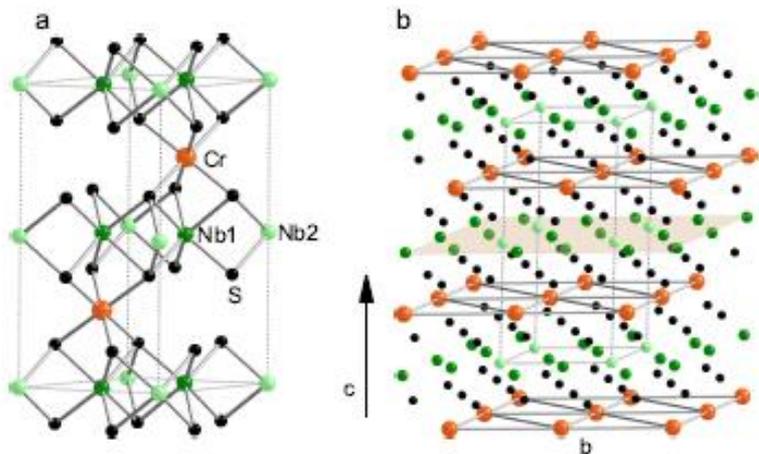


Ф.Б. Мушенок

**Ферромагнитный резонанс в
геликоидальном магнетике $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$**

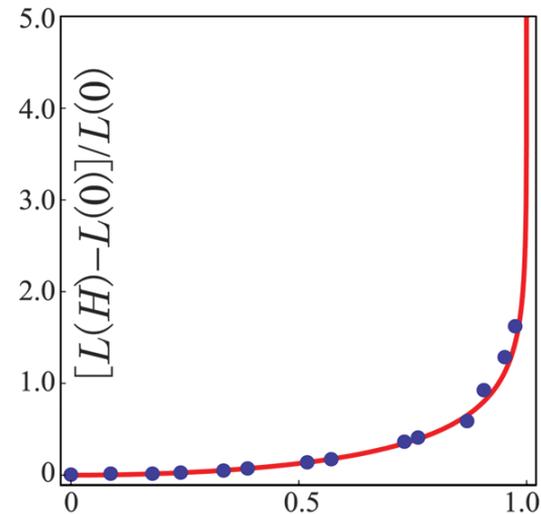
Институт Проблем Химической Физики
г. Черноголовка

Кристаллическая и магнитная структуры $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$

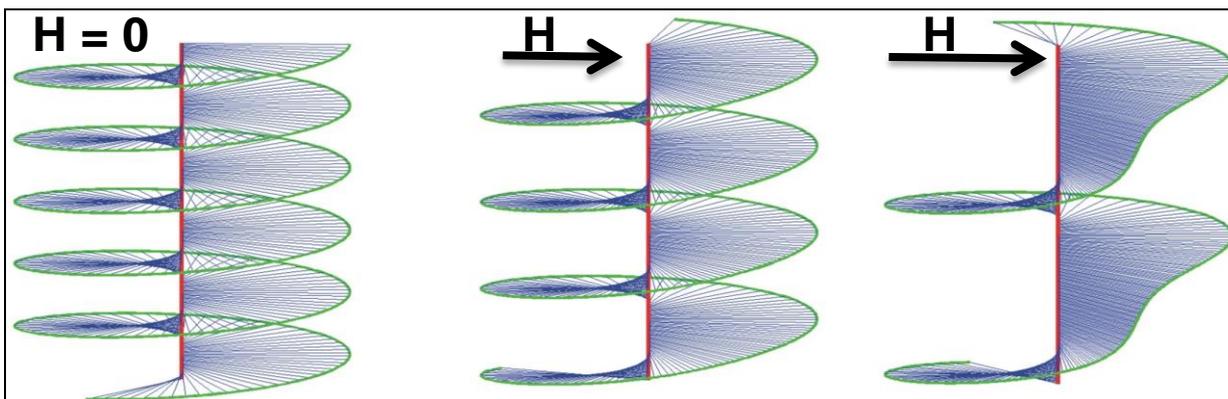


$T_c \sim 130 \text{ K}$
 $L_0 = 480 \text{ \AA}$
 $H_c \sim 1,3 \text{ kOe}$

Кристаллическая структура $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$
 N. J. Ghimire et al, arXiv: 1209.3883v1



Зависимость периода L магнитной солитонной решетки от внешнего магнитного поля H/H_c .



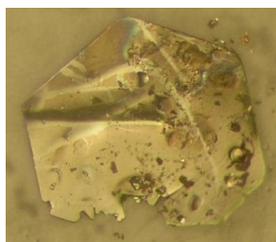
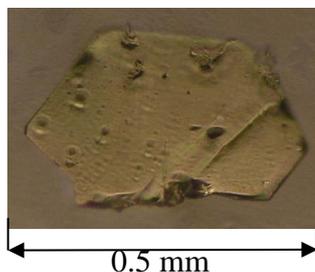
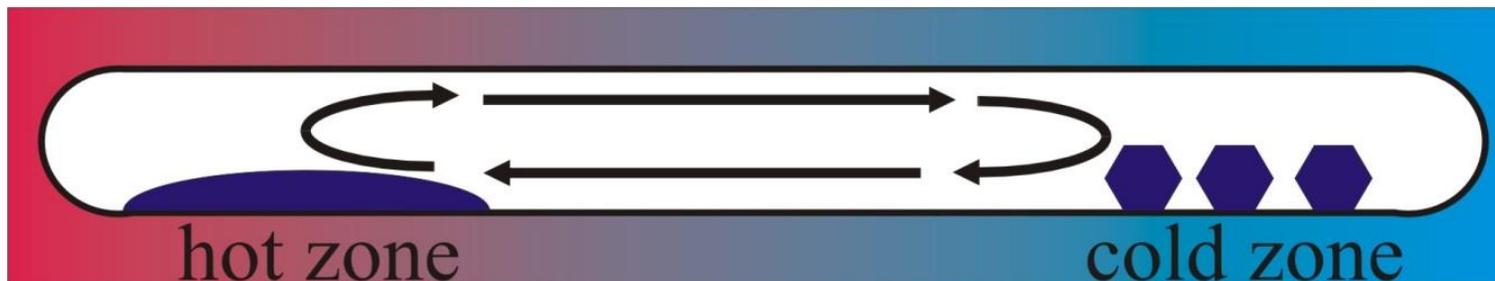
Схематическое изображение распределения намагниченности в геликоидальной магнитной структуре при различных значениях внешнего магнитного поля.



