

**Спиновая динамика
упорядоченных и квантовых магнетиков.**

Семинар, посвященный памяти Л.А. Прозоровой.

17-18 мая 2017 г.

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН

(г. Москва, ул. Косыгина, 2)

Программа и аннотации докладов.

Спиновая динамика упорядоченных и квантовых магнетиков.
Семинар, посвященный памяти Л.А. Прозоровой.

Программа

Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН
17-18 мая 2017 г.

17 мая, среда

утренняя сессия (10.00-13.00)

10.00–10.15 Открытие Семинара. А.Ф. Андреев

10.15–10.30 А.И. Смирнов (ИФП им. П.Л. Капицы РАН) *Избранные работы Л.А. Прозоровой по спиновой динамике*

10.30–11.00 № Ср-1 А.А. Мухин (ИОФ им. А.М. Прохорова РАН) *Спиновые возбуждения и динамические магнитоэлектрические явления в редкоземельных боратах* (приглашенный доклад)

11.00–11.30 № Ср-2 И.А. Зализняк *Quantum spin dynamics in spin chains* (приглашенный доклад)

11.30–11.50 Перерыв. Кофе

11.50–12.10 № Ср-3 М.А. Просников (ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН) *Спиновая динамика сложноструктурного антиферромагнетика $Ni_3(VO_3)_2$* (приглашенный доклад)

12.10–12.40 № Ср-4 И.В. Голосовский (ПИЯФ им. Б.П. Константинова) *Спиновая динамика и обменные взаимодействия в мультиферроике $NdFe_3(VO_3)_4$: исследование методом неупругого рассеяния нейтронов*

12.40–13.00 № Ср-5 А.И. Смирнов (ИФП им. П.Л. Капицы РАН) *Конкуренция динамического и замороженного беспорядков в треугольном антиферромагнетике $RbFe(MoO_4)_2$*

13.00 – 14.00 Обед

дневная сессия (14.00-16.30)

14.00–14.30 № Ср-6 С.А. Звягин (Dresden High Magnetic Field Laboratory) *High-Field Electron Spin Resonance in Low-D Spin Systems* (приглашенный доклад)

14.30–14.50 № Ср-7 С.С. Сосин (ИФП им. П.Л. Капицы РАН) *Гибридная мода Хиггс-Голдстоуновского типа в слабоупорядоченном квазиодномерном антиферромагнетике Sr_2CuO_3* (приглашенный доклад)

14.50–15.10 № Ср-8 М.Н. Попова (Институт спектроскопии РАН) *Бифуркации связанных электрон-фононных мод в антиферромагнетике*

15.10–15.30 № Ср-9 И.С. Любутин (ИК им. А.В. Шубникова РАН) *Фрустрированная структура, обменные взаимодействия между магнито-жесткой и магнито-*

мягкой подрешетками и магнитные аномалии в наночастицах ферритов $NiFe_xCr_{2-x}O_4$

15.30–15.50 Перерыв. Кофе

15.50–16.10 № **Ср-10** И.В. Побойко (ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН) *Транспорт тепла в неупорядоченных одномерных спиновых цепочках*

16.10–16.30 № **Ср-11** Л.С. Успенская (ИФТТ РАН) *Движение магнитных доменных границ в гибридных структурах ферромагнетик-сверхпроводник под действием импульсов магнитного поля и тока*

Стендовая сессия (16.30-18.30)

№ **П-1** Т.Г. Аминов (ИОНХ им. Н.С. Курнакова РАН) *Спиновая нестабильность в шпинелях $Cd_{0.7}Fe_{0.3}Cr_2S_4$*

№ **П-2** А.В. Маширов (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН) *Магнитная память формы и магнитокалорический эффект в функциональных металлах и сплавах в сильных магнитных полях*

№ **П-3** Р.Ф. Мамин (КФТИ им. Е.К. Завойского РАН) *Неоднородные состояния и динамические режимы в магнитных полупроводниках*

№ **П-4** Ф.А. Пудонин (ИОФ им. А.М. Прохорова РАН) *Двумерные "плоские" спиновые пружины как механизм дополнительного магнитосопротивления в массивах магнитных nanoостровов*

№ **П-5** Ю.В. Красникова (ИФП им. П.Л. Капицы РАН) *Магнитный резонанс в неколлинеарном антиферромагнетике $Mn_3Al_2Ge_3O_{12}$*

№ **П-6** Е.Г. Сергейчева (ИФП им. П.Л. Капицы РАН) *Ларморовская мода в опробитой фазе слабо упорядоченного антиферромагнетика Sr_2CuO_3*

№ **П-7** Т.А. Солдатов (ИФП им. П.Л. Капицы РАН) *Электронный спиновый резонанс в $S = 1$ спин-щелевом антиферромагнетике $NiCl_2SC(NH_2)_2$ с примесями*

№ **П-8** М.А. Просников (ФТИ им. А.Ф. Иоффе РАН) *Спиновая динамика низкосимметричного антиферромагнетика $NiWO_4$*

№ **П-9** М.И. Гильманов (МФТИ, ИОФ им. А.М. Прохорова РАН) *Электронный спиновый резонанс в каркасном стекле $Ho_{1-x}Lu_xB_{12}$*

№ **П-10** А.Н. Самарин (ИОФ им. А.М. Прохорова РАН) *Спиновая релаксация в твердых растворах замещения $Eu_{1-x}Gd_xB_6$*

18 мая, четверг

утренняя сессия (10.00-13.00)

10.00–10.30 № Чт-1 С.О. Демокритов (Münster University) *Excitation of propagating spin waves by pure spin current* (приглашенный доклад)

10.30–11.00 № Чт-2 В.В. Дмитриев (ИФП им. П.Л. Капицы РАН) *Исследования новых фаз сверхтекучего ^3He методами ЯМР* (приглашенный доклад)

11.00–11.30 № Чт-3 К.Ю. Поваров (ETH Zürich) *Порядок и беспорядок в $S=1$ магнетике DTNX* (приглашенный доклад)

11.30–11.50 Перерыв. Кофе

11.50–12.20 № Чт-4 В.А. Ацаркин (ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН) *Температурная зависимость чистого спинового тока в пленочной структуре ферромагнетик-нормальный металл* (приглашенный доклад)

12.20–12.40 № Чт-5 В.И. Марченко (ИФП им. П.Л. Капицы РАН) *Фазовый переход и спиновая динамика мультиферроика CuCrO_2 : симметричный анализ* (приглашенный доклад)

12.40–13.00 № Чт-6 Л.Е. Свистов (ИФП им. П.Л. Капицы РАН) *Спиновая динамика треугольного мультиферроика CuCrO_2 в электрическом поле* (приглашенный доклад)

13.00–14.00 Обед

дневная сессия (14.00-17.50)

14.00–14.30 № Чт-7 В.Н. Глазков (ИФП им. П.Л. Капицы РАН) *Магнитный резонанс в спин-целевых магнетиках* (приглашенный доклад)

14.30–15.00 № Чт-8 К.С. Тихонов (ИТФ им. Л.Д. Ландау РАН) *Возмущенная модель Китаева как квантовая спиновая жидкость* (приглашенный доклад)

15.00–15.30 № Чт-9 Ю.М. Буньков (Institute Néel, Grenoble) *Supermagnonics* (приглашенный доклад)

15.30–15.50 Перерыв. Кофе

15.50–16.10 № Чт-10 А.М. Калашникова (ФТИ им. Иоффе РАН) *Управление анизотропией тонких магнитострикционных пленок FeGa фемтосекундными лазерными импульсами* (приглашенный доклад)

16.10–16.30 № Чт-11 М.В. Логунов (ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН) *Методы регистрации спектров спиновых возбуждений в материалах и гетероструктурах для терагерцовой спинтроники*

16.30–16.50 № Чт-12 Г.А. Овсянников (ИРЭ им. В. А. Котельникова РАН) *Спиновая фильтрация в сверхпроводниковых структурах с ферромагнитной туннельной прослойкой*

16.50–17.10 № Чт-13 А.В. Андриенко (РИНЦ Курчатовский Институт) *Нели-*

нейное радиационное затухание ядерных спиновых волн и магнитоупругих волн в антиферромагнетиках

17.10–17.30 № **ЧТ-14** А.В. Дровосеков (ИФП им. П.Л. Капицы РАН) *Ферромагнитный резонанс в слоистой структуре Fe/Gd: роль спиновой диффузии*

17.30–17.50 № **ЧТ-15** Р.М. Еремина (КФТИ им. Е.К. Завойского) *Анизотропные обменные взаимодействия в $LiCu_2O_2$*

№ Ср-1

Спиновые возбуждения и динамические магнитоэлектрические явления в редкоземельных боратах

А.А. Мухин¹, А.М. Кузменко¹, В.Ю. Иванов¹, А.Г. Пименов², А.М. Шуваев², В.Е. Дём², Л.Н. Безматерных³, И.А. Гудим³

¹Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Москва, 119991.

²Институт физики твердого тела, Венский технический университет, Вена, 1040.

³Институт физики СО РАН, Красноярск, 660036

Недавно был открыт новый класс мультиферроиков на основе редкоземельных ферроборатов $RFe_3(BO_3)_4$, алюмоборатов $RAI_3(BO_3)_4$ с нецентросимметричной тригональной кристаллической структурой, которые обладают большими значениями магнитоэлектрических эффектов и другими интересными свойствами. В этих материалах существуют различные типы магнитных возбуждений электронные переходы в редкоземельных ионах между состояниями в кристаллическом поле и коллективные спиновые возбуждения (моды антиферромагнитного резонанса) в Fe-подсистеме, упорядочивающейся при $T_N = 30 - 35$ К. Симметрия системы и наличие магнитоэлектрической связи допускают существование не только магнитоактивных, но и электроактивных возбуждений. В докладе будут представлены результаты терагерцовых квазиоптических исследований легкоплоскостных $Sm_xLa_{1-x}Fe_3(BO_3)_4$ и одноосных $Nd_{0.9}Tb_{0.1}Fe_3(BO_3)_4$ ферроборатов и алюмоборатов $YbAl_3(BO_3)_4$ и $TmAl_3(BO_3)_4$ в области различных мод электроактивных возбуждений в R- и Fe-подсистемах. Обнаружены необычные электродинамические эффекты, определяемые вкладом этих возбуждений не только в магнитную и диэлектрическую восприимчивости, но и в магнитоэлектрическую восприимчивость, включающие:

- а) гиротропное двулучепреломление (нечетное относительно как пространственной, так и временной инверсии), которое определяет гигантскую оптическую активность при $\mathbf{k}||c$ в поперечном магнитном поле $H||a$ -оси (ось второго порядка), сопровождающуюся большим вращением плоскости поляризации (70 град/мм в области низкочастотной моды АФМР в $SmFe_3(BO_3)_4$ [1,2]),
- б) невзаимное (дирекционное) двулучепреломление и дихроизм в поперечном магнитном поле $H||b^*$ -оси, которые проявляются в асимметрии прохождения излучения в прямом ($\mathbf{k}||c$) и обратном ($\mathbf{k}||-c$) направлениях, что эквивалентно смене знака поля H_b на $-H_b$ (величина эффекта достигает 100% в $Sm_{0.5}La_{0.5}Fe_3(BO_3)_4$ [3])
- в) естественная оптическая активность (вращение плоскости поляризации при $H=0$) в области электронных переходов в кристаллическом поле в ионах Tm^{3+} в $TmAl_3(BO_3)_4$ и крамерсовском дублете иона Nd^{3+} расщепленного обменным Nd-Fe полем в $Nd_{0.9}Tb_{0.1}Fe_3(BO_3)_4$. Развита теория, которая объясняет и количественно описывает обнаруженные динамические магнитоэлектрические явления с учетом симметрии тензоров магнитной, магнитоэлектрической и диэлектрической восприимчивостей для различных геометрий эксперимента ($H||a$ и $H||b^*$) и различных магнитных структур (легкоплоскостная или одноосная). Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 16-12-10531).

[1] А.М. Kuzmenko, A. Shuvaev, V. Dziom, et al., Phys. Rev. B 89, 174407 (2014).

[2] А.А. Mukhin, А.М. Kuzmenko, V. Yu. Ivanov, et al., Physics - Uspekhi 58, 993 (2015)

[3] А.М. Kuzmenko, V. Dziom, A. Shuvaev, et al., Phys. Rev. B 92, 184409 (2015).

Спиновая динамика сложноструктурного антиферромагнетика $\text{Ni}_3(\text{BO}_3)_2$

М.А. Просников^{1*}, В.Ю. Давыдов¹, А.Н. Смирнов¹, Р.В. Писарев¹, К.Н. Болдырев², А.Д. Молчанова², М.Н. Попова², Д. Каменский³, А.В. Журавлев⁴, Ю.Г. Пашкевич⁴

¹ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт Петербург, Россия

²Институт спектроскопии РАН, Москва, Россия

³Лаборатория сильных магнитных полей, Университет Радбауд, Нидерланды

⁴Донецкий ФТИ им. А. А. Галкина НАНУ, Киев, Украина

* *prosnikov@mail.ioffe.ru*

Ортоборат никеля $\text{Ni}_3(\text{BO}_3)_2$ кристаллизуется в ромбической пространственной группе P_{nm} (#58, $Z=2$), магнитные ионы Ni^{2+} ($S=1$) занимают два типа неэквивалентных позиций $2a$ и $4f$ [1]. Ниже $T_N=46$ К формируется антиферромагнитная структура с доминирующим антиферромагнитным вектором L вдоль оси c [2], образованная квазиодномерными ферромагнитными лентами, расположенными вдоль оси a .

Экспериментально исследовалась спиновая динамика магнитоупорядоченной фазы с использованием взаимодополняющих методов поляризационной рамановской и ИК спектроскопии [3]. В низкочастотной области магнитоупорядоченной фазы как в КРС, так и в ИК спектрах, наблюдаются сильно поляризованные одномагнитные возбуждения. В рамановском рассеянии дополнительно наблюдаются широкие полосы одноионных (single-ion) возбуждений. Обнаружено взаимодействие спиновой и решеточной подсистем, проявляющееся в интенсивном спин-фононном взаимодействии для части фононов.

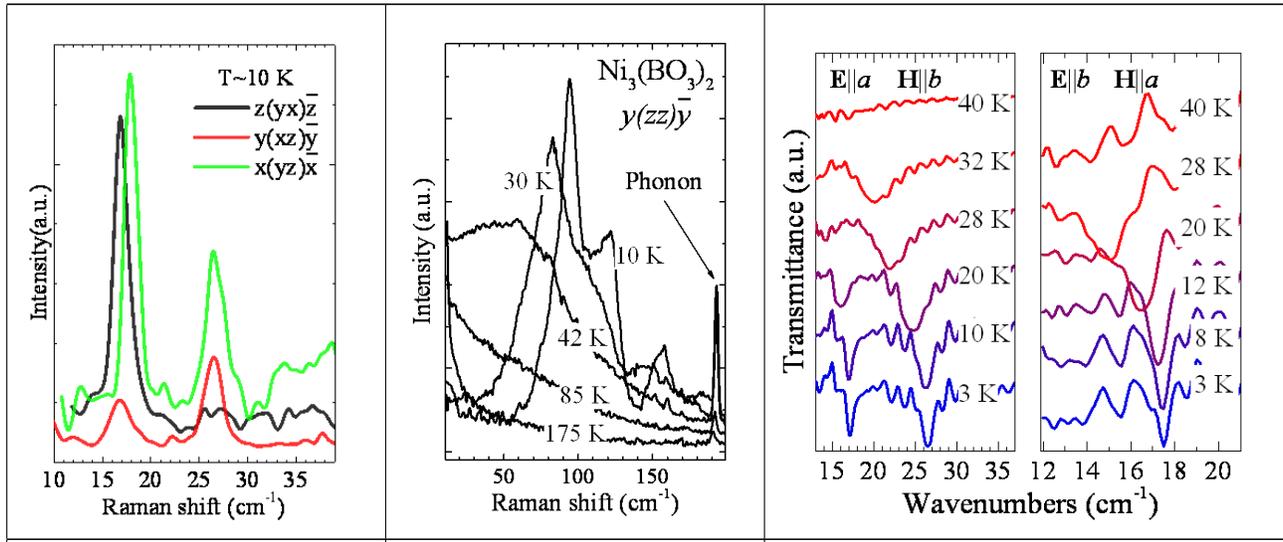


Рис 1. Одномагнитные возбуждения в спектрах КРС.

