}.$$

Вектор спирали направлен вдоль связи.

Энергия минимальна если $\hat{c} \parallel \pm \mathbf{D}$; $H_C = Ak^2$

Структура: ЦИКЛОИДА в плоскости перпендикулярной
вектору \mathbf{D}

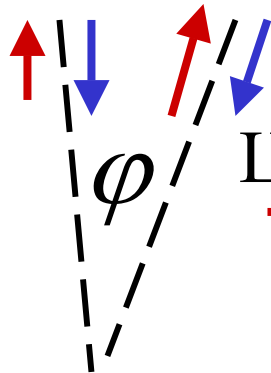
Правые и левые домены равновероятны.

Сходный результат получается для антиферромагнетиков

В плоскости перпендикулярной вектору \mathbf{D}

вращаются пары спинов на угол

$$\varphi = ka = \frac{S|D|a}{A}$$

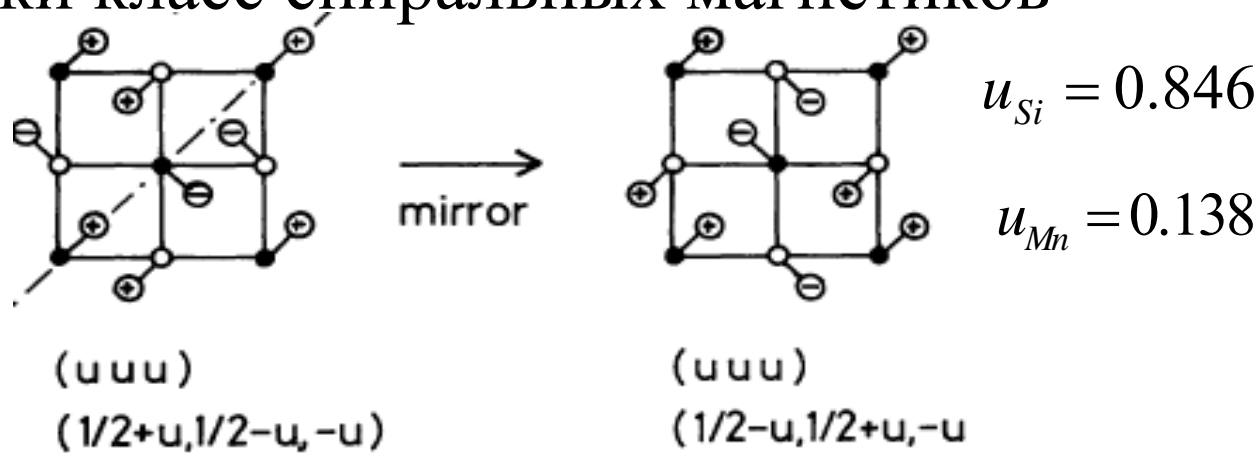


Циклоидальный антиферромагнетик

КУБИЧЕСКИЕ СПИРАЛЬНЫЕ МАГНЕТИКИ MnSi, FeGe и др.

Наиболее изученный экспериментально и теоретически класс спиральных магнетиков

Вид со стороны
грани куба



Магнитная спираль $T_c \approx 29\text{K}$, $k \approx 0.038$; $d \approx 170(a = 4.56)$

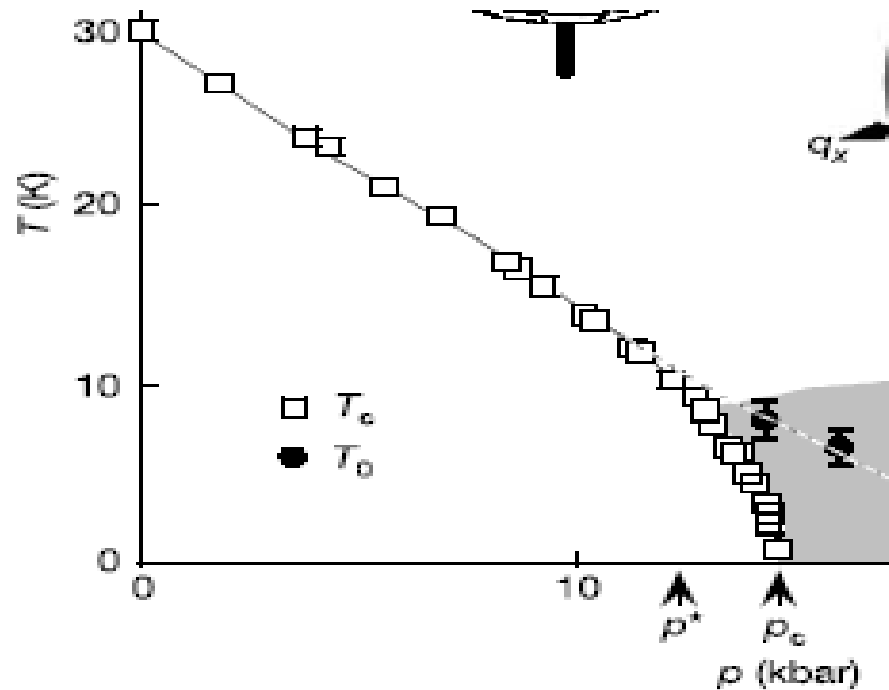
Совокупность необычных свойств:

Критическое поведение:

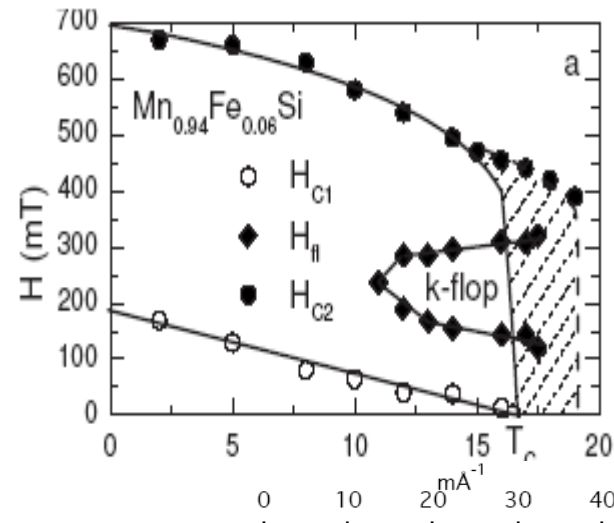
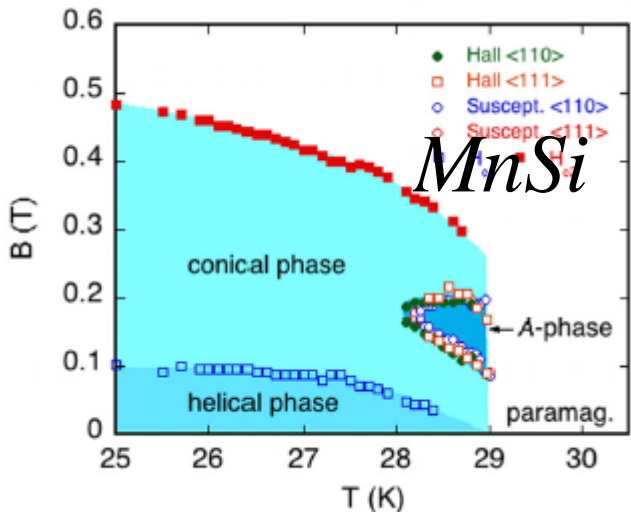
Теплоемкость, проводимость, скорость звука,
рассеяние поляризованных нейтронов.

Наибольший интерес вызывают:

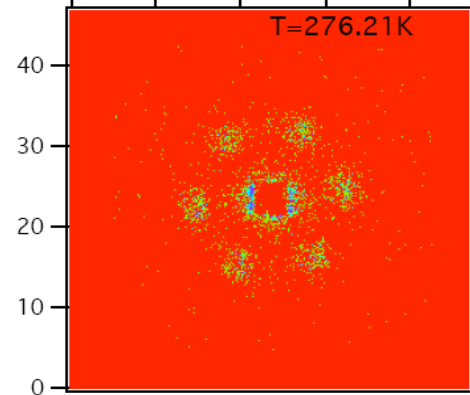
Квантовый фазовый переход под давлением в состояние киральной спиновой жидкости