ТЕМ изображение монокристалла $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$, $T=110 \text{ K}$, $H = 2 \text{ kOe}$

Получение и аттестация монокристаллов $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$

Химический транспорт в градиенте температур $T = 950 - 800^\circ \text{C}$ в атмосфере йода.

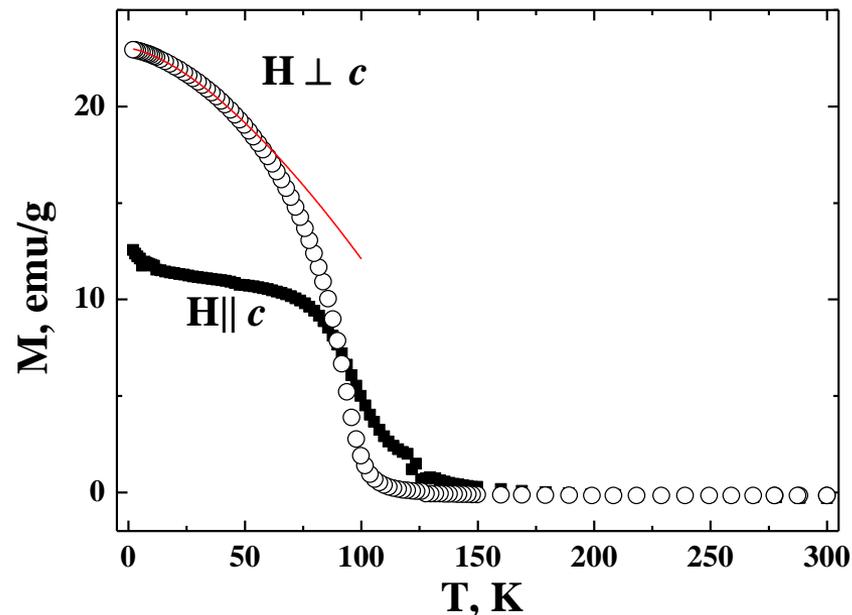


XRD

$$\begin{aligned} a &= b = 5.73 \text{ \AA} \\ c &= 12.05 \text{ \AA} \\ \alpha &= \beta = 90^\circ \\ \gamma &= 120^\circ \end{aligned}$$

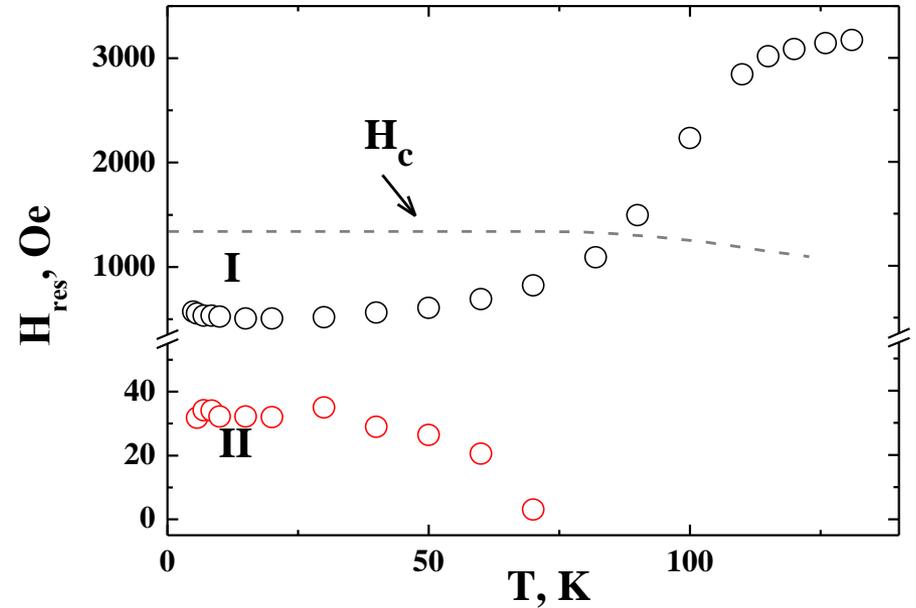
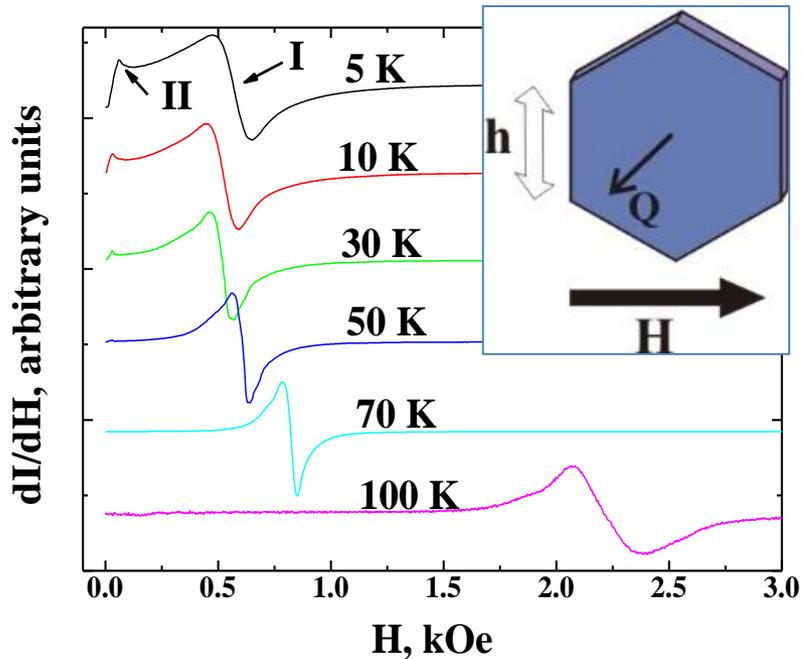
EDX