Рис 2. Одноионные возбуждения в спектрах КРС для различных температур.

Рис 3. ИК спектры спиновых волн для различных поляризаций.

Проведен детальный симметричный анализ возможных магнитных подгрупп для соответствующего магнитного вектора $k = (0, 1/2, 1/2)$. Численно рассчитаны дисперсионные кривые спиновых волн, объясняющие экспериментально наблюдаемые возбуждения и их сложное поведение в магнитных полях до 30 Т.

Работа поддержана грантом Российского Научного Фонда №16-12-10456.

- [1] Pardo J., Martinez-Ripoll M., Garcia-Blanco S., Acta Cryst. B 30, 37 (1974).
[2] Bezmaternykh L.N., Sofronova S.N., Volkov N.V., et al., phys. stat. solidi (b). 249(8):162833, (2012).
[3] Pisarev R.V., Prosnikov M.A., Davydov V.Y., et al., Phys. Rev. B 93(13), 134306, (2016).

№ Cp-4

Spin-wave dynamic and exchange interactions in multiferroic $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ explored by inelastic neutron scattering.

I.V. Golosovsky^{1*}, A.K. Ovsyanikov¹, D.N. Aristov¹, P.G. Matveeva¹, A.A. Mukhin², M. Boehm³, L-P. Regnault³, L.N. Bezmaternykh⁴

¹*NRC “Kurchatov Institute”, B.P. Konstantinov Petersburg Nuclear Physics Institute, 188300, Gatchina, Russia.*

²*Prokhorov General Physics Institute, RAS, 119991, Moscow, Russia.*

³*Institut Laue Langevin, 6 rue Jules Horowitz, BP 156, F-38042 Grenoble, France.*

⁴*Kirenskii Institute of Physics, Siberian Division, RAS, 660038, Krasnoyarsk, Russia.*

* *golosovsky_iv@pnpi.nrcki.ru*

Inelastic neutron scattering experiments were performed in ferroborate $\text{NdFe}_3(\text{BO}_3)_4$ to assess the magnetic excitations and to obtain the exchange parameters in the collinear antiferromagnetic phase. The observed spectra were analyzed in the frame of the linear spin-wave theory based on the magnetic structure, derived from the elastic neutron scattering.

It was shown that to describe adequately all observed dispersion curves three basic interactions: between the nearest and the next nearest neighbors in Fe sublattice and an interaction Fe-Nd is not enough. It is necessary to take into consideration up to eight coordination spheres. Remarkably, only four antiferromagnetic interactions: the intra-chain interaction (the nearest neighbors) and three near inter-chain interactions play a role. Other interactions appeared to be insignificant.

Taking into account the expanded number of interactions, one can draw an important conclusion. The refinement shows that the exchange between the Fe spins in the ferromagnetic plane (5-th coordination sphere) appeared to be antiferromagnetic and therefore it cannot provide a parallel arrangement alone. Such arrangement is supported by the antiferromagnetic exchanges between the Fe spins in the adjacent ferromagnetic layers (4-th and 8-th coordination spheres).

It demonstrates that the pathway geometry in a complex crystal structure plays more important role in the stabilization of the magnetic structure than an interatomic distance.

Competition of dynamic and structural disorder in a doped “triangular” antiferromagnet $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$

A.I. Smirnov¹, T.A. Soldatov¹, T. Kida², A. Takata², M. Hagiwara², O. Petrenko³, M. Zhitomirsky⁴, A.Ya. Shapiro⁵

¹*P.L. Kapitza Institute for Physical Problems RAS, Moscow,*

²*AHMF Center, Osaka University,*

³*Warwick University,*

⁴*CEA-INAC, Grenoble,*

⁵*A.V.Shubnikov Institute for Crystallography RAS, Moscow*

The ground state of the two-dimensional Heisenberg antiferromagnet on a triangular lattice (AFMTL) is strongly degenerated in a molecular field approximation. The selection of the ground state is performed by the so-called order-by-disorder mechanism, implying thermal and quantum spin fluctuations, lifting degeneracy, see, e.g. [1]. A weak random potential of impurities was shown to prevent these fluctuations and, thus, may be a reason of a drastic change of the spin structure of AFMTL [2]. We have checked these theoretical principles in experiments with $S=5/2$ AFMTL $\text{RbFe}(\text{MoO}_4)_2$ [3], doped with up to 15% K (this means substitution of Rb per K and generating a weak chaotic modulation of exchange bonds). The susceptibility shows a slightly reduced Néel temperature, but the Néel transition is almost as sharp as in a pure compound. The 1/3-magnetization plateau, which usually serves as an indicator of a phase, stabilized by fluctuations, was completely suppressed by doping, in a good correspondence with [2]. The results of a multifrequency ESR study in a range 25-150 GHz reveal a strong change of the antiferromagnetic resonance spectrum - the descending branch observed in pure samples, disappears completely in doped samples, indicating a significant change of the ground state. The theoretical analysis of the ESR spectra is in a correspondence with “Y-type” structure (one sublattice opposite field, two sublattices tilted) for the pure compound, while for the doped samples the spectrum corresponds to “anti-Y” structure (one sublattice along field and two - tilted). These facts directly demonstrate, that preventing spin fluctuations by a weak static random potential really cancels the “order-by-disorder” mechanism and results in a drastic change of the spin structure. In accordance with this concept we observe also, that the increase of temperature partially restores the 1/3 magnetization plateau.

[1] A.V. Chubukov, D.I. Golosov, *Journal of Physics: Condensed Matter*, 3, 69 (1991).

[2] V.S. Maryasin and M.E. Zhitomirsky, *Phys. Rev. Lett.*, 111, 247201 (2013).

[3] A.I. Smirnov, H. Yashiro, S. Kimura, M. Hagiwara, Y. Narumi, K. Kindo, A. Kikkawa, K. Katsumata, A.Ya. Shapiro, and L.N. Demianets, *Phys. Rev. B*, 75, 134412 (2007).

High-field Electron Spin Resonance in Low-D Spin Systems

Sergei Zvyagin

Dresden High Magnetic Field Laboratory (HLD), Helmholtz-Zentrum Dresden-Rossendorf, Dresden, Germany

Low-dimensional (low-D) spin systems are known as perfect paradigmatic models in quantum magnetism. On the other hand, their magnetic properties are strongly affected by quantum fluctuations, making quantitative description of such systems (including calculation of the spin Hamiltonian parameters) challenging. One solution to overcome such a problem can be studying the magnetic excitation spectrum of such systems in the magnetically saturated phase, where quantum fluctuations are fully suppressed and classical descriptions are possible. Here, I will report on the application of this approach to a number of low-D compounds, allowing to estimate spin-Hamiltonian parameters in spin-1 quasi-1D DTN [1], and spin-1/2 triangular-lattice Cs_2CuCl_4 and Cs_2CuBr_4 [2]. I will also report on the observation of single-ion bound states in DTN, predicted theoretically. The magnetic excitation spectrum in Cs_2CuBr_4 will be compared with that in the isostructural compound Cs_2CuCl_4 , giving a clear evidence of the quasi-2D nature of the spin dynamics in Cs_2CuBr_4 .

I will also present results of high-field ESR studies of the strong-leg spin-1/2 ladder $(\text{C}_7\text{H}_{10}\text{N})_2\text{CuBr}_4$ (a.k.a. DIMPY) in the field-induced Tomonaga-Luttinger spin-liquid phase [3]. The presence of a gapped ESR mode with unusual nonlinear frequency-field dependence was revealed experimentally. Using a combination of analytic and exact-diagonalization methods, the dynamical structure factor was computed. We argue that these excitations constitute a fingerprint of the spin dynamics in a strong-leg spin-1/2 Heisenberg AF ladder and owe their ESR observability to the uniform Dzyaloshinskii-Moriya interaction.

In addition, I will report on experimental studies of the spin dynamics in copper pyrimidine dinitrate (Cu-PM, $[\text{PM-Cu}(\text{NO}_3)_2(\text{H}_2\text{O})_2]_n$, PM = pyrimidine), a spin-1/2 AF chain with alternating g-tensor and Dzyaloshinskii-Moriya interactions [4]. Due to the presence of the field-induced staggered moment, this material exhibits a field-induced gap, while the excitation spectrum is formed by sine-Gordon magnetic solitons. We showed that the soliton-magnon crossover is taking place in the vicinity of $H_{\text{sat}} = 48.5$ T and characterized by a minimum of the spin gap, as predicted by the theory.

Finally, I will give a brief introduction into the high-field ESR facilities at the Dresden High Magnetic Field Laboratory at HZDR, which allows for ESR experiments in a very broad frequency range (ca 50 GHz – 9 THz) using a combination of VDI, BWO, molecular-laser and FEL-based THz and sub-THz radiation sources in magnetic fields up to 16 T (DC) and 65 T (pulsed).

This work was supported by Deutsche Forschungsgemeinschaft, Germany. We acknowledge the support of the HLD at HZDR, member of the European Magnetic Field Laboratory (EMFL).

[1] S.A. Zvyagin et al., Phys. Rev. Lett. 98, 047205 (2007)

[2] S.A. Zvyagin et al., Phys. Rev. Lett. 112, 077206 (2014)

[3] M. Ozerov et al., Phys. Rev. B 92 (R), 241113 (2015)

[4] S.A. Zvyagin et al., Phys. Rev. B 83(R), 060409 (2011)

Unusual magnetic excitations in a weakly ordered spin-1/2 chain antiferromagnet Sr_2CuO_3 : Possible evidence for the Goldstone-Higgs interaction

S.S. Sosin, E.G. Sergeicheva, I.A. Zaliznyak

¹*P. Kapitza Institute for Physical Problems, Moscow, 119334, Russia; sosin@kapitza.ras.ru*

We report on an electron spin resonance (ESR) study of a nearly one-dimensional (1D) antiferromagnet Sr_2CO_3 , known as one of the best realizations of a spin-1/2 chain system (with the ratio of an inter- to intra-chain exchange interaction $J'/J \leq 5 \cdot 10^{-4}$, $J \approx 2800$ K). It undergoes a phase transition into an antiferromagnetic state only below $T_N=5.5$ K, with an extremely small value of the magnetic order parameter $\langle \mu \rangle = 0.06\mu_B$ [1]. Consequently, Sr_2CO_3 presents an ideal model material for exploring effects of an extremely weak symmetry breaking in a system of coupled quantum-critical spin-1/2 chains.

The ESR spectra were measured using a set of transmission type spectrometers covering frequency range 25–140 GHz at fields up to 12 T in a temperature range 0.5–50 K. At $T > T_N$ in the disordered Luttinger-spin-liquid phase the system reveals an ideal Heisenberg-chain behavior with only very small, field-independent linewidth. In the ordered state below T_N for all directions of the applied magnetic field we identify antiferromagnetic resonance modes with two gaps $\Delta_1=23.0$ GHz and $\Delta_2=13.3$ GHz resulted from small inter-chain exchange anisotropy. This type of spectrum is well described by the pseudo-Goldstone magnons in the model of a collinear biaxial antiferromagnet. Additionally, we observe a dominant resonant response with peculiar properties, which is not anticipated by the conventional theory of the Goldstone spin waves [2]. The nature of the spin system in Sr_2CO_3 allows one to suggest that this new mode is due to a coupling of one of the Goldstone magnon branches with the amplitude fluctuations of the order parameter (“Higgs” mode), which provides a plausible mechanism by which it can acquire a field-dependent “mass”. At the origin of such coupling could be the spin anisotropy, which favors different amplitude of the ordered moment depending on its alignment with respect to the easy/medium/hard axis.

[1] K.M. Kojima et al., Phys. Rev. Lett. 78, 1787 (1997).

[2] E. G. Sergeicheva et al., Phys. Rev. B 91, 174410 (2017).

Бифуркации связанных электрон-фононных мод в антиферромагнетике под действием магнитного поля

К.Н. Болдырев¹, Т.Н. Станиславчук², А.А. Сиренко², Д. Каменский³, Л.Н. Безматерных⁴,
М.Н. Попова¹

¹ *Институт спектроскопии РАН, Троицк, Москва*

² *Department of Physics, New Jersey Institute of Technology, Newark, USA*

³ *High Field Magnet Laboratory, Radboud University, Nijmegen, Netherlands*

⁴ *Институт физики им. Л.В. Киренского СО РАН, Красноярск*

В работе сообщается о новом эффекте, вызванном электрон-фононным взаимодействием в антиферромагнитном кристалле, помещенном во внешнее магнитное поле, а именно, о возникновении щели в спектре электронных возбуждений в сколь угодно слабом поле. Эффект был зарегистрирован в низкотемпературных терагерцовых спектрах отражения легкоосного антиферромагнетика $\text{PrFe}_3(\text{VO}_3)_4$ в магнитном поле $B_{\text{ext}} \parallel c$. В полях до 30 Т были исследованы как парамагнитная, так и магнитоупорядоченные фазы (включая спин-флоп фазу), и при усилении поля наблюдались две точки бифуркаций. Показано, что поведение связанных электрон-фононных возбуждений в магнитном поле может быть успешно объяснено и промоделировано на основе уравнений, полученных в рамках теории электрон-фононного взаимодействия с не зависящей от поля константой взаимодействия [1].

[1] K.N. Boldyrev, T.N. Stanislavchuk, A.A. Sirenko, D. Kamenskyi, L.N. Bezmaternykh, M.N. Popova, Phys. Rev. Lett. 118, 167203 (2017).

Фрустрированная структура, обменные взаимодействия между магнито-жесткой и магнито-мягкой подрешетками и магнитные аномалии в наночастицах ферритов $\text{NiFe}_x\text{Cr}_{2-x}\text{O}_4$

И.С. Любутин^{*}, С.С. Старчиков, А.О. Баскаков, Н.Е. Гервиц, Ю.Л. Огаркова

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова,

ФНИЦ “Кристаллография и фотоника” РАН, Москва 119333, Россия

** lyubutinig@mail.ru*

Синтезирована серия наночастиц (НЧ) феррита-хромита никеля с размерами от 5 до 50 нм в области составов с точкой магнитной компенсации $\text{NiFe}_{0.75}\text{Cr}_{1.25}\text{O}_4$. Установлено, что все образцы НЧ являются монокристаллическими и имеют кубическую структуру шпинели. На основе магнитных и мессбауэровских измерений определено распределение катионов по тетра- (А) и октаэдрическим [В] узлам $(\text{Fe}_{0.75}\text{Ni}_{0.25})[\text{Ni}_{0.75}\text{Cr}_{1.25}]\text{O}_4$. В работе изложены структурные и магнитные свойства наночастиц, в которых обнаружены несколько размерно-зависимых магнитных аномалий.

В более крупных НЧ магнитная структура при низких температурах близка к коллинеарной антиферромагнитной (AFM) структуре типа Нееля. Однако три типа магнитных ионов, присутствующих в А- и В-узлах, приводят к конкуренции обменных AFM и FM взаимодействий, что

вызывает фрустрацию магнитного упорядочения в В-подрешетке. Это приводит к появлению угловой магнитной структуры. Установлено, что фрустрированная структура очень лабильна и значительно подвержена воздействию температуры и приложенного магнитного поля. Это приводит к нескольким наблюдаемым магнитным аномалиям, включая возникновение магнитной компенсации (Рис. 1), аномальное поведение кривых намагничивания в режиме ZFC и FC (Рис. 1) и петель гистерезиса (Рис. 2).