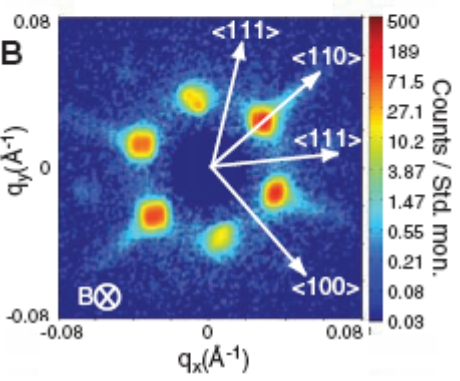
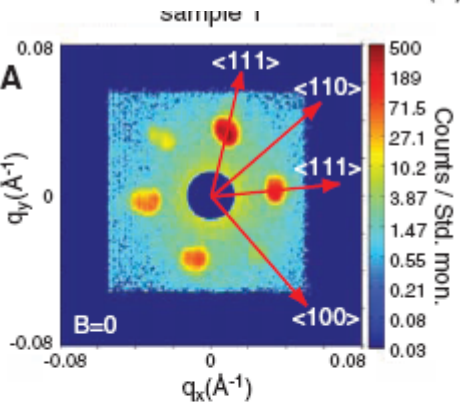
A-ФАЗА



С ростом поля в узкой области ниже T_c вектор спирали перпендикулярен полю. Вне нее он вдоль поля.



FeGe



Шесть пиков в A-фазе позволили объявить об открытии новой, СКИРМИОННОЙ????? фазы.

МОДЕЛЬ

Основные взаимодействия те-же:

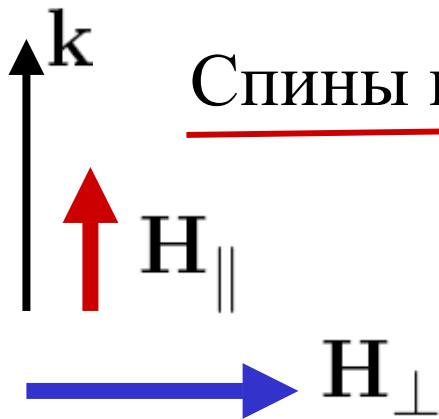
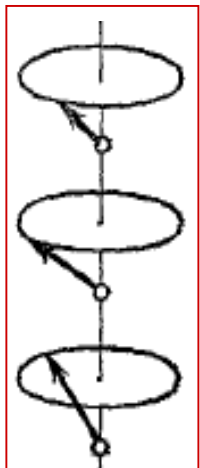
Ферромагнитный обмен, ДМ-взаимодействие и
зеemanовская энергия

В кубическом кристалле нет
выделенного направления, поэтому

$$\mathbf{D}\mathbf{q} = i\mathbf{D}[\mathbf{q} \times \hat{B}] \rightarrow iD_0\mathbf{q}$$

D_0 псевдоскаляр- меняет знак при инверсии.

$$\mathbf{k} = \frac{SD_0\hat{c}}{A}, \quad \sin \alpha = -\frac{H_{\parallel}}{H_C}; \quad H_C = Ak^2.$$



Спины вертятся вокруг оси спирали \mathbf{k}

ПРОЦЕССЫ ПЕРЕБРОСА

В ДМ спиралях имеют место процессы переброса связывающие возбуждения с импульсами q и $q \pm nk$; $n = 1, 2, 3...$

Такие же перебросы генерирует перпендикулярное поле

..

Возникают

Анизотропия спектра спиновых волн при $q \leq k$:

$$\epsilon_q = Akq \rightarrow Ak \sqrt{q_{\parallel}^2 + 3q_{\perp}^4 / (8k^2)}. \quad \text{Нет щели}$$

Сателлиты с $n = 1, 2, 3...$

$$\epsilon_{\perp,1} = A \sqrt{(k^2 + q_{\perp}^2)(2k^2 + q_{\perp}^2)} \quad \text{Щель } Ak^2 \sqrt{2}$$

Энергия в параллельном поле $E_{\parallel} = -\frac{H_{\parallel}^2}{2H_C}$

Перпендикулярное поле искажает спираль и дает высшие гармоники. Вторая гармоника наблюдалась

Это результат смешивания амплитуд спиновых колебаний с $q = 0$ и $q = \pm k$ приводящий к

Бозе-конденсация этих возбуждений

В результате магнитная энергия $E = E_{An} - \frac{H_{\parallel}^2}{2H_C} - \frac{H_{\perp}^2}{4H_C}$
где E_{An} энергия кубической анизотропии.

Если нет поля, анизотропия ориентирует оси спиралей
вдоль $\langle 111 \rangle$, *MSi.FeGe* ($< 210K$);
 $\langle 100 \rangle$, *FeGe* ($210K < T < T_C \approx 280K$).