$$\begin{aligned} \text{Cr: } &0.270 \pm 0.007 \\ \text{Nb: } &1.061 \pm 0.005 \\ \text{S: } &2.002 \pm 0.009 \end{aligned}$$



Температурные зависимости намагниченности монокристалла $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ в ориентациях $H \perp c$ и $H \parallel c$, $H = 10 \text{ kOe}$. Сплошной линией показана аппроксимация законом Блоха «3/2».

Ферромагнитный резонанс

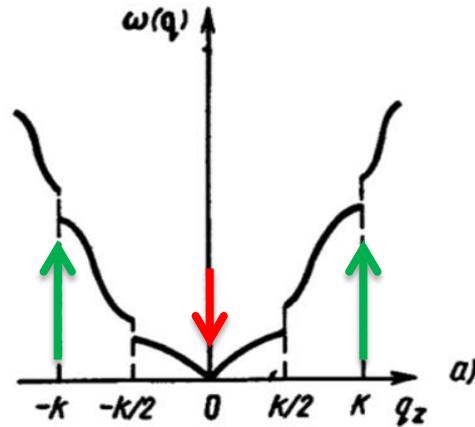


Спектры ферромагнитного резонанса монокристалла $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ при различных температурах, $H \perp c$, $h \parallel c (\parallel Q)$.

Температурные зависимости резонансных полей линий I и II, $H \perp c$, $h \parallel c (\parallel Q)$. Пунктирной линией показано примерное значение критического поля H_c .

Спектрометр Bruker EMX, X диапазон (9,5 GHz)
 $T = 5 - 300 \text{ K}$, $H = 0 - 2 \text{ T}$

Ферромагнитный резонанс

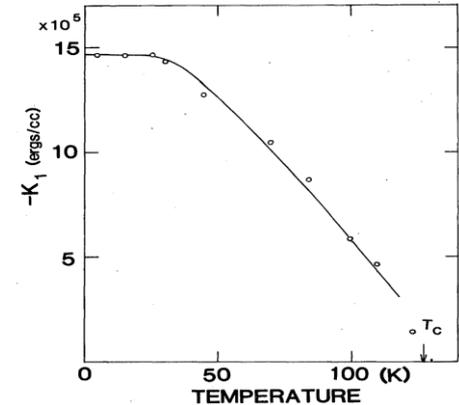


однородная ($q = 0$) мода

$$\left(\frac{\omega}{\gamma}\right)^2 = H_{\text{res}} \left(H_{\text{res}} + \frac{2K_1}{M_s} + 4\pi M_s \right)$$

B.R. Cooper, R.J. Elliot Phys. Rev., **131**, 1043 (1963)

ω/γ – гиромагнитное отношение;
 H_{res} – резонансное поле;
 K_1 – константа одноосной магнитокристаллической анизотропии;
 M_s – намагниченность насыщения.



Температурная зависимость одноосной анизотропии для $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$
 T. Miyadai, K. Kikuchi, H. Kondo et al., JPSJ **52**, 1394 (1983).

Спектр спиновых волн солитонной решетки. Волновой вектор отсчитывается относительно вектора модуляции магнитной структуры.

Ю.А. Изюмов «Дифракция нейтронов на длиннопериодических структурах»

голдстоуновская ($q = \pm Q$) мода

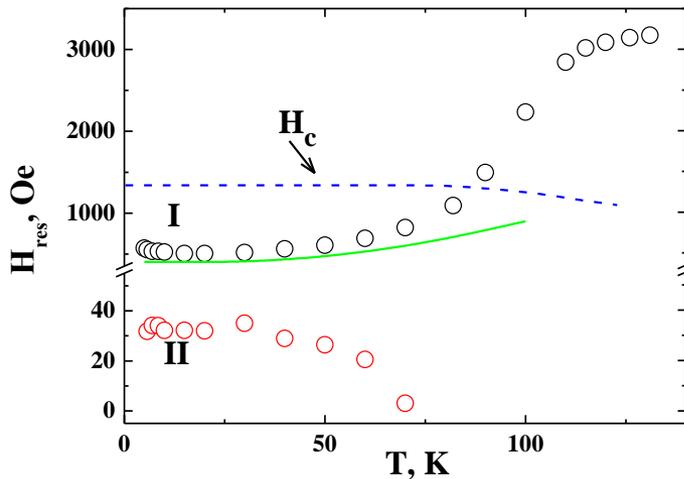
Конечное значение энергии $\hbar\omega_{\pm Q}$ может быть индуцировано магнитокристаллической анизотропией в базальной плоскости

$$\hbar\omega_{\pm Q} \sim \sqrt{K_6}$$

K_6 – константа анизотропии в базальной плоскости.