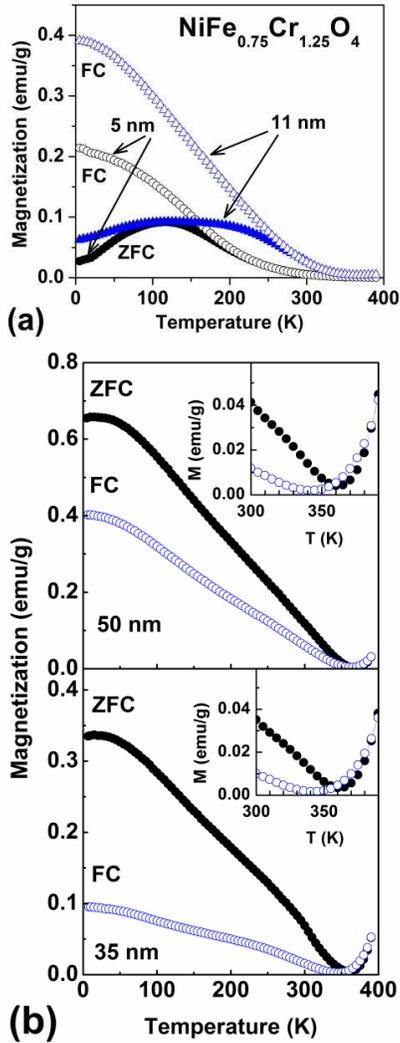


Рис. 1. Температурные зависимости намагниченности наночастиц $\text{NiFe}_{0.75}\text{Cr}_{1.25}\text{O}_4$ с разным размером в слабом магнитном поле $H = 100$ Э. Аномальное поведение кривых FC и ZFC показано в (b) для крупных НЧ, в то время как для малых НЧ (a) это поведение нормально. Вставки в (b) показывают поведение намагниченности в окрестности точки компенсации в увеличенном масштабе.

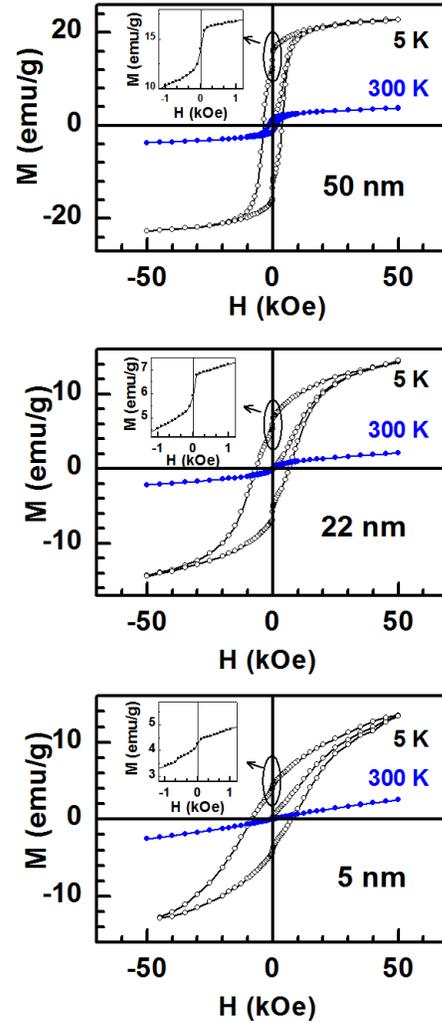


Рис. 2. Полевые зависимости намагниченности наночастиц $\text{NiFe}_{0.75}\text{Cr}_{1.25}\text{O}_4$ с разным размером при низких и высоких температурах. Вставки показывают в увеличенном масштабе магнитную аномалию в слабом поле, приложенном в обратном направлении.

Все эти эффекты зависят от размера частиц. Установлено, что с уменьшением размера НЧ растет вклад поверхностных слоев в намагниченность. При этом фрустрированная магнитная

структура, которая образуется в поверхностном слое, приводит к заметному уменьшению суммарного магнитного момента, а также в два раза увеличивается коэрцитивная сила.

Возникновение точки компенсации объясняется разной температурной зависимостью углов между моментами Fe и Ni ионов в А-подрешетке и моментами Cr и Ni ионов в В-подрешетке [1-3]. Обнаруженные магнитные аномалии можно объяснить обменной связью между “мягкой” и “жесткой” магнитными В- и А-подрешетками. Этот эффект в НЧ $(\text{Fe}_{0.75}\text{Ni}_{0.25})[\text{Ni}_{0.75}\text{Cr}_{1.25}]\text{O}_4$ можно рассматривать как аналог *на атомарном уровне* аналогичного эффекта, наблюдаемого в двухфазных сплавах, разработанных для постоянных магнитов [4], в которых магнито-мягкая и магнито-жесткая фазы связаны сильным обменным взаимодействием.

Работа поддерживается Российским научным фондом, проект №14-12-00848.

- [1] L.G. Antoshina, A.N. Goryaga, and V.V. Sankov, Phys. Solid State 42, 1488 (2000)
- [2] L.G. Antoshina, A.N. Goryaga, and D.A. Chursin, Phys. Solid State 44, 747 (2002).
- [3] L.G. Antoshina, E.N. Evstafeva, and A.I. Kokorev, Phys. Solid State 49, 1476 (2007).
- [4] H. Zeng et al., Nature 420, 395 (2002).

№ Ср-10

Транспорт тепла в неупорядоченных одномерных спиновых цепочках

И.В. Побойко, М.В. Фейгельман

*Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, Черноголовка
Московский физико-технический институт (государственный университет), Долгопрудный*

Мы изучаем одномерную анизотропную цепочку спинов-1/2 с XXZ-обменом и случайными магнитными полями на узлах, используя преобразование Йордана-Вигнера к бесспиновой жидкости Латтинджера и бозонизацию. Мы исследуем фазовую диаграмму в терминах безразмерной силы беспорядка $\gamma = \langle h^2 \rangle / J^2$ и параметра анизотропии $\Delta = J_z / J_{xy}$, и идентифицируем область параметров, где беспорядок иррелевантен в инфракрасном пределе и спиновые корреляционные функции имеют степенной характер, а также сравниваем полученную диаграмму с известными ранее численными и аналитическими результатами. Используя диаграммную технику, описывающую возбуждения спиновой плотности, мы исследуем коэффициент теплопроводности и спиновой проводимости в этой фазе. Полученное число Лоренца $L = \kappa / \sigma T$ отличается от полученного ранее при помощи метода “memory function”. Мы также показываем, что неупругое рассеяние в исследуемой области достаточно сильно для подавления квантовых интерференционных поправок в низкотемпературном пределе.

Ссылка: Phys. Rev. B **92**, 235448 (2015)

Движение магнитных доменных границ в гибридных структурах ферромагнетик-сверхпроводник под действием импульсов магнитного поля и тока

Успенская Л.С.

Экспериментально изучена кинетика перемагничивания двухслойных микрополосок пермаллоидно-ниобий под действием импульсов магнитного поля и тока. Обнаружено принципиальное отличие, как в виде формирующихся магнитных структур, так и в динамических характеристиках процесса. Это отличие особенно разительно при низких температурах. При понижении температуры от комнатной до гелиевой в одних и тех же структурах наблюдается стократный рост скорости индуцированного транспортным током движения доменных границ и стократное снижение скорости и возрастание коэрцитивности при их движении под действием магнитного поля. Установлено, что максимальная скорость движения границ под действием импульсов тока многократно превышает Уокеровский предел. Предпринята попытка качественного объяснения обнаруженной аномально высокой скорости процессов с помощью возникновения нелинейных возбуждений перед движущейся доменной границей в условиях понижения приложенным током барьеров для ее движения. Для окончательных выводов требуются серьезные количественные расчеты.

Спиновая нестабильность в шпинелях $\text{Cd}_{0.7}\text{Fe}_{0.3}\text{Cr}_2\text{S}_4$

Аминов Т.Г.

Институт общей и неорганической химии им. Н.С. Курнакова РАН

Своеобразие и уникальность системы $\text{CdCr}_2\text{S}_4\text{--FeCr}_2\text{S}_4$ в большой мере обусловлены особенностями свойств исходных компонентов, которые ее образуют. На рис. 1 и 2 представлены результаты измерений на приборе PPMS-9 магнитных свойств твердого раствора халькогенидных шпинелей $\text{Cd}_{0.7}\text{Fe}_{0.3}\text{Cr}_2\text{S}_4$. Согласно традиционной точки зрения на рис. 1, в образце $\text{Cd}_{0.7}\text{Fe}_{0.3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ при $T_C = 115$ К происходит переход из стохастического парамагнитного состояния в ферримагнитную упорядоченную фазу, а при $T_{SG} = 30$ К возвратный переход из этой фазы в спин-стеклообразное состояние, иначе говоря, в матрице бесконечного ферримагнитного кластера возникает локальное спиновое стекло.

Образец $\text{Cd}_{0.7}\text{Fe}_{0.3}\text{Cr}_2\text{S}_4$ на рис. 2 обнаруживает выраженную частотную зависимость восприимчивости $\chi'(T)$, которая резко проявляется, начиная с температуры $T_C = 112$ К, соответствующей магнитному фазовому переходу “парамагнетик – ферримагнетик”. Создается впечатление, что там происходит наложение друг на друга двух переходов – ферримагнитного и начала спин-стекольного. Эти переходы, скорее всего, не являются независимыми, а представляют собой две стороны одного явления – магнитной неустойчивости халькогенидных шпинелей CdCr_2S_4 и FeCr_2S_4 . На первый взгляд ситуация выглядит парадоксальной: шпинель при температуре Кюри магнитно упорядочивается и одновременно переходит в кластерное магнитное состояние, которое вообще говоря не является спин-стекольным. Кластеры в образце, возникшие при ферримагнитном переходе, не образуют “нормальных” или “правильных” кластерных спиновых стекол, а, как правило, продолжают пребывать в неопределенном состоянии, идентифицируемом как размытый

или растянутый по температуре переход.

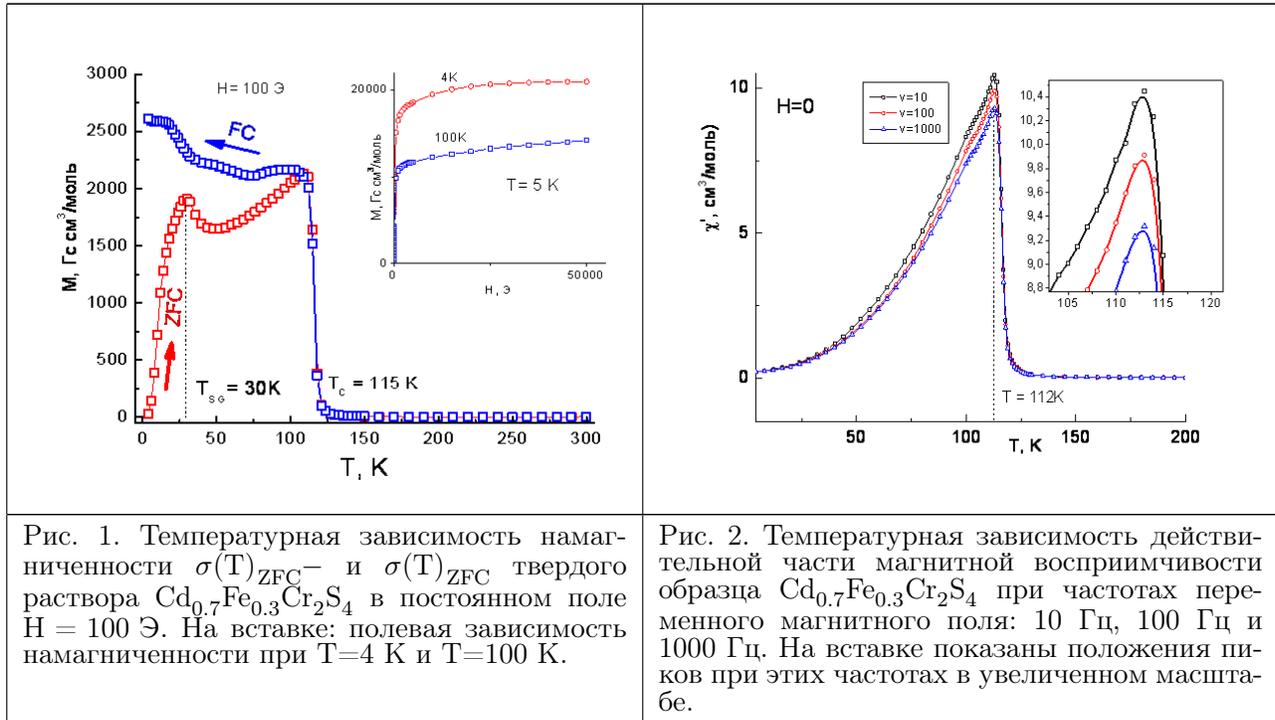


Рис. 1. Температурная зависимость намагниченности $\sigma(T)_{ZFC-}$ и $\sigma(T)_{ZFC}$ твердого раствора $Cd_{0.7}Fe_{0.3}Cr_2S_4$ в постоянном поле $H = 100$ Э. На вставке: полевая зависимость намагниченности при $T=4$ К и $T=100$ К.

Рис. 2. Температурная зависимость действительной части магнитной восприимчивости образца $Cd_{0.7}Fe_{0.3}Cr_2S_4$ при частотах переменного магнитного поля: 10 Гц, 100 Гц и 1000 Гц. На вставке показаны положения пиков при этих частотах в увеличенном масштабе.

В случае образца $Cd_{0.6}Fe_{0.4}Cr_2S_4$ подобный переход охватывает интервал температур от 125 до 75 К, а при составе $Cd_{0.5}Fe_{0.5}Cr_2S_4$ занимает интервал от 130 до 70 К. В итоге, помимо каспа, на зависимости $\chi'(T)$ бывает виден лишь один частотно-зависимый пик, отвечающий переходу типа “парамагнетик-ферромагнетик”. По теории такой частотной зависимости при T_C быть не должно, иначе как существует частотно зависимый магнитный фазовый переход второго рода. Логичнее было бы предположить наложение друг на друга двух переходов – ферромагнитного и спин-стекольного, причем последний может быть как размытым, так и достаточно резким. Такая точка зрения была взята нами на вооружение после анализа полученных результатов и ознакомления с рядом публикаций по близкой тематике. Среди них весьма полезной оказалась работа [1], где измерялись действительная и мнимая части линейной магнитной восприимчивости при различных частотах от 0.19 до 1000 Гц переменного измерительного поля амплитудой $H_{\sim} = 1$ Э.

Вначале при охлаждении от $T_C=170$ до 100 К обе восприимчивости почти не зависели от частоты измерения, как это и ожидается в случае ферро- или ферримагнетика с дальним порядком. Однако ниже $T = 90$ К, когда действительная часть восприимчивости $\chi'(T)$ начинала резко уменьшаться с понижением температуры, образец $FeCr_2S_4$ обнаруживал четко выраженную частотную зависимость. Ниже 20 К восприимчивость опять не зависела от частоты. Никаких аномалий зависимости действительной части линейной магнитной восприимчивости в интервале $4.2 < T < 20$ К замечено не было.

Думается, мы можем доверять представленным данным при обсуждении результатов, полученных для твердых растворов $Cd_{1-x}Fe_xCr_2S_4$ ($x = 0,3$), крайним составом которых является шпинель $FeCr_2S_4$. Его восприимчивость $\chi'(T)$, как говорилось, зависит от частоты измерения в интервале температур от 20 до 90 К, что значительно ниже температуры ферримагнитного перехода при $T_C = 170$ К. В отличие от [1] все образцы твердых растворов $Cd_{1-x}Fe_xCr_2S_4$, исследованных в данной работе, обнаруживали частотную зависимость $\chi'(T)$, начиная именно с точки ферримаг-

нитного перехода, которая была разной для разных составов. При этом, за исключением образца $x=0.3$ ($\text{Cd}_{0.7}\text{Fe}_{0.3}\text{Cr}_2\text{S}_4$), все спин-стекольные переходы оказывались размытыми, их протяженность $\Delta T = 70$ К примерно совпадала с данными для FeCr_2S_4 .