В сильном поле ось спирали должна быть вдоль поля!

Спиновые волны в перпендикулярном поле

$$\epsilon_{\mathbf{q}}^2 \rightarrow \epsilon_{\mathbf{q}}^2 - \frac{3H_{\perp}^2}{8}; \quad \epsilon_0^2 = -\frac{3H_{\perp}^2}{8} < 0???$$

Спектр неустойчив в бесконечно слабом перпендикулярном поле???

А как быть со второй гармоникой в слабом поле?

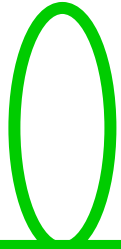
Нужна щель Δ , тогда

$$\epsilon_0^2 = \Delta^2 - \frac{3H_{\perp}^2}{8}$$

Спектр устойчив если $H_{\perp} < \Delta\sqrt{8/3} = H_A$.

Это условие определяет верхнюю границу А-фазы.

Щель возникает из за взаимодействия спиновых волн в приближении Хартри_Фока



$$\Delta^2 = \frac{(H_c)^2}{4S} \sum \frac{D_{\mathbf{q}}}{D_0};$$

Взаимодействие спиновых волн дает также вклад в магнитную энергию

$$E = -\frac{SH_{\parallel}^2}{2H_c} - \frac{SH_{\perp}^2}{4H_c} + \underline{\delta E_{Int}},$$

Диаграммы для энергии взаимодействия

$$\delta E_{Int} = \text{Diagram 1} + \text{Diagram 2}$$

Вторая диаграмма отрицательна и содержит инфракрасную расходимость

$$\frac{H_C^2}{\Delta^2 - 3H_{\perp}^2/8} \rightarrow \infty; \quad H_{\perp} \rightarrow H_A = \Delta\sqrt{8/3}.$$

Нижняя граница А-фазы H_{A1} определяется условием

$$\frac{H^2}{2H_C} = \frac{H^2}{4H_C} + \delta E_{Int}(H_A - H)$$

$$\delta E_{Int} = - \frac{\Lambda}{H_A - H};$$

$\Lambda \sim (T/T_C)^6$ функция параметров системы.

Известные параметры для MnSi

$$H_C \approx 0.6T; A \approx 0.52 \text{ nm}^2; a \approx 0.46 \text{ nm}; k \approx 0.38 \text{ nm}^{-1}$$
$$T_C; S = 1.6; \Delta \approx 0.096T (??)$$

Для вычисления красных петель нужен еще импульс обрезания, до которого работает теория спиновых волн и начинается стонеровский континуум.

$$\text{Экспериментально } q_{\max} = 2.4 \text{ nm}^{-1} \approx 1/a.$$

$$H_A \approx 0.16T, \quad H_{A1} \approx 0.29H_A \approx 0.046T.$$

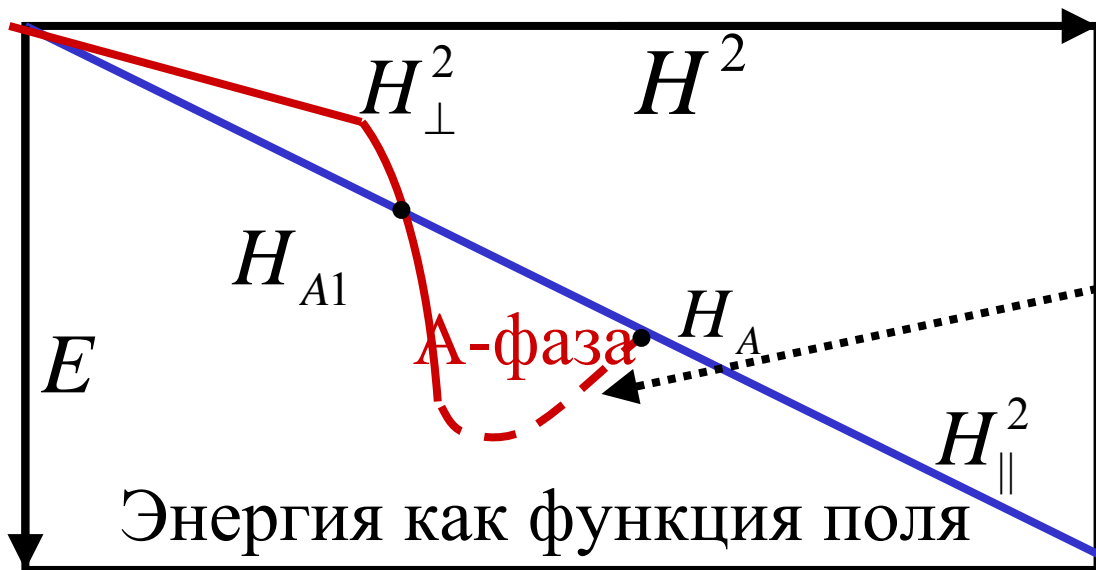
Учитывая неопределенность параметров вблизи от T_C можно говорить о неплохом согласии с опытом.