T. Nagamiya, "Solid State Physics" **20**, 30 (1967), U. Smith, S. Haraldson, Journal of Magnetic Resonance, **16**, 390 (1974).

Линия I соответствует однородной моде ($q = 0$) спиновой прецессии в гелимагнитной фазе. Линия II соответствует голдстоуновской ($q = \pm Q$) моде.

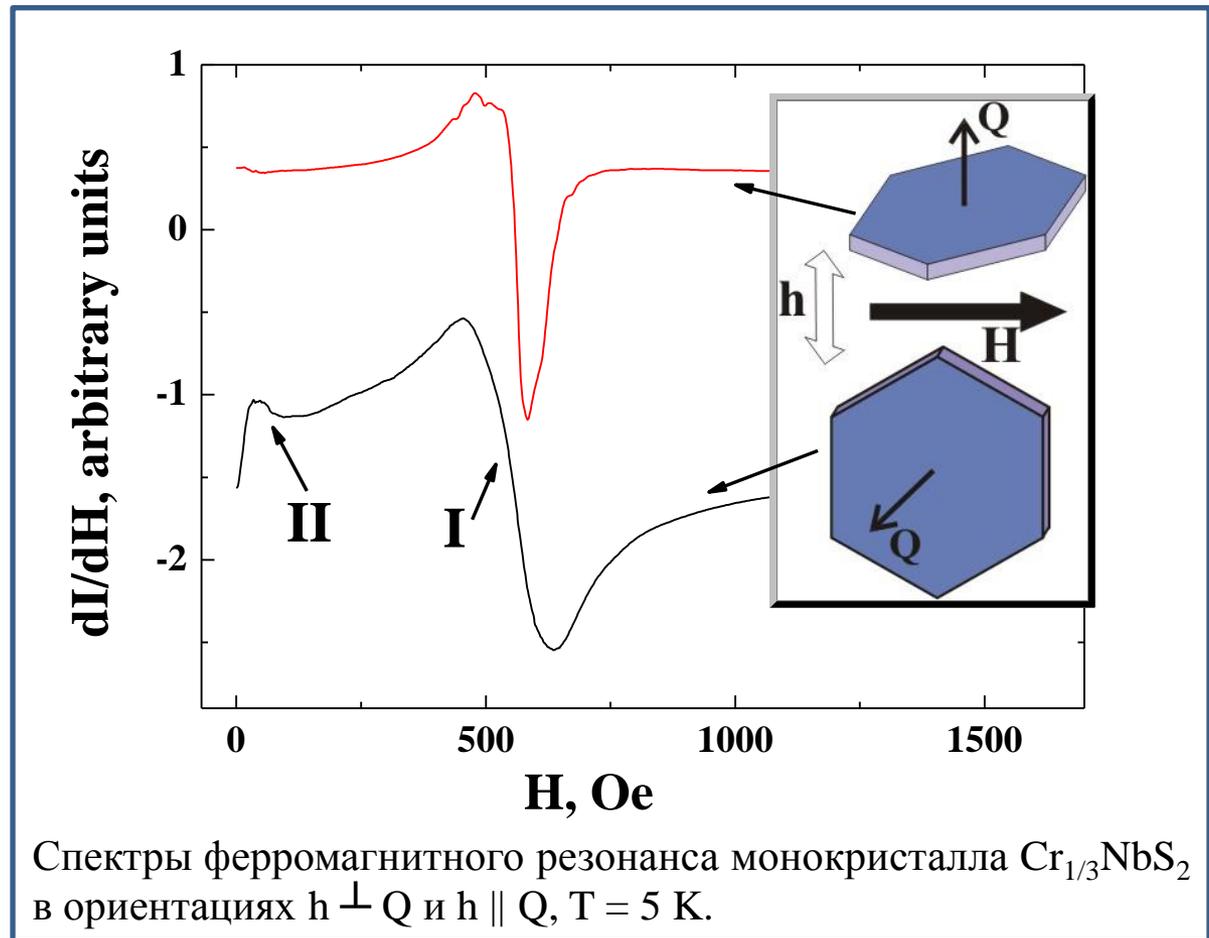


Температурная зависимость резонансных полей линии I и II. Критическое поле показано пунктирной линией. Расчетное значение однородной моды показано сплошной линией.