В силу вышеизложенных обстоятельств данное исследование трансформировалось в выяснение вопроса о влиянии вводимых атомов кадмия на характер необычного размытого “спин-стекольного” перехода в тioxромиите железа. Следует признать, что природа и механизм указанного явления в значительной мере остаются не понятыми, за исключением общего предположения о том, что феномен возникновения “размытого спиновоегo стекла” в однородном магнетике с дальним порядком обусловлен общей неустойчивостью халькогенидных шпинелей FeCr_2S_4 , CoCr_2S_4 и CdCr_2S_4 , которая определяется балансом сил в конкретном магнетике: обменных, магнитоупругих, анизотропии, размагничивания и т.д.

[1] Tsukan V. J. Appl. Phys. **90**, 4639 (2001).

№ П-2

Магнитная память формы и магнитокалорический эффект в функциональных металлах и сплавах в сильных магнитных полях

Э.Т. Дильмиева^{1,2}, А.П. Каманцев^{1,2}, В.В. Коледов^{1,2}, А.В. Маширов^{1,2}, В.Г. Шавров¹, Ю.С. Кошкидько^{1,2}, А.С. Лось², В.И. Нижанковский², К. Рогацкий², Я. Цвик²

¹ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН, Москва.

²Международная лаборатория сильных магнитных полей и низких температур, г. Вроцлав, Польша.

Начиная с 1999 года в Лаборатории сильных магнитных полей и низких температур г. Вроцлав группой сотрудников ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН проводились исследования по изучению новых магнитных функциональных материалов в сильных магнитных полях до 14 Тл. В этих работах впервые были изучены эффекты:

- магнитоуправляемый фазовый переход, магнитный эффект памяти формы (МЭПФ) в сплавах Ni-Mn-Ga; двухсторонний МЭПФ в композитных микрообразцах Ni-Mn-Ga/Pt;
- прямой и обратный магнитокалорический эффект (МКЭ) в адиабатических и квазиизотермических условиях в ряде веществ и сплавов: Gd, Ni-Mn-Ga, Ni-Mn-In, Fe-Rh, Mn-As и пр. с помощью новой методики.

В ходе работ, продолжающихся с 2012 г., получены следующие основные научные результаты:

1. Разработана новая методика прямого измерения МКЭ одновременно в адиабатических ΔT_{ad} и квази-изотермических ΔQ_{is} условиях в сильных магнитных полях. Методика отработана на металлическом гадолинии как перспективном материале для магнитного охлаждения.
2. Разработана методика расчета работы магнитного поля δA и коэффициента эффективности процесса термодинамического цикла, на основе прямого одновременного измерения намагниченности и изменения температуры магнетиков в сильном магнитном поле.
3. Разработана методика изучения структуры твердого тела на макроскопическом масштабе в магнитном поле, включающий операцию наблюдения двойников на поверхности образца при помощи оптического микроскопа, расположенного в биттеровском магните, при одновременном точном локальном измерении изменения температуры.

4. Разработана новая методика прямого измерения МКЭ в импульсных магнитных полях при помощи нового волоконно-оптического датчика температуры с высоким разрешением по времени (менее 1 мс).

№ П-3

Неоднородные состояния и динамические режимы в магнитных полупроводниках

Р. Ф. Мамин

*Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского КазНЦ РАН,
Сибирский тракт 10/7, Казань, 420029.*

*Казанский (Приволжского) федеральный университет, ул. Кремлевская 8, Казань 420008.
mamin@kfti.knc.ru*

Обсуждается возникновение полярных состояний и магнитоэлектрических явлений вследствие фазового разделения с зарядовыми неоднородностями в режиме до порога протекания. Рассмотрено влияние магнитного поля на результаты записи наноразмерных полярных состояний на поверхности слабо легированных манганитов под воздействием электрического поля от иглы атомного силового микроскопа. Обсуждается возникновение динамических режимов под воздействием света.

Возможность появления поляризации и мультифункционального поведения вследствие зарядового упорядочения обсуждалась в работе [1]. Возникновение фазового разделения с зарядовыми неоднородностями приводит к различным неожиданным явлениям [2]. Обсуждается возможность динамических неоднородностей, полярных состояний и магнитоэлектрических явлений вследствие фазового разделения с зарядовыми неоднородностями в режиме, когда зарядовые неоднородности образуются до порога протекания [3]. В рамках феноменологической теории показано, что выраженные изменения электрических и появление магнитоэлектрических свойств могут произойти, если концентрация носителей заряда локально изменяется контролируемым образом. Кулоновское взаимодействие определяет распределение заряда и характерный размер фазово-разделенных состояний. Теоретически найдено, что возможны неоднородные состояния полностью ферромагнитные. Показано, что сдвиг отрицательно заряженных капель относительно положительно заряженной матрицы во внешнем электрическом поле создает поляризацию [3]. При приложении периодического электрического поля эта поляризация будет проявляться в эффективной величине диэлектрического отклика. В рамках этой модели обсуждено [3] наблюдение колоссального магнитоёмкостного эффекта в легированных манганитах [4]. Результаты по исследованию диэлектрической проницаемости в монокристаллах в $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$, измеренной в отсутствие магнитного поля и в магнитном поле 4 Т, представлены на рис. 1 [4]. Наблюдается увеличение эффективной диэлектрической проницаемости в магнитном поле более чем в 50 раз. Так как зарядовые неоднородности связаны с возникновением локального магнитного порядка, магнитное поле будет влиять на возникающую структуру [3].

Свойства локальных состояний, вызванных электрическим полем от иглы атомного силового микроскопа (АФМ), в монокристаллах $\text{La}_{0.9}\text{Sr}_{0.1}\text{MnO}_3$ и $\text{La}_{0.89}\text{Sr}_{0.11}\text{MnO}_3$ [5-8] могут быть связаны с явлением фазового разделения с зарядовыми неоднородностями. Мы показали, что если прикладывать поле через иглу атомного силового микроскопа, то можно локально создавать полярные состояния, контролируемым образом изменяя структуру поляризации [5]. Мы исследо-

вали влияние внешнего магнитного поля на локальные полярные состояния, которые обладают пьезоэлектрическими свойствами, что проявляется в пьезо-моде АФМ. На рис. 2 показана зависимость поверхностного потенциала от времени в различных магнитных полях. Обнаружено сильное изменение поверхностного потенциала даже в относительно слабом магнитном поле [7, 8].

Теоретически исследовано возникновение динамических режимов под воздействием света. Показано, что в результате светового воздействия возможно возникновение динамических режимов и различных неоднородных состояний в том числе в виде бегущих волн и осциллирующих автосолитонов.

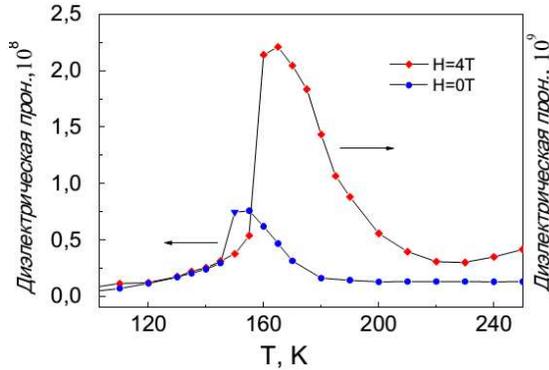


Рис. 1. Температурная зависимость диэлектрической проницаемости в $\text{La}_{0.875}\text{Sr}_{0.125}\text{MnO}_3$ на частоте 4к Гц в нулевом магнитном поле в магнитном поле 4 Т в режиме нагрев в поле после охлаждения в поле.

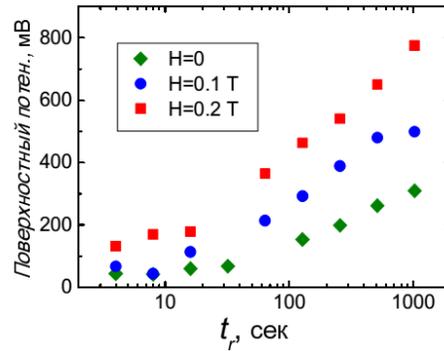


Рис. 2. Зависимость поверхностного потенциала, измеренного в центре индуцированной области, от продолжительности импульса постоянного электрического поля в $\text{La}_{0.89}\text{Sr}_{0.11}\text{MnO}_3$.

Таким образом, показано влияние внешнего магнитного поля на диэлектрические свойства и на результат записи наноразмерных полярных состояний под воздействием электрического поля от иглы АФМ. Эти явления рассматриваются в рамках модели, которая предполагает наличие не перколированных зарядовых неоднородностей вследствие фазового разделения. Обсуждено возникновение неоднородных и динамических режимов под воздействием света.

Работа выполнена за счет средств субсидии, выделенной в рамках государственной поддержки Казанского(Приволжского) федерального университета в целях повышения его конкурентоспособности среди ведущих мировых научно-образовательных центров.

- [1] J. van den Brink and D.I. Khomskii, J. Phys.: Condens. Matter, V. 20, 434217 (2008).
- [2] E. Dagotto, T. Hotta, and A. Moreo, Physics Report, V. 344, 1(2001).
- [3] R.F. Mamin and V.V. Kabanov, New Journal of Physics, V. 16, 073011(2014).
- [4] R.F. Mamin, T. Egami, Z. Marton, S. A. Migachev, Physical Review B, V. 75, 115129 (2007).
- [5] R.F. Mamin, I. K. Bdikin and A. L. Kholkin, Apply Physics Letters, V. 94, 222901, (2009).
- [6] R.F. Mamin, D. A. Bizyaev, and A. A. Bukharaev, Bull. of Russ. Acad. Sci.: Phys., V. 75, 5 (2011).
- [7] R.F. Mamin, J. Strle, D.A. Bizyaev, et al., Appl. Phys. Lett. 107, 192906 (2015).
- [8] Р.Ф. Мамин, Д.А. Бизяев, et al., Известия РАН. Серия Физическая, т. 80, №9, 1196-1199 (2016).

№ П-4

Двумерные “плоские спиновые пружины как механизм дополнительного магнитосопротивления в массивах магнитных nanoостровов”

А.П. Болтаев, Ф.А. Пудонин, И.А. Шерстнев, Д.А. Егоров, А.М. Козьмин

ФИАН

Изучались процессы намагничивания и магнитосопротивление в многослойных nanoостровковых системах из бислоев FeNi/Co- $\{[\text{FeNi}/\text{Co}]-\text{Al}_2\text{O}_3\}_7$. На петлях гистерезиса обнаружены характерные изломы, свидетельствующие о раздельном перемагничивании nanoостровов FeNi и Co. Предполагается, что в островах FeNi возникают “плоские” спиновые пружины (или плоский аналог структур с гигантским магнитосопротивлением), на которых будет происходить рассеяние поляризованных по спину носителей и возникать избыточное отрицательное магнитосопротивление. Действительно, изучение магнитосопротивления этих бислойных структур показало, что в слабых магнитных полях, когда формируются “плоские” спиновые пружины, возникает избыточное отрицательное магнитосопротивление, которое исчезает в полях при разрушении пружин.

JMMM, **428**, p. 132135, (2017)

№ П-5

Магнитный резонанс в неколлинеарном антиферромагнетике $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$

Ю.В. Красникова^{1,2}, В.Н. Глазков^{1,2}, Т.А. Солдатов^{1,3}

¹Институт физических проблем имени П. Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

²Национальный исследовательский университет Высшая школа экономики, 101000 Москва, Россия

³Московский физико-технический институт, 141700 Долгопрудный, Россия

$\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ представляет собой антиферромагнетик, температура Нееля которого $T=6.5\text{K}$. Упорядоченное состояние такого магнетика неколлинеарно и описывается двенадцатью подрешетками. Кристалл обладает кубической симметрией группы O_h^{10} , в упорядоченном состоянии спины лежат в плоскости типа (111). Ранее спиновая динамика $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ изучалась методом магнитного резонанса в работе [1].

Для $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ при температуре $T=1.8\text{K}$ нами были получены частотно-полевые зависимости АФМР для различных ориентаций кристалла относительно постоянного магнитного поля $H||[100]$, $H||[110]$, $H||[111]$ (рис.). Измерения проводились на частотах от 1 до 125 ГГц и в полях до 6Тл [2].

Во всех трех ориентациях наблюдались три ветви АФМР и две щели величиной около 40 и 70 ГГц. В ориентации $H||[100]$ наблюдалось смягчение низкочастотной моды в окрестности поля спин-переориентационного перехода.

Теоретически зависимости были описаны с помощью гидродинамической теории Андреева-Марченко [3]. В рамках этой теории динамику такого магнетика можно описать двумя антиферромагнитными векторами, благодаря высокой симметрии $\text{Mn}_3\text{Al}_2\text{Ge}_3\text{O}_{12}$, энергия анизотропии спиновой системы описывается всего лишь одной постоянной. Для нахождения частотно-полевого

спектра АФМР разработан алгоритм численного решения уравнений динамики для произвольного направления магнитного поля [4].

Также нами был обнаружен гистерезис сигнала поглощения, предположительно связанный с наличием магнитных доменов в системе. Наличие таких доменов допускает симметрия кристалла: в кристалле в упорядоченном состоянии присутствует четыре эквивалентные ориентации спиновой плоскости. Проявление гистерезиса наблюдалось во всех трех изучаемых ориентациях, в каждой из которых можно выделить некоторое значение порогового поля (2-8 кЭ) при котором происходит монодоменизация образца. Явления, объясняющиеся наличием доменов в структуре наблюдались ранее в работах Казей [5] и Тихонова [6].

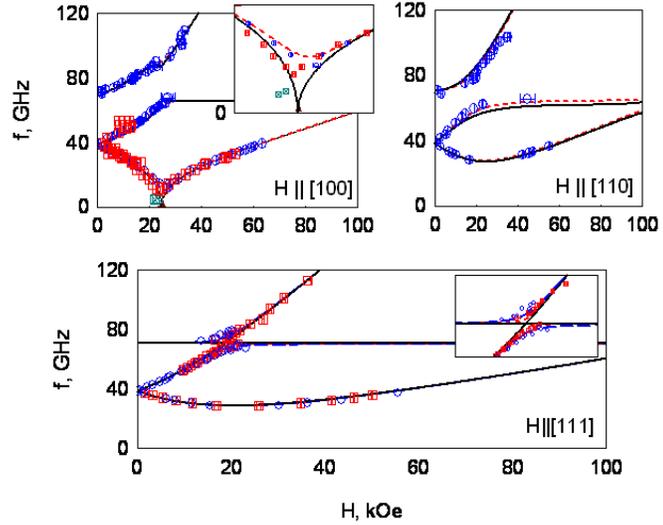


Рис. 1. Частотно-полевая зависимость АФМР Для трех ориентаций: $H \parallel [100]$, $H \parallel [111]$, $H \parallel [110]$. Сплошными линиями и пунктиром обозначены данные для точной ориентации и отклонением от точной в 5° для всех ориентаций, а также 10° для ориентации $H \parallel [111]$. На вставках к рисунку увеличенные фрагменты.

- [1] Л.А. Прозорова, В.И. Марченко, Ю.В. Красняк, Письма в ЖЭТФ **41**, 522 (1985)
- [2] Ю.В. Красникова, В.Н. Глазков, Т.А. Солдатов, принято к печати ЖЭТФ (2017)
- [3] А.Ф. Андреев, В.И. Марченко, УФН **130**, 1 (1980)
- [4] V. Glazkov, T. Soldatov, Yu. Krasnikova, Appl. Magn. Reson. **47**, 1069 (2016)
- [5] Z.A. Kazei et al. Zh. Eksp. Teor. Phys. **92**, 2277 (1987)
- [6] А.М. Тихонов, Н.Г. Павлов, Письма в ЖЭТФ **96**, 568 (2014)

Ларморовская мода в опрокинутой фазе слабо упорядоченного антиферромагнетика Sr_2CuO_3

С.С.Сосин, Е.Г.Сергейчева, И.А.Зализняк

Институт физических проблем им. П.Л.Капицы РАН

Sr_2CuO_3 является одной из лучших реализаций системы квазиодномерных $S = 1/2$ гейзенберговских цепочек с отношением внутри- и меж-цепочечного обменов $J/J' = 10^5$ ($J \approx 2200$ К) [1]. Дальний порядок, возникающий при температурах ниже неелевской $T_N = 5.4$ К, характеризуется очень большой по сравнению с традиционными антиферромагнетиками редукцией спина. Эксперименты по рассеянию нейтронов позволяют оценить среднее значение магнитного момента на узле как не превосходящее $0.06\mu_B$. Так как состояние системы ниже T_N оказывается почти разупорядоченным, можно предположить, что в ней будут сосуществовать как свойства, ожидаемые для классического трехмерного антиферромагнетика, так и свойства квазиодномерной цепочки спинов $S = 1/2$. Таким образом, представляется интересным изучение спектра магнитных колебаний в широком диапазоне энергий. Нами были изучены спектры ЭСР Sr_2CuO_3 в упорядоченной и разупорядоченной фазах в частотном диапазоне 9–140 GHz. Измерения выполнялись на монокристаллических образцах высокого качества в температурном диапазоне 0.5–50 К в магнитных полях до 12Т.