$$H_A \approx 0.16T,$$

С понижением T область А-фазы сужается как $(T/T_C)^6$.

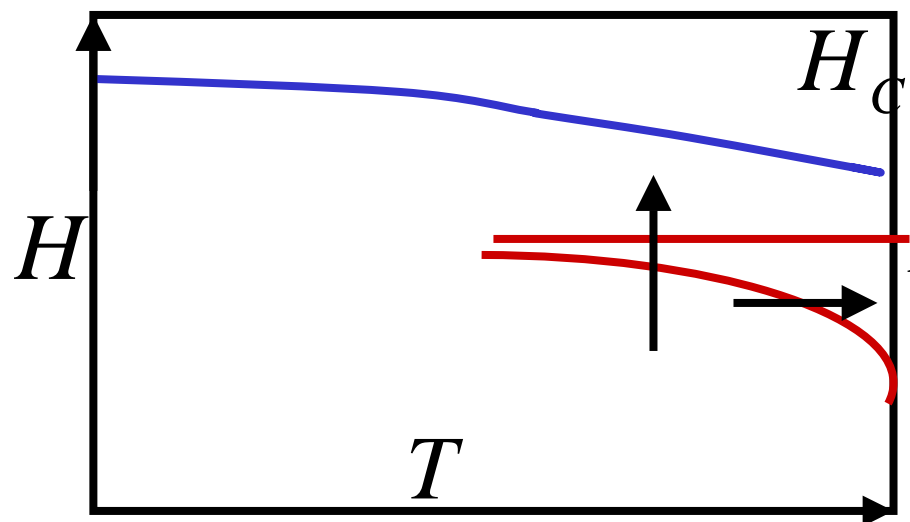
H_{A1}

ДВА ПЕРЕХОДА ПЕРВОГО РОДА



Область возврата в параллельную фазу Теории нет.

Скачки теплоемкости



$$\Delta C_H(T \simeq T_C) \approx -5.2 \frac{S H_{A1}^2}{4 H_C T} \rightarrow -5 \cdot 10^{-3} \text{ J/moleK}$$

$$\Delta C_T(H_{A1}) < \Delta C_H(T)$$

$$\Delta C_T(H_A) ???$$

(MnSi)

Фазовая диаграмма- следствие анизотропии спектра.

КВАНТОВЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД

Почему давление разрушает спираль?

Две возможности: Магнитострикция

Фрустрации

Магнитострикция смешивает спиновые волны с фононами



$$\text{Квадрат щели } \Delta^2 = \Delta_{Int}^2 + \Delta_{MS}^2.$$

По оценкам оба слагаемых одного порядка но $\Delta_{MS}^2 < 0$.

Под давлением $\Delta^2 \rightarrow 0$ и спираль теряет устойчивость.

ФРУСТРАЦИИ

Рассматриваемые магнетики сильно фрустрированы:

Каждый магнитный ион имеет 6 ближайших
и 6 следующих соседей.

$$d_{nn} = 0.61a; d_{nnn} = 0.91a; (MnSi).$$

Предположение: ближайшее взаимодействие
ферромагнитно, следующее антиферромагнитно

$$H_{Ex} = -\frac{J_F}{2} \sum_{nn} (\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2) + \frac{J_{AF}}{2} \sum_{nnn} (\mathbf{S}_1 \cdot \mathbf{S}_2)$$

Эта модель объясняет качественно почему в MnSi
при высоких температурах магнитный момент
марганца $1.4\mu_B$ а при низких $0.4\mu_B$
и при изменении взаимодействий приводит к
разрушению спирали.

ИТОГИ

- Изложены основные представления физики спиральных магнетиков
- Объяснено происхождение A-фазы в кубических спиральных магнетиках без центра инверсии

СПАСИБО ЗА ВНИМАНИЕ