Ферромагнитный резонанс

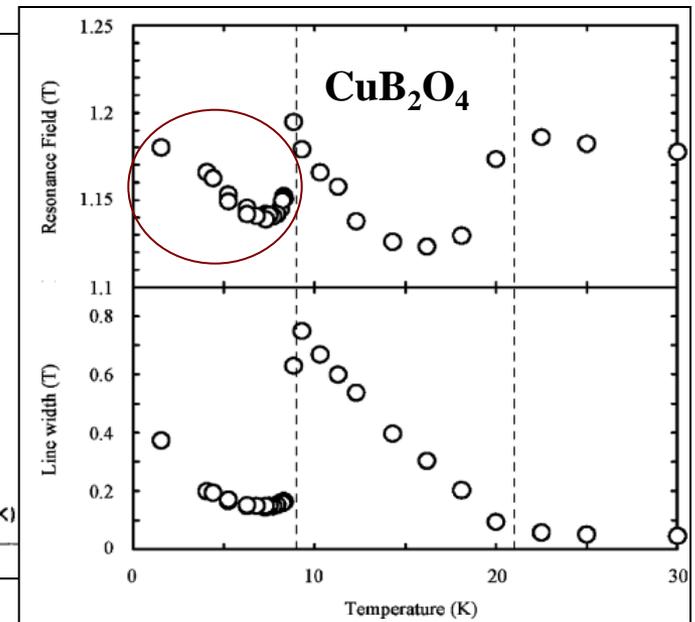
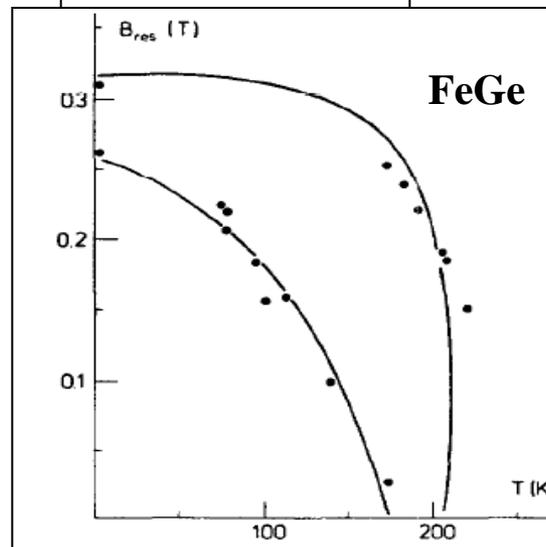
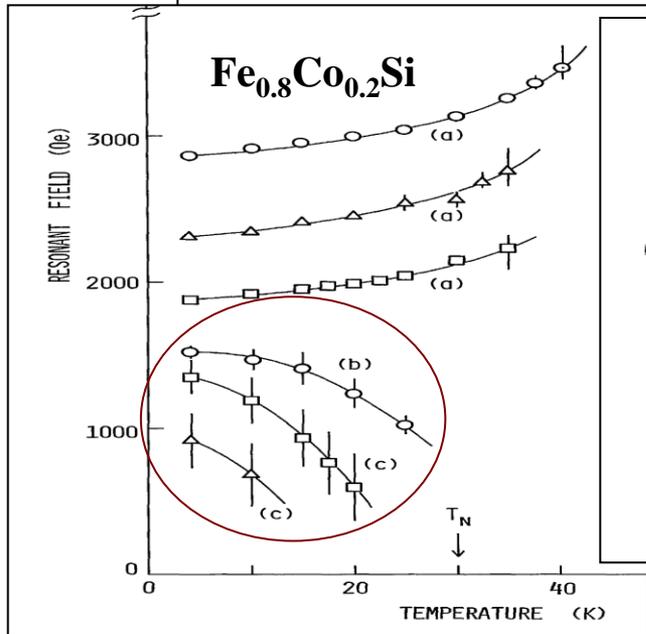
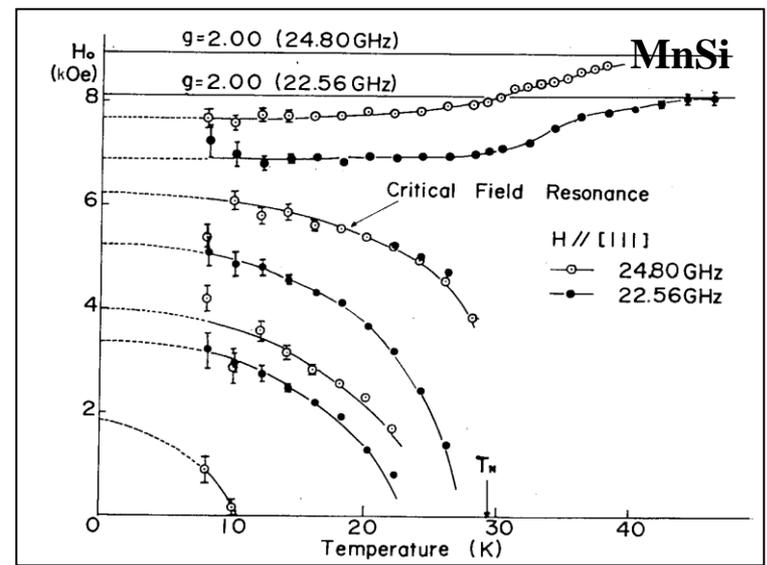
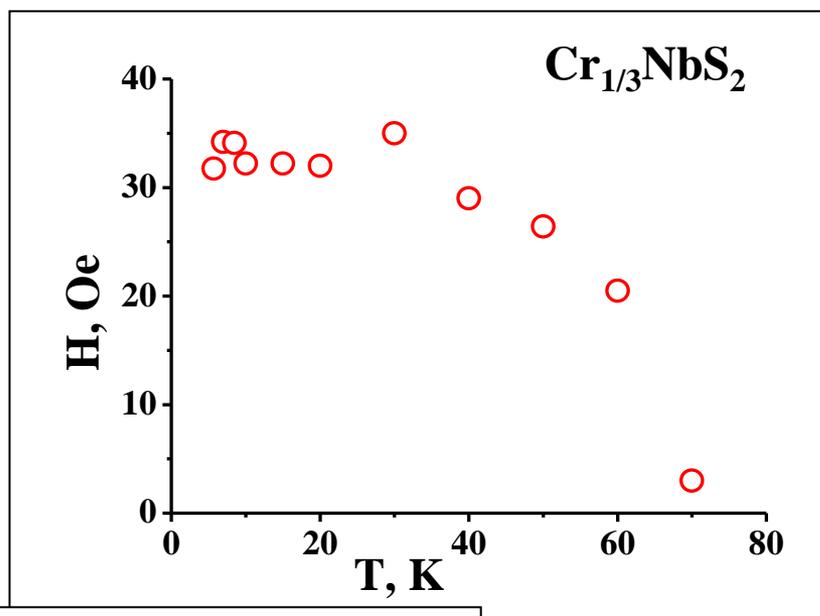
Мода $q = \pm Q$
возбуждается только в
ориентации $h \perp Q$.