Частотно-полевая диаграмма, полученная при $T = 1.3$ К и трех различных направлений внешнего магнитного поля относительно кристаллических осей $H \parallel a, b$ и c , приведена на рис.1

Спектр магнитных возбуждений двухосного коллинеарного антиферромагнетика для трех возможных направлений внешнего магнитного поля, может быть описан с использованием двух параметров, являющихся значениями щелей в спектре для направлений H вдоль трудной и средней осей. Для Sr_2CuO_3 эти параметры для направления поля вдоль трудной и средней осей ($H \parallel c, a$) оказываются равными $\Delta_1 = 23.0$ GHz и $\Delta_2 = 13.3$ GHz. В случае, когда H приложено вдоль легкой оси кристалла, наблюдается не-резонансная особенность в поле $\mu_0 H_c = h\Delta_2 / (g^b \mu_B) \simeq 0.47$ Т, соответствующем спин-переориентационному переходу. Однако, в наблюдаемом спектре при $H > H_c$ отсутствует температурный сдвиг резонансной моды, характерный для традиционных АФМ. Отсутствие щели в спектре может быть вызвано существенным уменьшением параметра порядка в опрокинутой фазе.

[1] E. G. Sergeicheva et al., Phys. Rev. B **91**, 174410 (2017).

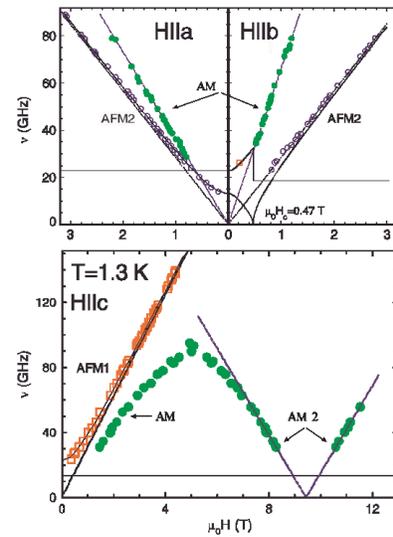


Рис. 1. ЭСР спектр Sr_2CuO_3 для трех ориентаций $H \parallel a, b, c$.

Электронный спиновый резонанс в квазиодномерном $S=1$ антиферромагнетике $\text{NiCl}_2 \cdot 4\text{SC}(\text{NH}_2)_2$ с примесями

Т.А. Солдатов^{1,2}, А.И. Смирнов¹, К.Ю. Поваров³

¹*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, Москва, 119334 Россия*

²*Московский физико-технический институт, Долгопрудный, 141700 Россия*

³*Neutron Scattering and Magnetism, Laboratory for Solid State Physics, ETH Zürich, Switzerland*

Спин-щелевой квазиодномерный $S=1$ антиферромагнетик с сильной одноосной анизотропией $\text{NiCl}_2 \cdot 4\text{SC}(\text{NH}_2)_2$ (сокращенно DTN) демонстрирует спин-жидкостное поведение в слабом поле, а в сильном магнитное поле, когда спиновая щель триплетных возбуждений закрывается, переходит в индуцированную полем антиферромагнитную фазу. Этот переход зависит как от магнитного поля, так и от температуры, максимум температуры перехода достигается в поле 8 Т и составляет 1.2 К [1]. Обменное взаимодействие между спинами в цепочках $J_c = 2.2$ К значительно превосходит величины обмена между спинами в соседних цепочках $J_a = 0.2$ К. Целью данной работы является изучение влияния примесей на спектр магнитных возбуждений в спин-жидкостной фазе и в индуцированной полем упорядоченной АФМ-фазе в этом кристалле.

Воздействие примесей на спектр возбуждений было исследовано методом нейтронного рассеяния в работе [2]. В нашей работе последствия допирования изучались методом электронного спинового резонанса. Допирование образцов осуществлялось замещением Cl на Br. Были исследованы образцы с концентрациями брома 0%, 13% и 40% .

Под влиянием допирования в спин-жидкостной фазе наблюдаемые резонансные моды уширяются. В индуцированной полем АФМ-фазе в допированных образцах обнаруживается уменьшение щели в спектре АФМР, а слабые резонансы, интерпретируемые как проявление оптической моды колебаний двух вложенных друг в друга АФМ подрешеток [3,4], отсутствуют. Взаимодействие между упомянутыми подрешетками фрустрировано, поэтому исчезновение оптической моды может быть связано с влиянием хаотического потенциала примесей на относительную ориентацию подрешеток антиферромагнитных подсистем вследствие эффекта, предсказанного в [5]. Авторы этой работы показали теоретически, что для фрустрированной системы, в которой спиновая конфигурация выбирается из многообразия вырожденных конфигураций с помощью флуктуаций (“порядок из беспорядка”), введение слабой хаотической модуляции обмена приводит к коренной перестройке спиновой структуры. Кроме того, как в допированных, так и в чистых образцах, была обнаружена большая нерезонансная динамическая магнитная восприимчивость в микроволновом диапазоне в области АФМ упорядочения. Этот эффект, не имеющий пока объяснения, позволяет восстановить фазовую диаграмму.

[1] A. Paduan-Filho et al., J. Appl. Phys. **95**, 7537 (2004)

[2] K.Yu. Povarov et al., Phys. Rev. B **92**, 024429 (2015)

[3] S. Zvyagin et al., Phys. Rev. B **77**, 092413 (2008)

[4] A.V. Sizanov, A.V. Syromyatnikov, J. Phys.: Condens. Matter **23**, 146002 (2011)

[5] V. Maryasin, M. Zhitomirsky, Phys. Rev. Lett. **111**, 247201 (2013)

Спиновая динамика низкосимметричного антиферромагнетика NiWO_4 М.А. Просников^{1*}, В.Ю. Давыдов¹, А.Н. Смирнов¹, Р.В. Писарев¹, Р. Becker², L. Bohat²¹ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, Санкт Петербург, Россия²University of Cologne, Institute of Geology and Mineralogy, Cologne, Germany

*prosnikov@mail.ioffe.ru

Группа магнитных вольфраматов AWO_4 ($A = \text{Mn, Fe, Co, Ni, Cu}$) характеризуется интересными магнитными свойствами, отчасти обусловленными их низкой симметрией. Все перечисленные кристаллы моноклинны, за исключением триклинного CuWO_4 . Вольфрамат никеля NiWO_4 описывается пространственной группой $P2/c$ ($\#13, Z = 2$). Магнитные ионы Ni^{2+} занимают кристаллографические позиции $2f$ внутри кислородных октаэдров, соединенных ребрами и формирующими зигзагообразную цепь вдоль оси c . Магнитная структура соразмерна и описывается магнитным волновым вектором $\mathbf{k} = (1/2, 0, 0)$ [1]. В работе представлены результаты детального исследования поляризованного Рамановского рассеяния в парамагнитной и антиферромагнитной фазах.

В низкочастотной области при температурах выше температуры Нееля $T_N = 62\text{K}$ наблюдается интенсивное квазиупругое рассеяние, обусловленное магнитными флуктуациями, которое полностью вымораживается при низких температурах. Также наблюдаются одномагнитное возбуждение на частоте 22.5 cm^{-1} , в согласии с литературными данными [2]. Кроме того, в других поляризациях вблизи 24 cm^{-1} наблюдаются возбуждения другой природы с отличающимся температурным поведением (см. Рис. 1). Так, эта мода практически не смягчается при повышении температуры и существует вплоть до $3T_N$. Магнитная мода вблизи 123 cm^{-1} является возбуждением высокочастотной ветви спин-волнового спектра в центре зоны, что также подтверждается её температурным поведением. Другие моды вблизи 158 и 189 cm^{-1} предварительно приписаны одноионным возбуждениям. Обнаружено магнитно-фононое взаимодействие на одном из низкочастотных A_g фононов, проявляющееся в асимметричном уширении моды 123 cm^{-1} в области спектрального пересечения.

Экспериментальные результаты объяснены с привлечением численных расчетов в приближении линейной теории спиновых волн и анализа на основе магнитной симметрии.

Работа поддержана грантом Российского Научного Фонда №16-12-10456. Монокристаллы были выращены в рамках проекта DFG SFB 1238.

[1] С. Wilkinson, M.J. Sprague, Zeitschrift für Kristallographie, **145** (1977), 96-107.

[2] V.V. Eremenko et al., IEEE Trans. Micr. Theory and Tech., **12** (1974), 1069-1071.

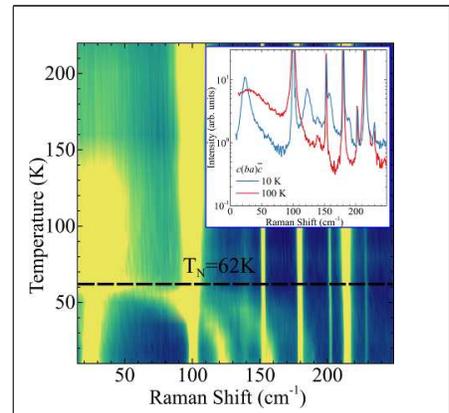


Рис 1. Температурная зависимость низкочастотного Рамановского рассеяния в поляризации $c(ba)c$. На вставке - спектры в логарифмическом масштабе при $T=10$ и 100 K .

Электронный спиновый резонанс в каркасном стекле $\text{Ho}_{1-x}\text{Lu}_x\text{V}_{12}$

М.И. Гильманов¹, А.В. Семенов², С.В. Демишев^{1,2}, В.В. Глушков^{1,2}, А.Л. Хорошилов^{1,2},
В.Н. Краснорусский², Н.Ю. Шицевалова³, В.Б. Филипов³, К. Флахбарт⁴, Н.Е. Случанко²

¹Московский Физико-Технический Институт, 141700, Институтский переулок 9,
Долгопрудный, Россия

²Институт Общей Физики РАН, 119991, Ул. Вавилова 38, Москва, Россия

³Институт Проблем Материаловедения НАНУ, 03680, ул. Кржижановского 3, Киев, Украина

⁴Институт Экспериментальной Физики САН, 04001, ул. Ватсонова 47, Кошице, Словакия

В [1] было показано, что отрицательное магнитосопротивление при низких температурах в твердых растворах $\text{Ho}_x\text{Lu}_{1-x}\text{V}_{12}$ связано с рассеянием носителей заряда на магнитных нанокластерах ионов гольмия (области ближнего порядка) с антиферромагнитным обменным взаимодействием между ионами Ho^{3+} . В этих соединениях со структурой каркасного стекла [2] слабо-связанные состояния редкоземельного (РЗ) иона в комбинации с вакансиями в борной подрешетке приводят к тому, что при температурах ниже $T^* \approx 50$ К РЗ ионы замерзают в случайно распределенных нецентральных положениях внутри кубоктаэдров V_{24} . Для исследования многочастичных состояний вблизи ионов Ho^{3+} нами была использована методика Электронного Спинового Резонанса (ЭСР).

В докладе представлены результаты первого наблюдения ЭСР в соединениях $\text{Ho}_{1-x}\text{Lu}_x\text{V}_{12}$ на частоте $f=60$ GHz. Были получены зависимости параметров линии ЭСР в широком диапазоне концентраций: $x = 0.1, 0.15, 0.23, 0.3, 0.5, 0.8, 1.0$. Во всех изученных образцах, наблюдалась широкая резонансная линия с шириной $\Delta w \approx 0.4-1$ Т и возникающая при температурах $T^* < 50$ К.

Также было обнаружено, что увеличение концентрации лутеция приводит к увеличению g-фактора от 4.5 до 5.5 при температуре $T=15$ К, одновременно с уменьшением ширины линии. В этой связи можно было бы ожидать узкую ЭСР линию в сильно разбавленной системе, однако напротив, сигнала ЭПР в образце с концентрацией $x=0.01$ обнаружено не было. Другое интересное наблюдение заключается в том, что выше температуры Нееля для ориентаций магнитного поля относительно 3 основных кристаллографических направлений: $\mathbf{H} \parallel [100], [110]$ и $[111]$ спектры ЭСР хорошо совпадают, демонстрируя изотропию в парамагнитной фазе. Мы считаем, что приведенные наблюдения не могут быть описаны в рамках приближения изолированного иона Ho^{3+} , и должны быть рассмотрены как результат сильных электронных корреляций.

Работа выполнена при поддержке ОФН РАН в рамках программы “Сильно Коррелированные Электроны в Полупроводниках, Металлах, Сверхпроводниках и Магнитных Материалах”, а также программы Президиума РАН “Электронный Спиновый Резонанс, Спин-зависимые Электронные Эффекты и Спиновые Технологии”.

[1] N. E. Sluchanko et. al. Physical Review B **91**, 235104, 2015

[2] Н.Е. Случанко, А.Н. Азаревич, А.В. Богач и др. ЖЭТФ, **140**, 536, 2011

Спиновая релаксация в твердых растворах замещения $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$

А.Н. Самарин¹, В.В. Глушков^{1,2}, М.И. Гильманов², А.В. Семенов¹, А.В. Богач¹, А.В. Духненко³,
А.В. Кузнецов⁴, А.В. Левченко³, Н.Ю. Шицевалова³, Н.Е. Случанко¹, С.В. Демишев^{1,5}

¹Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН (ИОФ РАН), Москва

²Московский физико-технический институт, Долгопрудный

³Институт проблем материаловедения им. И.Францевича НАНУ, Киев

⁴Национальный исследовательский ядерный университет “МИФИ”, Москва

⁵Национальный исследовательский университет “Высшая школа экономики”, Москва

В работе представлены результаты измерений электронного спинового резонанса (ЭСР) в $\text{Eu}_{1-x}\text{Gd}_x\text{B}_6$ ($0 \leq x \leq 0.039$), выполненных в диапазоне температурах 1.8 – 300 К в магнитном поле до 7 Тл на частоте 60 ГГц. Измерения проводились на ЭСР-спектрометре ИОФ РАН, применялась оригинальная схема измерений сильнокоррелированных металлов, при которых образец помещается в качестве части торцевой стенки цилиндрического резонатора [1]. При обработке экспериментальных данных использовалась оригинальная методика абсолютной калибровки резонансных линий поглощения [2], потребовавшая также измерений транспортных и магнитных свойств образцов.

Была обнаружена единственная резонансная линия, форма которой хорошо соответствует модели осциллирующих локализованных магнитных моментов [3]. Анализ формы линии ЭСР показал, что в парамагнитной области температурные зависимости ширины линии ЭСР $W(T)$ состоят из двух линейных по температуре участков (рис. 1), переход между которыми с хорошей точностью соответствует температуре появления эффекта колоссального магнитосопротивления. Показано, что низкотемпературный ($T_{min} < T < T_0$) участок соответствует корринговскому режиму релаксации [4], а высокотемпературный ($T > T_0$) – режиму релаксации Оверхаузера [5]. По наклону корринговских участков $W(T)$ и данным эффекта Холла были произведены оценки энергии эффективного обмена J_{sf} , которая с ростом концентрации гадолиния x уменьшается от $J_{sf} \approx 110$ мэВ до $J_{sf} \approx 40$ мэВ.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проект 15-02-03166-а), Программы РАН “Электронный спиновый резонанс, спин-зависимые электронные эффекты и спиновые технологии” и Программы ОФН РАН “Электронные корреляции в системах с сильным взаимодействием”.

[1] A.N. Samarin et al., Physics Procedia **71** (2015) 337.

[2] A.V. Semeno et al., Phys. Rev. B **79** (2009) 014423.

[3] V.V. Glushkov et al., Phys. Status Solidi B (2016), DOI:10.1002/pssb.201600571

[4] S.E. Barnes, Adv. Phys. **30** (1981) 801.

[5] R.H. Taylor, Adv. Phys. **24** (1975) 681.

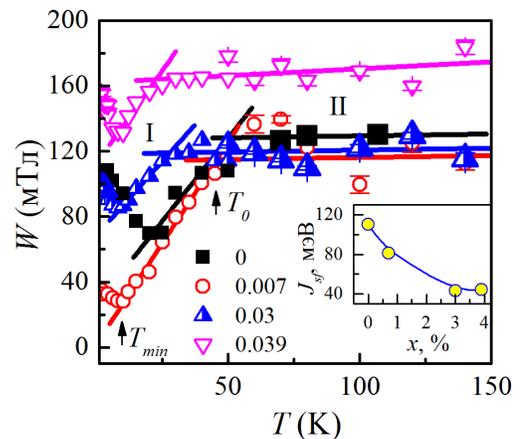


Рис. 1. Температурные зависимости ширины линии ЭСР $W(T)$ для различных концентраций гадолиния. На вставке показаны концентрационные зависимости эффективного обмена.

Excitation of propagating spin waves by pure spin current

S.O. Demokritov

*Muenster University, Germany**Institute of Metal Physics, Yekaterinburg, Russia*

Recently it was demonstrated that pure spin currents can be utilized to excite coherent magnetization dynamics, which enables development of novel magnetic nano-oscillators. Such oscillators do not require electric current flow through the active magnetic layer, which can help to reduce the Joule power dissipation and electromigration. In addition, this allows one to use insulating magnetic materials and provides an unprecedented geometric flexibility. The pure spin currents can be produced by using the spin-Hall effect (SHE). However, SHE devices have a number of shortcomings. In particular, efficient spin Hall materials exhibit a high resistivity, resulting in the shunting of the driving current through the active magnetic layer and a significant Joule heating. These shortcomings can be eliminated in devices that utilize spin current generated by the nonlocal spin-injection (NLSI) mechanism. Here we review our recent studies of excitation of magnetization dynamics and propagating spin waves by using NLSI. We show that NLSI devices exhibit highly-coherent dynamics resulting in the oscillation linewidth of a few MHz at room temperature. Thanks to the geometrical flexibility of the NLSI oscillators, one can utilize dipolar fields in magnetic nano-patterns to convert current-induced localized oscillations into propagating spin waves. The demonstrated systems exhibit efficient and controllable excitation and directional propagation of coherent spin waves characterized by a large decay length. The obtained results open new perspectives for the future-generation electronics using electron spin degree of freedom for transmission and processing of information on the nanoscale.

[1] V. E. Demidov et al., *Nature Materials* 11, 1028 (2012);[2] V. E. Demidov et al., *Sci. Rep.* 5, 8578 (2015);[3] V. E. Demidov et al., *Appl. Phys. Lett.* 107, 202402 (2015);[4] V. E. Demidov et al., *Nat. Commun.* 7, 10446 (2016).**Исследования новых фаз сверхтекучего ^3He методами ЯМР**

В.В. Дмитриев, А.А. Солдатов, А.Н. Юдин

ИФП им. П.Л. Капицы РАН

Куперовское спаривание со спиновым и орбитальным моментами, равными 1, которое происходит в сверхтекучем ^3He , допускает возможность существования множества (до 18) сверхтекучих фаз. На практике, однако, реализуются только те, которые имеют при данных условиях меньшую энергию. В объемном ^3He в слабых магнитных полях таких фаз только две: А фаза и В фаза. В докладе будет рассказано об обнаружении и исследованиях новых сверхтекучих фаз ^3He : полярной фазы и полярно-искаженных А и В фаз. Эти фазы не реализуются в “обычном” объемном ^3He , но становятся выгодными в присутствии анизотропных примесей. В качестве системы таких примесей мы использовали так называемый “нематический” аэрогель, который состоит из нанонитей, ориентированных вдоль одного направления на макроскопических расстояниях. Если

такой аэрогель заполнен ^3He , то возникающая анизотропия свойств пространства (например, анизотропия эффективной длины пробега фермиевских квазичастиц) снимает вырождение энергии сверхтекучих фаз по отношению к проекции орбитального момента на выделенное направление. Это приводит к расщеплению сверхтекучего перехода, то есть температура перехода разных возможных сверхтекучих фаз подавляется примесями по-разному. При этом температура перехода обнаруженных нами новых сверхтекучих фаз оказывается выше температур перехода А и В фаз. Эксперименты проводились с использованием различных методов ядерного магнитного резонанса, что позволило однозначно идентифицировать эти сверхтекучие фазы.

№ ЧТ-3

Порядок и беспорядок в $S=1$ магнетике DTNX

К. Ю. Поваров

Laboratory for Solid State Physics, ETH Zürich, 8093 Zürich, Switzerland

Одним из наиболее изученных квантовых магнетиков моделирующих поведение бозонных систем является соединение $\text{NiCl}_2-4(\text{SCN}_2\text{H}_4)$, сокращенно называемое DTN. В нем сильная легкочлоскостная анизотропия $S=1$ иона Ni^{2+} приводит к существованию магнитного квантово-разупорядоченного основного состояния и вырожденного дублета щелевых бозонных $S^z = \pm 1$ возбуждений. Большое количество предшествующих работ фокусировалось на индуцированном полем магнитном упорядочении, которое происходит за счет смягчения одной из мод дублета при зеemanовском расщеплении; этот переход считается аналогом Бозе-Эйнштейновской конденсации и имеет динамическую размерность $z=2$ (то есть в точке перехода дисперсия мягкой моды является квадратичной) [1]. Однако возможен и другой способ индуцирования магнитного порядка, схожий с упорядочением под давлением в димерной спин-щелевой системе TlCuCl_3 [2]. В DTNX $\text{NiCl}_{2-2x}\text{Br}_{2x-4}(\text{SCN}_2\text{H}_4)$ легкая химическая модификация (замещение хлора бромом) приводит к уменьшению величины щели. Такое изменение связано с перестройкой параметров гамильтониана уменьшением эффективной анизотропии; дублет же при этом остается нерасщепленным [3]. Результатом дальнейшего смягчения моды должна быть критическая точка класса $z = 1$ $O(2)$ (то есть антиферромагнитное упорядочение спонтанно нарушает осевую симметрию в легкой плоскости, и при этом спектр в критической точке становится линейным)[4].

Нам удалось экспериментально обнаружить данную критическую точку в DTNX с повышенным содержанием брома. Нейтронная спектроскопия показывает наличие антиферромагнитных брэгговских пиков и линейных бесщелевых спиновых волн в образцах со слегка сверхкритической концентрацией Br. Наблюдаемый спектр магнитных возбуждений прекрасно описывается в рамках DTN-образного гамильтониана с эффективными параметрами, и лишь уширение спиновых волн отражает наличие микроскопического беспорядка в системе. При понижении концентрации брома антиферромагнитный переход в нулевом поле быстро исчезает. Несмотря на присутствие беспорядка в магнитных связях, квантовый фазовый переход между квантово-разупорядоченным и антиферромагнитным состояниями остается хорошо выраженным. Таким образом, упорядочение за счет химического беспорядка в DTNX в первом приближении сводится к химическому давлению и может быть смоделировано непрерывной подстройкой усредненных параметров гамильтониана как функции концентрации брома.

[1]V. Zapf, M. Jaime, C. Batista, Rev. Mod. Phys. **86**, 563 (2014)

- [2] C. Regg et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 205701 (2008)
 [3] K. Yu. Povarov, E. Wulf et al., Phys. Rev. B **92**, 024429 (2015)
 [4] Z. Zhang et al., Phys. Rev. B **87**, 174405 (2013)

№ ЧТ-4

Температурная зависимость чистого спинового тока в пленочной структуре ферромагнетик-нормальный металл

В.А. Ацаркин, И.В. Борисенко, В.В. Демидов, Т.А. Шайхулов

Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН

В температурном диапазоне 100-350 К экспериментально исследовано возникновение чистого спинового тока в двухслойной эпитаксиальной пленочной структуре LSMO/Pt, выращенной на подложке (110)NdGaO₃, где LSMO = La_{2/3}Sr_{1/3}MnO₃ ферромагнитный металл с точкой Кюри T_C = 350 К (структура описана в [1]). Спиновый ток через поверхность раздела LSMO/Pt создавался СВЧ накачкой в условиях ферромагнитного резонанса в пленке манганита и регистрировался по постоянному напряжению U_{SP} (порядка 1 мкВ), возникающему в слое платины за счет обратного спинового эффекта Холла (ISHE) [2]. Целью исследования было установление вида и физических механизмов температурной зависимости эффекта в диапазоне температур от насыщения ферромагнитной намагниченности до T_C.

Установлено, что при охлаждении от комнатной температуры до 100 К величина U_{SP} в исследованных структурах возрастает в 4-5 раз, а при нагревании до T_C стремится к нулю. Интерпретация результатов включает учет температурных зависимостей основных параметров, определяющих эффекты возникновения спинового тока и его регистрации методом ISHE таких, как электрическая проводимость пленок, характерная длина спиновой диффузии, ширина линии ФМР, намагниченность и спиновая поляризация электронов проводимости. В итоге удается установить и сопоставить с теорией [2] температурную зависимость перекрестной спиновой проводимости поверхности раздела g^{↑↓} – основного параметра, определяющего возникновение и величину спинового тока.

- [1] V.A. Atsarkin, B.V. Sorokin, I.V. Borisenko, V.V. Demidov, G.A. Ovsyannikov. J. Phys. D: Appl. Phys. **49**, 125003 (2016).
 [2] E. Saitoh, M. Ueda, H. Miyajima, G. Tatara, Appl. Phys. Lett. **88**, 182509 (2006).
 [3] Y. Tserkovnyak, A. Brataas, G.E.W. Bauer. Phys. Rev. Lett. **88**, 117601 (2002).

Фазовый переход и спиновая динамика мультиферроика CuCrO_2 : симметричный анализ

В.И. Марченко

ИФП им. П.Л. Капицы РАН

Установлено, что все необычные свойства антиферромагнитного состояния CuCrO_2 находят естественное объяснение в теории магнитных фазовых переходов Дзялошинского-Ландау. Активным представлением здесь является 6-мерное представление пространственной группы. Параметром порядка являются 6 антиферромагнитных векторов, которые описывают наблюдаемые 9 магнитных подрешёток. Для полного определения структуры необходимо учитывать члены разложения энергии до 6-го порядка. Слабый межплоскостной обмен ответственен за наличие инварианта Лифшица, в результате структура становится длиннопериодической геликоидальной, и за возникновение слабой деформации кристалла, нарушающей одноосную симметрию кристалла. Релятивистские эффекты, во-первых, сводятся к сильной одноосной анизотропии типа лёгкая ось, обусловленной диполь-дипольными эффектами внутри базисной плоскости. Во-вторых, благодаря более слабым взаимодействиям диполей между плоскостями, возникает дополнительная одноосная анизотропия в базисной плоскости. В третьих, благодаря низкой симметрии окрестности каждой кристаллической плоскости из-за релятивистских эффектов в ней возникает электрическая поляризация перпендикулярная к спиновой плоскости. Спиновые планарные структуры в различных кристаллических плоскостях параллельны друг другу и сориентированы так, что электрические поляризации складываются. Внешнее электрическое поле может влиять на ориентацию спиновой структуры и, тем самым, сдвигать частоту антиферромагнитного резонанса. Возможно, также, возбуждение спиновой системы переменным электрическим полем на частотах АФМР, соответствующим колебаниям ориентации спиновой плоскости.

ЖЭТФ **146**, 1238 (2014)

Magnetic structure of quasi-2D antiferromagnet CuCrO_2 tested by ESR and NMR experiments.

S.K. Gotovko^{1,2}, L.E. Svistov¹, Yu.A. Sakhratov³, P.L. Kuhns⁴, A.P. Reyes⁴, J.J. Kweon⁴, E.S. Choi⁴, H.D. Zhou⁵

¹ P.L. Kapitza Institute for Physical Problems RAS, 119334 Moscow, Russia

² Moscow Institute of Physics and Technology, 117303, Moscow, Russia

³ Kazan State Power Engineering University, 420066 Kazan, Russia

⁴ National High Magnetic Field Laboratory, Tallahassee, Florida 32310, USA

⁵ Department of Physics and Astronomy, University of Tennessee, Knoxville, Tennessee 37996, USA

CuCrO_2 is an example of quasi-two-dimensional antiferromagnet ($T_c \sim 24$ K) with triangular lattice structure. In this system exotic types of magnetic orderings are expected due to geometrical frustrations of in-plane and inter-planar exchange interactions. We carried out ESR and Cu NMR investigations in the presence of electric field. The ESR study in electric field allows examine the nature of electrical polarization in this multiferroic [1]. Electric polarization studies of CuCrO_2 in pulsed magnetic fields up to 92 T [2,3] revealed a number of phase transitions, the nature of which was uncertain. We carried out Cu NMR investigations in magnetic field up to 45 T [4,5]. According to our data the magnetic field destroys inter-plane order and the system goes from three-dimensional (3D) to 2D state. We suppose that this 2D phase is, in fact, a 3D-polar phase with tensor order parameter and can be classified as a p-type nematic phase. To verify this, we carry out control experiments in which Cu NMR spectra are measured after cooling in electric field.

[1] Marchenko V.I., JETP **119**, iss. 6, 1084 (2014).

[2] Eundeok Mun, et al., Phys. Rev. B **89**, 054411 (2014).

[3] Shi-Zeng Lin, et al., Phys. Rev. B **89**, 220405(R) (2014).

[4] Sakhratov, Yu.A., et al., JETP **119**, 880 (2014).

[5] Sakhratov, Yu.A., et al., Phys. Rev. B **94**, 094410 (2016).

Магнитный резонанс в спин-щелевых магнетиках

В.Н. Глазков¹, Ю.В. Красникова¹, Д. Хювонен², А. Желудев²,

² ИФП РАН

² ETH-Zurich

В спин-щелевых магнетиках особенности архитектуры обменных связей (часто связанные с димерными мотивами или низкоразмерностью спиновой системы) приводят к тому, что несмотря на наличие сильного обменного взаимодействия энергетически выгодным оказывается немагнитное синглетное основное состояние, отделённое от магнитных триплетных возбуждений энергетической щелью. Низкотемпературные свойства такого магнетика могут быть описаны как свойства разреженного газа триплетных возбуждений.

Мы покажем, как свойства этого газа возбуждений и свойства основного состояния могут быть изучены методами ЭПР-спектроскопии на примере нескольких модельных систем: квазидвумерного димерного магнетика $(\text{C}_4\text{H}_{12}\text{N}_2)(\text{Cu}_2\text{Cl}_6)$ (сокращенно РНСС) и квазиодномерного

магнетика типа "спиновая лестница" ($C_7H_{10}N_2$)CuBr₄ (сокращенно DIMPY). Высокая разрешающая способность ЭПР-спектроскопии позволяет определять тонкие детали спектра возбуждений, недоступные для других методов, и существенно дополняет результаты, получаемые как при макроскопических измерениях теплоёмкости или намагниченности, так и результаты, получаемые методами рассеяния нейтронов.