Т. Nagamiya, "Solid State
Physics" **20**, 30, (1967).



Резонансное поле линии I не зависит от взаимной ориентации векторов h и Q .
Линия II наблюдается только в ориентации $h \perp Q$ и не наблюдается в ориентации $h \parallel Q$.

Линия II соответствует моде $q = \pm Q$.



Температурные зависимости резонансных полей линий ФМР в геликоидальных магнетиках Cr_{1/3}NbS₂, MnSi, Fe_{0.8}Co_{0.2}Si, FeGe, CuB₂O₄.

M. Date, K. Okuda, K. Kadowaki, Journal of the Physical Society of Japan, **42**, 1555 (1977); U. Smith, S. Haraldson, Journal of Magnetic Resonance, **16**, 390 (1974); H. Watanabe, Journal of Phys. Soc. Jap., **58**, 1035 (1989).

Выводы

В геликоидальной фазе $\text{Cr}_{1/3}\text{NbS}_2$ обнаружены две линии ФМР с различной температурной зависимостью резонансного поля.

Линия I соответствует однородному резонансу на геликоидальной структуре (волновой вектор $q = 0$). Её резонансное поле определяется одноосной анизотропией.

Линия II соответствует возбуждению голдстоуновской моды с волновым вектором $q = \pm Q$. Конечное значение энергии моды $q = \pm Q$ обусловлено магнитокристаллической анизотропией в базальной плоскости.

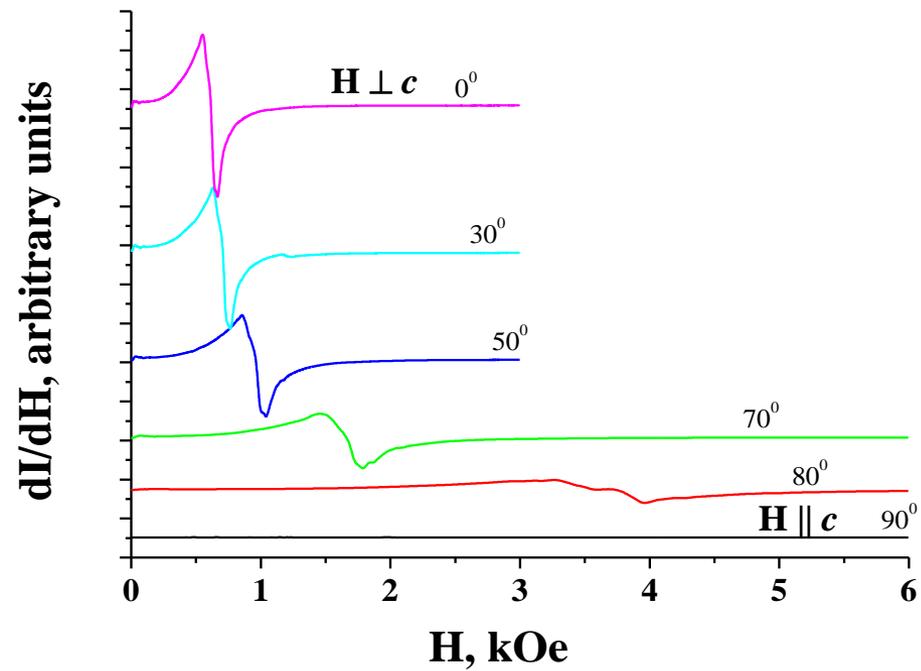
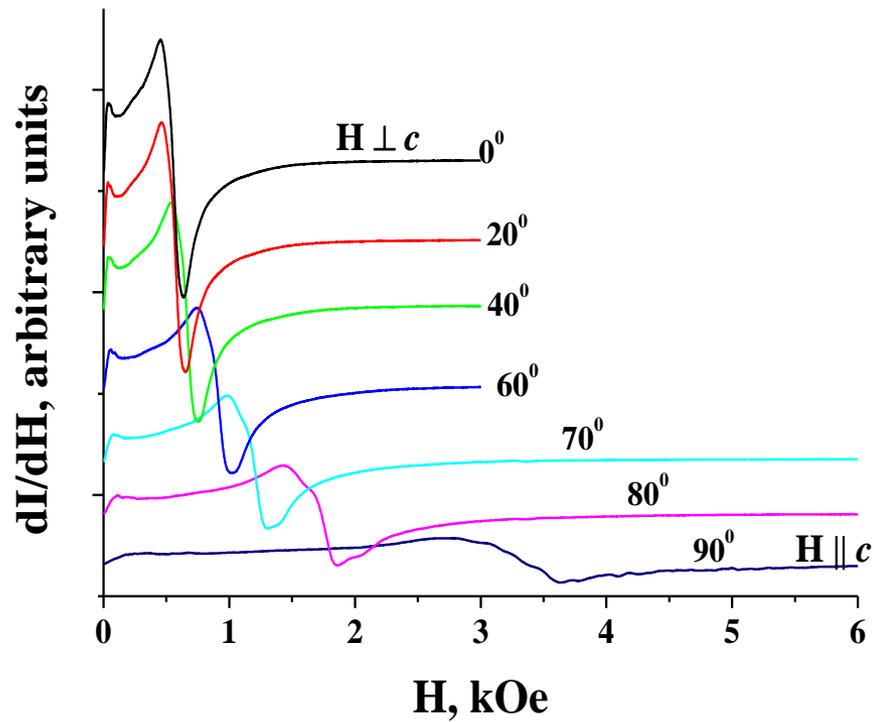
Экспериментально продемонстрировано, что возбуждение моды $q = \pm Q$ происходит только в ориентации $h \perp Q$.