В обеих системах наблюдается универсальное качественное поведение сигнала ЭПР: при понижении температуры ниже температуры, соответствующей характерной величине энергетической щели (составляющей около 10К для РНСС и около 3К для DIMPY), интенсивность сигнала ЭПР начинает экспоненциально вымерзать, подтверждая вымерзание термоактивированных триплетных возбуждений при низкой температуре. При некоторой температуре происходит расщепление сигнала ЭПР на несколько компонент, соответствующих магнитному резонансу спина $S=1$ в кристаллическом поле. Это наблюдение соответствует спину триплетного возбуждения, однако эффективное кристаллическое поле связано не с кристаллическим полем, действующим на магнитные ионы (для ионов меди Cu^{2+} этот эффект отсутствует), а с анизотропными спин-спиновыми взаимодействиями и многоспиновым характером коллективных возбуждений спин-щелевого магнетика. Для квазидвумерного магнетика РНСС удалось полностью восстановить информацию об эффективной анизотропии, действующей на триплетное возбуждение. Для магнетика типа спиновая лестница DIMPY анализ этой тонкой структуры и анализ ширины высокотемпературной линии ЭПР удалось показать, что основным анизотропным спин-спиновым взаимодействием, отвечающим за наблюдаемые свойства этого спин-щелевого магнетика является взаимодействие Дзялошинского-Мория. [1,2]

В квазидвумерном спин-щелевом магнетике РНСС также выполнено исследование влияния немагнитной замены участвующих в формировании суперобменной связи ионов хлора на ионы брома. Обнаружено, что при такой замене в немагнитной матрице спин-щелевого магнетика формируются парамагнитные центры со спином 1. Такие центры могут интерпретироваться, как локализованные триплеты, захваченные сильным эффективным притягивающим потенциалом в окрестности примесного центра.[3]

[1] V.N. Glazkov et al., Phys. Rev. B **92**, 184403 (2015)

[2] V.N. Glazkov et al., Phys. Rev. B **85**, 054415 (2012)

[3] V.N. Glazkov et al., Journ.Phys.:Cond.Matter **26**, 486002 (2014); J. Phys.: Condens. Matter **28**, 206003 (2016)

Возмущенная модель Китаева как квантовая спиновая жидкость

Константин Тихонов

Институт теоретической физики им. Ландау

Мы рассматриваем модель Китаева, описывающую анизотропное взаимодействие спинов $1/2$ на гексагональной решетке. В чистом виде такая модель обладает возбуждениями, описываемыми Майорановскими фермионами с конической точкой в спектре, переносящими только энергию, но не спин. Мы показываем, что в присутствии слабого взаимодействия Дзялошинского Мория спин "зацепляется" за плотность Майорановских фермионов и, в отсутствие дальнего порядка, спиновые корреляторы убывают степенным образом с расстоянием, реализуя состояние квантовой спиновой жидкости.

Supermagnonics

Yuriy Bunkov

*Institute Néel, Grenoble, France**Kazan Federal University, Kazan, Russia**Yury.bunkov@neel.cnrs.fr*

It is well known that deviations of spins from the magnetic order in magnetic materials (ferromagnets, antiferromagnets and ferrites) have a collective character and are described in terms of spin waves (magnons). Magnons are quasiparticles which represent very useful and universal theoretical concept and a tool to describe various dynamic and thermodynamic processes in magnets. For example, analyzing thermodynamics of magnon gas, we obtain complete picture of the thermodynamic properties of the magnetic system. Since magnons have a magnetic moment, one can create extra magnons by the external pumping, alternating magnetic field, and increase the disorder in the magnetic system. However, in certain conditions, the increase of magnon density can lead to entirely new states called magnon condensates, i.e. macroscopic number of magnons in coherent quantum states (see, [1]) These macroscopic quantum states significantly change the properties of the magnetic system, its dynamics and transport. For example, a single-particle long-range coherency occurs in a quasi-equilibrium as the phenomenon of Bose - Einstein condensation of magnons on the bottom of their spectrum. And it leads to the phenomenon of spin superfluidity.

The spin superfluidity is an extremely interesting and promising phenomenon both for fundamental and applied studies. The main feature of spin superfluidity is the dissipationless transfer of magnetization in magnetic materials for long distances. The real superfluidity means a long distance correlation of non-diagonal terms of the matrix of density, which does not, in general, take place in magnetically ordered materials. The short distance correlation of non-diagonal terms appears due to spin waves or magnons.

For the first time, spin superfluidity was demonstrated in 1984 [2] in the antiferromagnetic liquid crystal of superfluid ^3He where the magnetic part of energy is not directly related to mass superfluidity. In subsequent works there were observed and interpreted a bunch of quantum phenomena, related to

the spin superfluidity and so-called Homogeneously Precession Domain. Distinct from the conventional Larmor precession of nuclear spins, the phase coherent precession of magnetization in $^3\text{He-B}$ has all the properties of the coherent Bose condensate of magnons [3]. This is a state with the coherent precession of magnetization described by a single wave function. The phase of precession appears spontaneously after a condensation of non-coherent magnons and radiates a coherent signal of induction even in a very inhomogeneous magnetic field. This spontaneously emerging steady state preserves the phase coherence across the whole sample and exhibits all the superfluid properties which follow from the off-diagonal long-range order for magnons. The BEC state can radiate the signal 100 -10 000 longer than expected from the inhomogeneity of the magnetic field. In other words, the BEC state very effectively suppresses the local field inhomogeneity.

The particular interest is related to the formation of magnon BEC in superfluid $^3\text{He-A}$, a typical two sublattices antiferromagnet. At bulk conditions the formation of BEC is not possible due to attractive interaction between magnons. The Suhl instability of homogeneous precession was observed. Indeed, in the aerogel, stressed along the magnetic field, the magnons' interaction changes to repulsive. Consequently, the magnon BEC forms and corresponding long living induction signal is observed [4].

The Electronics is the field of science which describes the non-linear behavior of electric current. It has been developed for a century. Later there has been observed the phenomenon of supercurrent the coherent transport of electrons without friction. This effect forms the basis of new types of electronics Superelectronics. The main element of Superelectronics is the Josephson connection the interference between the coherent wave function of electrons on two sides of a weak connection. This effect leads to a construction of SQUID, the supersensitive device which can measure a quant of magnetic field. The circuits with SQUID may be used as an element of a quantum memory.

Later the new types of non-linear phenomena have been developed Spintronics and Magnonics. In the first case the magnetic moment of electrons is taken into account. Indeed, the Superspintronics does not exist because the electron Cooper pairs has a zero magnetic moment. The Magnonics case refers to information transport and processing by spin waves. A magnon current has advantages as compared to a conventional spin-polarized electron current. It does not involve the motion of electrons and, thus, it is free of the Joule heat dissipation. In low-damping magnetic dielectrics (for example, yttrium-iron-garnet, YIG) magnons can propagate over millimeter distances whereas an electron-carried spin current is limited by the spin diffusing length, which does not exceed one micrometers.

Indeed the coherent magnon transport was observed about 30 years ago in Kapitza Institute. In different with a simple magnonics, the magnetization transport by Supermagnonics described by a coherent state of magnons the magnons Bose Condensate. Its gradient leads to a Spin Supercurrent. There was observed the Josephson Effect, the main nonlinear effect of Supermagnonics. The Supermagnonics was observed in superfluid $^3\text{He-B}$. Indeed, the magnetic properties of superfluid $^3\text{He-B}$ are described as a 3 sublattices antiferromagnetic. The other examples, where the magnons BEC was observed, are superfluid $^3\text{He-A}$, Nuclear-electron precession in antiferromagnets (MnCO_3 , CsMnF_3) [5] and yttrium-iron-garnet, YIG. In the last case the Supermagnonics and Josephson Effect may be observed at room temperature. These phenomena are under investigations. We are working on the problem of Supermagnonics in YIG and have first very promising results.

This work was financially supported by the Russian Science Foundation (grant RSF 16-12-10359).

[1] Yu. M. Bunkov, G.E. Volovik, *J. Phys.: Condens. Matter* **22**164210 (2010)

[2] A.S. Borovik-Romanov, Yu.M. Bunkov, V.V. Dmitriev, Yu.M. Mukharskiy, *JETP Lett.*, **40**, 1033 (1984).

[3] S. Autti, Yu.M. Bunkov, V.B. Eltsov, et al. *Phys. Rev. Lett.* **108**, 145303 (2012)

[4] A.S. Borovik-Romanov, Yu.M. Bunkov, V.V. Dmitriev, Yu.M. Mukharskiy, *JETP Letters* v. 39, p.469, (1984); P. Hunger, Y. M. Bunkov, E. Collin and H. Godfrin, *J. of Low Temp. Phys* **158**,

129134(2010)

[5] .Yu.M. Bunkov, PhysicsUspekhi, **53**, 848 (2010); Yu. M. Bunkov, et al., Phys. Rev. Lett., 108, 177002 (2012)

№ ЧТ-10

Управление анизотропией тонких магнитострикционных пленок FeGa фемтосекундными лазерными импульсами

A.M. Kalashnikova¹, В.Н. Кац¹, Т.Л. Linnik², А.С. Саласюк¹, А.W. Rushforth³, М. Wang⁴, Р. Wadley³, S.A. Cavill⁵, V. Holy⁶, А.V. Akimov³, А.В. Щербаков¹

¹Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

²Department of Theoretical Physics, V.E. Lashkaryov Institute of Semiconductor Physics, Kyiv, Ukraine

³School of Physics and Astronomy, University of Nottingham, Nottingham, United Kingdom

⁴London Centre for Nanotechnology, University College London, London United Kingdom

⁵Department of Physics, University of York, Heslington, York, YO10 5DD, United Kingdom

⁶Faculty of Mathematics and Physics, Charles University in Prague, Prague, Czech Republic

Магнитокристаллическая анизотропия (МКА) играет важнейшую роль в формировании статических и динамических свойств магнитоупорядоченных структур. Сверхбыстрое изменение МКА, индуцированное фемтосекундными лазерными импульсами, открывает новые возможности для управления состоянием магнитных сред, в частности, для возбуждения прецессии намагниченности и даже переключения намагниченности в металлах, полупроводниках и диэлектриках [1-5].

В магнитных металлах воздействие фемтосекундного лазерного импульса приводит к сложной картине возбуждений в электронной, фононной и спиновой системах, дающих вклад в разные механизмы сверхбыстрого изменения МКА. Задачей представляемой работы было выявление и детальное исследование конкурирующих механизмов лазерно-индуцированного изменения МКА в пленках магнитного металла: *термического*, связанного с нагревом фононной системы, и *магнитострикционного*, основанного на генерации когерентных акустических фононов.

Мы исследовали лазерно-индуцированное возбуждение прецессии намагниченности в тонкой магнитной пленке магнитострикционного сплава Fe₈₁Ga₁₉, выращенной на низкосимметричной подложке (311)-GaAs [6,7]. Выбор такого объекта позволяет различить несколько вкладов в процесс лазерно-индуцированного изменения МКА [7], а также расширяет возможности по управлению магнитным состоянием таких структур по сравнению с традиционно используемыми высокосимметричными структурами.

Мы впервые показали экспериментально, что сверхбыстрое изменение МКА и связанная с ним прецессия намагниченности могут быть результатом динамической деформации, возникающей в магнитной пленке под воздействием фемтосекундного лазерного импульса и характеризуемой сложным временным профилем [6]. При этом такой, магнитострикционный, механизм изменения МКА сосуществует с другим, хорошо изученным механизмом изменения МКА связанным с нагревом решетки [1]. Однако именно в низкосимметричных магнитных пленках эти два вклада в пикосекундное изменение МКА могут быть сравнимы. Более того, в сравнительно высоких внешних магнитных полях вклад в возбуждение прецессии намагниченности, связанный с

динамической деформацией, значителен и существенно превосходит термический вклад. Интересно, что прецессия намагниченности, возникающая за счет этих двух вкладов в изменение МКА, характеризуется разными параметрами. Таким образом, лазерно-индуцированная динамическая деформация создает дополнительную степень свободы для управления состоянием магнитных структур на пикосекундных временах.

Работа, выполненная в ФТИ им. А. Ф. Иоффе РАН, поддержана РНФ (грант 16-12-10485).

- [1] E. Carpena et al., Phys. Rev. B **81**, 060415 (2010).
- [2] Y. Hashimoto, et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 067202 (2008).
- [3] J. de Jong et al., Phys. Rev. Lett. **108**, 157601 (2012).
- [4] A. Stupakiewicz et al., Nature **542**, 71 (2017).
- [5] A.V. Scherbakov, et al., Phys. Rev. Lett. **105**, 117204 (2010).
- [6] V.N. Kats et al., Phys. Rev. B **93**, 214422 (2016).
- [7] T.L. Linnik et al., Physica Scripta (in print).

№ ЧТ-11

Методы регистрации спектров спиновых возбуждений в материалах и гетероструктурах для терагерцовой спинтроники

И.Н. Дюжиков¹, М.В. Логунов¹, С.А. Никитов^{1,2}, С.С. Сафонов³, С.Г. Чигарев⁴, А.М. Чурбанов^{1,2}

¹*ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*

²*Московский физико-технический институт*

³*Московский технологический университет*

⁴*Фрязинский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН*

В магнетиках возможна генерация спиновых возбуждений в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот [1-3], в том числе в антиферромагнетиках вплоть до частот в десятки ТГц [4]. Исследование механизмов генерации ТГц колебаний в магнитных микро- и наноструктурах привлекает внимание благодаря перспективам их использования в быстродействующих устройствах наноспинтроники и наномагноники.

Ряд результатов по генерации спиновых возбуждений в ТГц диапазоне частот получен с использованием метода pump-probe [3,4]. Использование этого метода для регистрации колебаний спинов целесообразно в том случае, если для возбуждения спиновой системы магнетика используются фемтосекундные импульсы лазера. При других методах возбуждения (например, при спиновой инжекции [1]) использовать импульсы лазера для исследования сверхбыстрой динамики спинов затруднительно, прежде всего из-за сложностей синхронизации процессов генерации и регистрации ТГц колебаний.

Интенсивность ТГц колебаний в магнитных микро- и наноструктурах мала и маскируется тепловым излучением, что усложняет их регистрацию. Другая особенность экспериментального исследования структур заключается в трудностях с непрерывной регистрацией характеристик излучения в широком диапазоне спектра, так как элементы спектрометров работают, как правило, на узких участках спектра. В данной работе представлены результаты разработки методики для исследования спектральных характеристик спиновых возбуждений в диапазоне частот 0,15 – 80 ТГц, со спектральным разрешением 6 ГГц (с возможностью повышения разрешения

до 1,8 ГГц). В качестве базового прибора использован ИК Фурье-спектрометр Vertex 80v. Прибор укомплектован криостатом для работы с исследуемыми образцами в диапазоне температур 5 – 300 К, что важно для детального исследования квантовых явлений.

Особенностью методики является автоматизация изменения режимов работы генерирующих ТГц колебания микро- и наноструктур, и синхронизация процессов генерации/регистрации ТГц излучения. Предусмотрен режим работы с модуляцией сигнала внешнего источника. Необходимость использования модуляции обусловлена перекрытием спектров полезного сигнала и теплового излучения ТГц диапазона, амплитуды которых могут быть сравнимы по величине. Разработанная методика эксперимента позволяет выделять полезный сигнал, амплитуда которого меньше амплитуды теплового излучения. Учтены ограничения, которые накладывает применение амплитудной модуляции в режиме непрерывного сканирования спектра на диапазон частот модуляции и величину постоянной времени, используемой при синхронном детектировании. Благодаря синхронизации систем генерации сигнала с внутренними системами спектрометра реализованы режимы Step-Scan и Rapid-Scan, когда сканирование спектра идет пошагово или непрерывно. Использование модуляции регистрируемого сигнала возможно в обоих режимах работы.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФ, проект 14-19-00760, и Минобрнауки РФ, соглашение 14.607.21.0141.

- [1] Ю.В. Гуляев, П.Е. Зильберман, С.Г. Чигарев. Радиотехника и электроника **60**, 441 (2015).
- [2] J. Walowski and M. Mnzenberg. J. Appl. Phys. **120**, 140901 (2016).
- [3] S. Parchenko, T. Satoh, I. Yoshimine, et al. Appl. Phys. Lett. **108**, 032404 (2016).
- [4] D. Bossini, S. Dal Conte, Y. Hashimoto, et al. Nature Comm. **7**, 10645(2016).

№ ЧТ-12

Спиновая фильтрация в сверхпроводниковых структурах с ферромагнитной туннельной прослойкой.

Г.А. Овсянников, Ю.В. Кислинский, К.И. Константибян, А.В. Шадрин, В.В. Демидов, А.М. Петржик

ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН Москва 125009, Моховая 11, строение 7, Россия

Туннельный ток, протекающий через ферромагнитную прослойку между двумя немагнитными электродами, оказывается спин-поляризованным вследствие расщепления зоны между состояниями со спином вверх и вниз на величину, пропорциональную обменной энергии ферромагнитной прослойки E_{ex} . Такая фильтрация спинов носителей вызывается экспоненциальной зависимостью вероятности туннелирования от высоты барьера. Изучен токовый транспорт и магнетизм в эпитаксиальных гибридных сверхпроводниковых меза-структурах из купратного сверхпроводника и сверхпроводящего ниобия с прослойкой из ферромагнитного изолятора манганита LaMnO_3 (ЛМО). Температурные зависимости проводимости меза-структуры в области между критическими температурами сверхпроводников описываются теорией, учитывающей d-волновой характер сверхпроводимости одного из электродов и спиновую фильтрацию носителей, протекающих через туннельную прослойку. Спиновая фильтрация подтверждается туннельным магнитосопротивлением и высокой чувствительностью меза-структур к слабому внешнему магнитному полю в интервале напряжений, не превышающих щель ниобия.

Обнаружена собственная узкополосная генерация ГГц-диапазона, перестраиваемая напряжением смещения и внешним магнитным полем.

[1] R. Meservey, P. M. Tedrow. Phys. Rep., V. 238, 173 (1994).

[2] А.М. Петржик, Г.А. Овсянников, А.В. Шадрин и др, ЖЭТФ, **139**, 1190 (2011)

[3] F.S. Bergeret, A. Verso and A.F. Volkov, Phys. Rev B, V. **86**, 214516 (2012)

[4] Г.А. Овсянников, Ю.В. Кислинский, К.И. Константианян, А.В. Шадрин, В.В. Демидов, А.М. Петржик, ЖЭТФ, **151**, вып. 3, 1 (2017)

№ ЧТ-13

Нелинейное радиационное затухание ядерных спиновых волн и магнитоупругих волн в антиферромагнетиках

А.В. Андриенко¹, В.Л. Сафонов^{2,3}

¹Национальный исследовательский центр “Курчатовский институт”, 123182 Москва, РФ

²Mag and Bio Dynamics, Inc., Granbury, Texas 76049, USA

³Tarrant County College, Fort Worth, Texas 76119, USA

Исследовалась параллельная накачка ядерных спиновых волн в антиферромагнитном CsMnF₃ при температурах жидкого гелия и магнитоупругих волн в антиферромагнитном FeVO₃ при температуре жидкого азота. Образцы помещались в спиральный резонатор с собственной частотой ≈ 1 ГГц и добротностью $Q_R=300-500$.

Внешнее СВЧ поле возбуждает фотоны в резонаторе, которые рождают пары квазичастиц (ядерных магнонов в CsMnF₃ и квазифононов в FeVO₃) половинной частоты с равными, но противоположно направленными волновыми векторами. При превышении порога параметрического резонанса число пар экспоненциально нарастает, а затем выходит на стационарный уровень благодаря нелинейным механизмам ограничения. Известны два принципиально различных механизма ограничения: фазовый и нелинейное затухание. Полученное таким образом возбужденное состояние параметрических пар является неравновесным бозе-конденсатом, который характеризуется числом пар N_k , их фазой θ по отношению к внешней накачке и собственной частотой Ω близкой к частоте накачки. В этой работе мы изучали природу нелинейного затухания.

В наших экспериментах после выключения импульса накачки наблюдался немонотонный сигнал излучения из резонатора с образцом [1]. Эта немонотонность имеет простое объяснение: помимо прямого процесса превращения фотона в резонаторе в параметрическую пару существует обратный процесс излучение фотона параметрической парой. Анализ излучаемого сигнала показал, что излучаемая СВЧ мощность, приблизительно равна мощности, поглощаемой образцом. Амплитуда и временная зависимость излучения хорошо описываются формулой для нелинейного радиационного затухания $\eta_{\text{rad}} = N_k \xi_R 2\pi\hbar Q_R V_k^2 / v_R$ [2]. Здесь v_R - объём резонатора, множитель ξ_R характеризует геометрию резонатора, V_k связь параметрических волн с полем накачки. Для магнитоупругих волн коэффициент V_k сильно зависит от магнитного поля, поэтому мы провели измерение зависимости величины η_{rad} от H и получили падение нелинейного радиационного затухания в ~ 100 раз в диапазоне магнитных полей $H=100-500$ Э в полном соответствии с теорией.

Таким образом, в работе установлено, что стационарное состояние параметрически возбуждённых магнитоупругих и ядерных спиновых волн при больших амплитудах СВЧ накачки обу-

словлено нелинейным радиационным затуханием, которое возникает из-за нелинейного резонансного взаимодействия неравновесного бозе-конденсата параметрических пар с фотонами резонатора. Мы полагаем, что этот эффект является общим для всех случаев параллельной накачки нормальных магнитных возбуждений образца, помещённого в СВЧ резонатор, и его необходимо учитывать при анализе запорогового состояния системы параметрических магнонов и фононов.

[1] A.V. Andrienko and V.L. Safonov, Phys. Rev. B **93**, 104423 (2016)

[2] V.L. Safonov and H. Yamazaki, J. Magn. Magn. Mater. **161**, 275 (1996).

№ ЧТ-14

Ферромагнитный резонанс в слоистой структуре Fe/Gd: роль спиновой диффузии

А.Б. Дровосеков, Н.М. Крейнес, А.О. Савицкий, Е.А. Кравцов, М.В. Рябухина, В.В. Проглядо, В.В. Устинов

Слоистые структуры Fe/Gd представляют собой искусственные ферромагнетики и обладают сложной магнитной фазовой H-T диаграммой, включающей области коллинеарного и неколлинеарного упорядочения ФМ слоев Fe и Gd. Несмотря на давнюю историю исследований данной системы, до сих пор мало внимания уделялось изучению ее магнитодинамических свойств. Между тем, в последнее время такие исследования вызывают особый интерес в связи с обсуждаемой возможностью реализации в системе Fe/Gd оптически индуцированной сверхбыстрой магнитной динамики [1].

В данной работе в широком интервале температур (5–295 K) и магнитных полей (до 50 кЭ) исследуются статические и резонансные магнитные свойства многослойной структуры [Fe(35Å)/Gd(50Å)]. Экспериментальные кривые намагничивания анализируются теоретически с использованием метода эффективного поля. Для описания особенностей спектров ФМР используются уравнения Ландау-Лифшица с затуханием. Показано, что для наилучшего согласия с экспериментом, помимо обычного затухания Гильберта $\sim[m, \partial \square m]$, необходим учет "нелокального" диссипативного члена диффузионного типа в слоях Gd вида $\sim[m, \nabla^2 \partial \square m]$.

В настоящее время обсуждается важность такого диффузионного вклада в магнитную релаксацию в тонких пленках и слоистых структурах на базе переходных ФМ металлов [2]. Данный эффект связывается с наличием в таких структурах диссипативных спиновых токов. Величина коэффициента нелокального затухания, полученная в нашей работе для Gd, несколько меньше известных данных для переходных ФМ металлов. Этот результат на качественном уровне может быть объяснен, учитывая существенно меньшую степень поляризации электронов проводимости редкоземельных металлов.

[1] C. Xu, T.A. Ostler, R.W. Chantrell, PRB **93**, 054302 (2016).

[2] Y. Li, W.E. Bailey, PRL **116**, 117602 (2016).

Анизотропные обменные взаимодействия в LiCu_2O_2

Р.М. Еремина^{1,2}, Т.П. Гаврилова^{1,2}, З. Сеидов^{3,4}, Л.Е. Свистов⁵, А.А. Буш⁶, А. Loidl³,
Н.-А. Krug von Nidda³

¹Казанский физико-технический институт им. Е.К. Завойского РАН, 420029 Казань, Россия

²Казанский Федеральный Университет, 420008 Казань, Россия

³Experimental Physics V, Center for Electronic Correlations and Magnetism, University of Augsburg, D-86135 Augsburg, Germany

⁴Institute of Physics, Azerbaijan National Academy of Sciences, H. Cavid pr. 33, AZ-1143 Baku, Azerbaijan

⁵Институт физических проблем им.П.Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

⁶Московский институт радиотехники, электроники и автоматики RU-117464 Москва, Россия

Кристаллическая структура LiCu_2O_2 является орторомбической с пространственной группой Pnma и параметрами решетки $a=5.726\text{\AA}$, $b=2.858\text{\AA}$ и $c=12.4137\text{\AA}$ [1]. Структура состоит из двух линейных цепочек ионов меди Cu^{2+} , расположенных вдоль кристаллографической оси b и формирующих зигзагообразные лестницы (рис. 1). Лестницы изолированы друг от друга ионами лития Li^+ , расположенными в (ab) плоскостях, и слоями немагнитных ионов меди Cu^+ . Элементарная ячейка монокристалла LiCu_2O_2 содержит четыре моновалентных немагнитных иона меди Cu^+ и четыре двухвалентных иона меди Cu^{2+} со спином $S = 1/2$. Каждый магнитный ион меди Cu^{2+} окружен пятью ионами кислорода, которые формируют слабо искаженную пирамиду (см. рис.1).

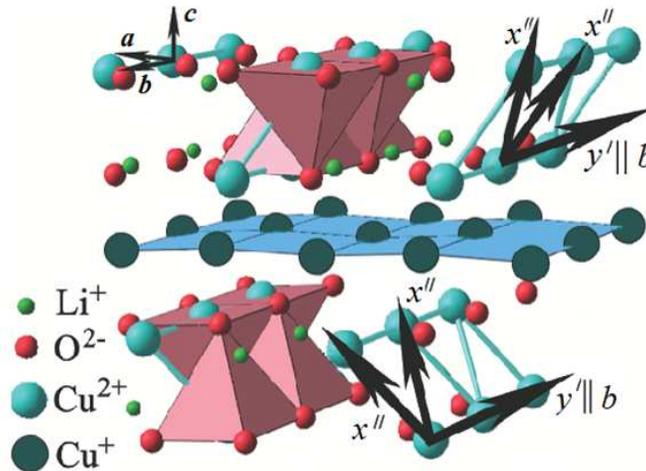


Рис. 1. Кристаллическая структура LiCu_2O_2 .

Ранее, в спектре ЭПР LiCu_2O_2 наблюдалась одна обменно-суженная линия с g факторами равными: $g_c = 2,22$; $g_a = g_b = 2,0$ [2, 3]. Нами были проведены измерения угловых зависимостей ширины линии ЭПР, позволившие оценить экспериментально величины симметричного и антисимметричного анизотропных обменных взаимодействий в LiCu_2O_2 . Из анализа возможных путей реализации анизотропного обменного взаимодействия, мы предполагаем, что три вида анизотропных обменных взаимодействий дают вклад в ширину линии ЭПР. Это анизотропное обменное взаимодействие между спинами ионов меди в цепочке \mathbf{J}_2 , между соседними цепочками в одной лестнице \mathbf{J}_1 и взаимодействие Дзялошинского-Мория \mathbf{D} между спинами меди в цепочке. Вектор Дзялошинского-Мория направлен вдоль оси a , так как нет центра инверсии в связи ионов меди

через апикальные кислороды (см. рис.2а). В локальной системе координат сумма диагональных компонент тензора анизотропного симметричного обменного взаимодействия равна нулю. Направление осей локальной системы координат выбиралось следующим образом: одна ось совпадает с направлением связи медь-медь. Направление двух других осей определяется симметрией ближайшего окружения. На рис. 1 показаны направления осей анизотропного симметричного обмена между спинами соседних ионов меди в цепочке и между соседними цепочками в лестнице. Для \mathbf{J}_2 x' - совпадает с направлением О-О в цепочке, y' - вдоль Cu-Cu связи, а z' - перпендикулярна плоскости цепочки. Направление осей локальной системы координат для анизотропного обменного взаимодействия между спинами ионов меди из соседних цепочек \mathbf{J}_1 выбиралось следующим образом: x'' - вдоль Cu-Cu связи, y'' - перпендикулярна плоскости Cu-O-Cu, и z'' - перпендикулярна x'' и y'' осям. Для определения параметров анизотропного обменного взаимодействия использовался метод моментов. Теоретические выражения и методика определения параметров анизотропного обмена подробно представлены в работе [4]. Для описания угловой зависимости ширины линии ЭПР в кристалле LiCu_2O_2 были использованы три анизотропных обменных взаимодействий в локальных системах координат: \mathbf{J}_2 в цепочке $J_2^{z'z'} = -2J_2^{x'x'} = -2J_2^{y'y'}$, \mathbf{J}_1 между соседними цепочками $J_1^{y''y''} = -2J_1^{x''x''} = -2J_1^{z''z''}$, а также компонента вектора Дзялошинского - Мория D_a . Из анализа экспериментальных данных в трех кристаллографических плоскостях получены абсолютные величины анизотропных обменных взаимодействий, которые при $T=300\text{K}$ равны: $J_1^{y''y''} = 1.20\text{K}$; $J_2^{z'z'} = -1.90\text{K}$; $D_a=5.23\text{K}$. Знаки анизотропного обменного взаимодействия были определены из теоретического анализа обменных связей. Экспериментальные и теоретически рассчитанные угловые зависимости ширины линии ЭПР в LiCu_2O_2 приведены на рис. 2б.

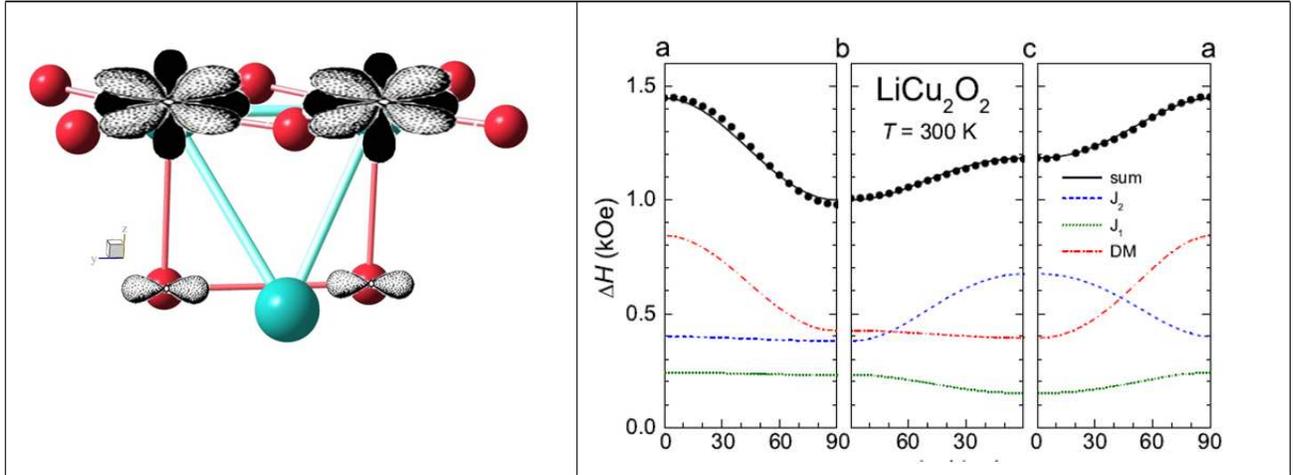


Рис. 2. а) Фрагмент структуры LiCu_2O_2 . Большие шары – медь, маленькие – кислород, серые орбитали – основное состояние, окрашенные – возбужденные состояния; б) угловые зависимости ширины линии ЭПР при $T=300\text{K}$ в LiCu_2O_2 .

- [1] R. Berger, P. Onnerud, and R. Tellgren, *J. Alloys and Compounds* **184**, 315 (1992).
 [2] S. Zvyagin, G. Cao, Y. Xin, S. McCall, T. Caldwell, W. Moulton, L.-C. Brunel, A. Angerhofer, and J. E. Crow, *Phys. Rev. B* **66**, 064424 (2002).
 [3] T. Masuda, A. Zheludev, A. Bush, M. Markina, and A. Vasiliev, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 177201 (2004).
 [4] R.M. Eremina, *Magnetic Resonance in Solids. Electronic Journal* **16**, 14102 (2014).