Спасибо за внимание!

а также спасибо

к.ф.-м.н. Г.В. Шилов, к.ф.-м.н. Н.С. Ованесян (*ИПХФ РАН*)

Проф. М. Фарле, И. Род (*Университет Дуйсбург-Ессен, Германия*)



Угловая зависимость спектров ФМР при $T = 10\text{ K}$ и $T = 50\text{ K}$.

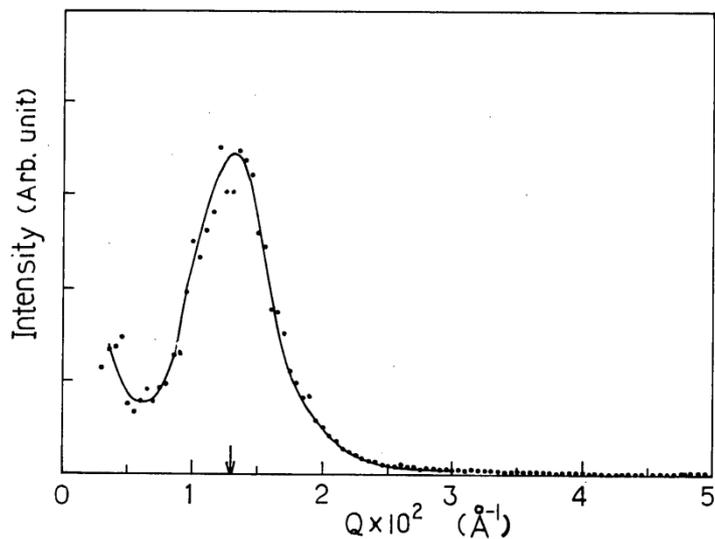
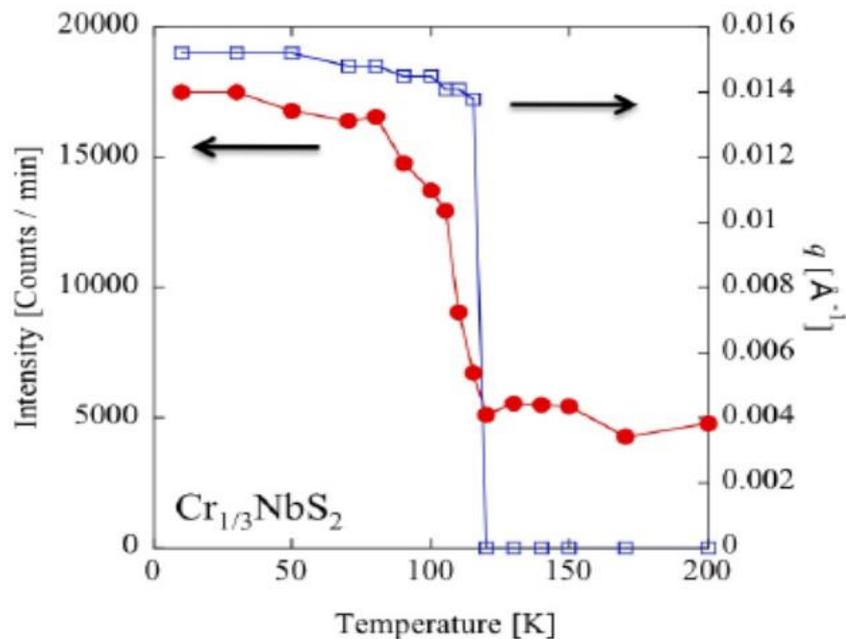


Fig. 8. One dimensional display of small angle scattering at 13 K obtained by summing all data with the same Q around $(0, 0, 0)$. The data at room temperature was subtracted as the background.

Journal of the Physical Society of Japan
Vol. 52, No. 4, April, 1983, pp. 1394–1401



Положение и интенсивность магнитных пиков

Activity Report on Neutron Scattering Research: Experimental Reports 16 (2009) Rep. # 814

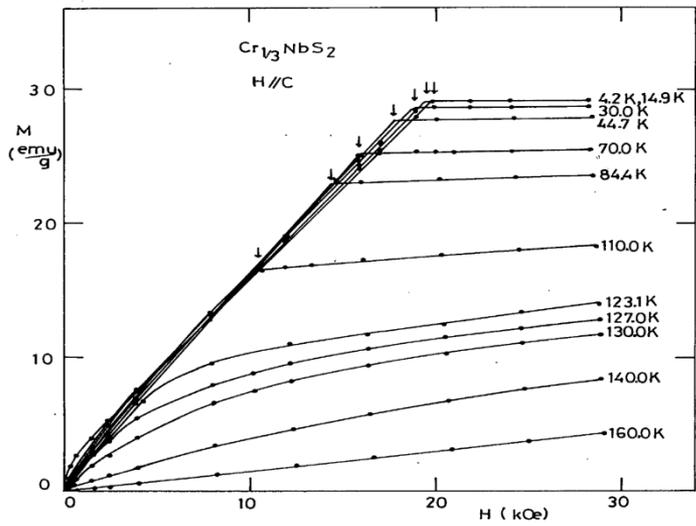


Fig. 1. Magnetization curves along c -axis ($H//c$) at various temperatures. The arrow denotes the anisotropy field H_K .

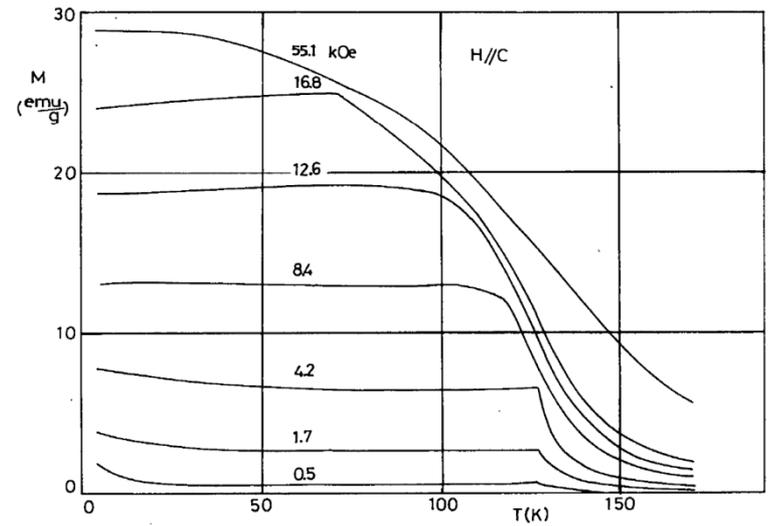
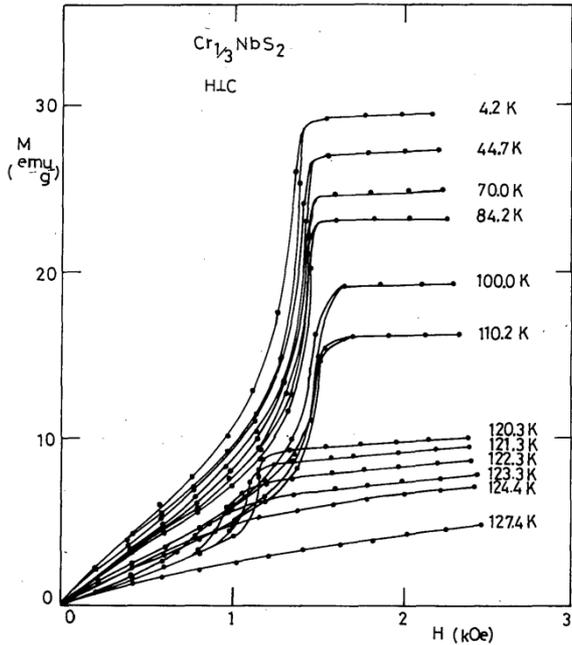
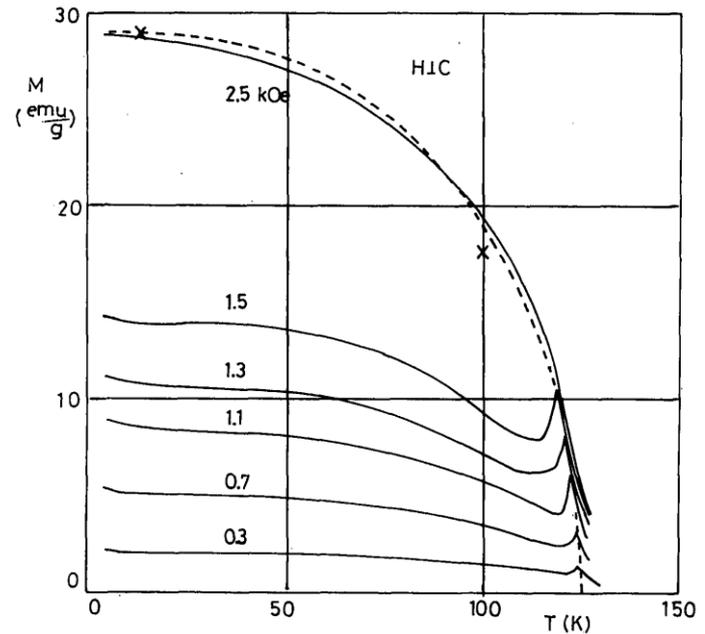


Fig. 2. Temperature variations of the magnetization along c -axis ($H//c$) at various fields.



В.Г. Барьяхтар, А.И. Жуков, Д.А. Яблонский, ФТТ, 21, 776 (1979).

$$E(k) \sim \sqrt{\alpha k^2 (\alpha k^2 + \beta + \alpha Q_0^2)}$$

α – постоянная неоднородного обмена;

$\beta > 0$ - постоянная анизотропии;

Q_0 - волновой вектор магнитной структуры

$$\frac{d\mathbf{M}}{dt} = \gamma\mu_0(\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}}) + \frac{\lambda\gamma\mu_0}{M_S}\mathbf{M} \times (\mathbf{M} \times \mathbf{H}_{\text{eff}})$$