



О магнитной структуре трёхмерного наноматериала спинового льда

А.А. Мистонов^{1,2}, И.С. Шишкин², И.С. Дубицкий², Н.А. Григорьева¹, С.В. Григорьев^{1,2}

¹ Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, Россия

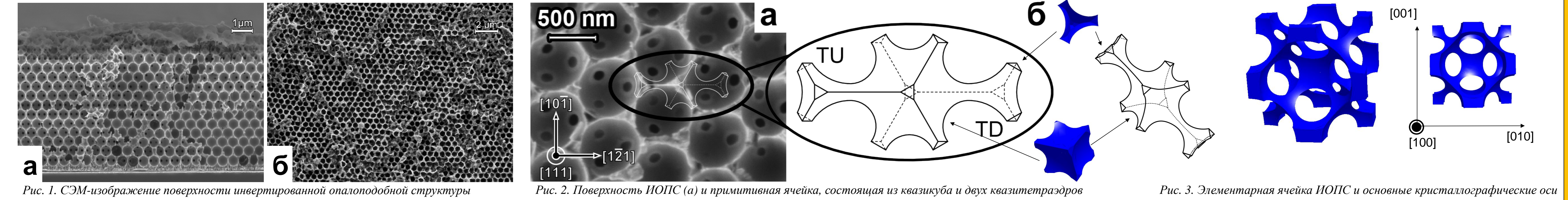
² Петербургский институт ядерной физики, Гатчина, Россия

Введение

Около 20 лет назад началось активное исследование нового класса геометрически фрустрированных магнетиков, именуемых спиновым льдом [1-2]. Такими магнетиками являются кристаллы с решёткой пиллолора, в вершинах тетраэдрических ячеек которой расположены редкоземельные магнитные ионы, со спинами изинговского типа, направленными вдоль осей типа $\langle 111 \rangle$. Большой интерес к изучению этих структур связан с их необычными физическими свойствами такими как остаточная энтропия при низких температурах [2], наведённые магнитные квазимонополи [3-4] и др. Основой этих свойств является «правило льда», согласно которому **спины ионов каждой тетраэдрической ячейки в основном состоянии имеют такую конфигурацию, при которой два из них направлены внутрь тетраэдра, а два – наружу**. Попытки создания искусственных аналогов таких структур на наномасштабе привели к появлению большого количества массивов однодомных наноструктур [5-6] или непрерывных решёток [7] различных конфигураций, изинговость моментов которых обусловлена анизотропией формы. Однако все такие системы являются двумерными или квазитрёхмерными. Ферромагнитные инвертированные опалоподобные структуры (ИОПС) являются трёхмерными и могут оказаться самым близким наноразмерным аналогом спинового льда. Трёхмерность, при этом, создаёт и дополнительные трудности с точки зрения исследования магнитных свойств. К сожалению, большинство методов исследования (в частности магнитно-силовая микроскопия), применяемые для искусственного спинового льда, позволяют получить картину распределения моментов только на поверхности (в двумерном случае) и не дают никакой информации о трёхмерной магнитной структуре. В то же время метод малоугловой дифракции нейтронов уже успел зарекомендовать себя как один из наиболее подходящих методов изучения магнитных свойств сложных трёхмерных наноструктур, и поэтому был использован и в данной работе.

Образец

Исследуемые искусственные опалы были созданы из монодисперсных полистерольных микросфер, уложенных в ГЦК-структуру [3]. Трёхмерные ферромагнитные наноструктуры на основе никеля или кобальта были изготовлены путем заполнения пустот матрицы опала-темплата с последующим удалением микросфер. Поры искусственных опалов имеют форму псевдокубов и псевдотетраэдров с вогнутыми гранями (рис.2). Псевдокубы и псевдотетраэдры соединены вершинами, переходящими в перемычки, направленные вдоль осей типа $\langle 111 \rangle$. В результате, при заполнении пор металлом получается «ажурная» сеть инвертированной опалоподобной структуры (ИОПС).

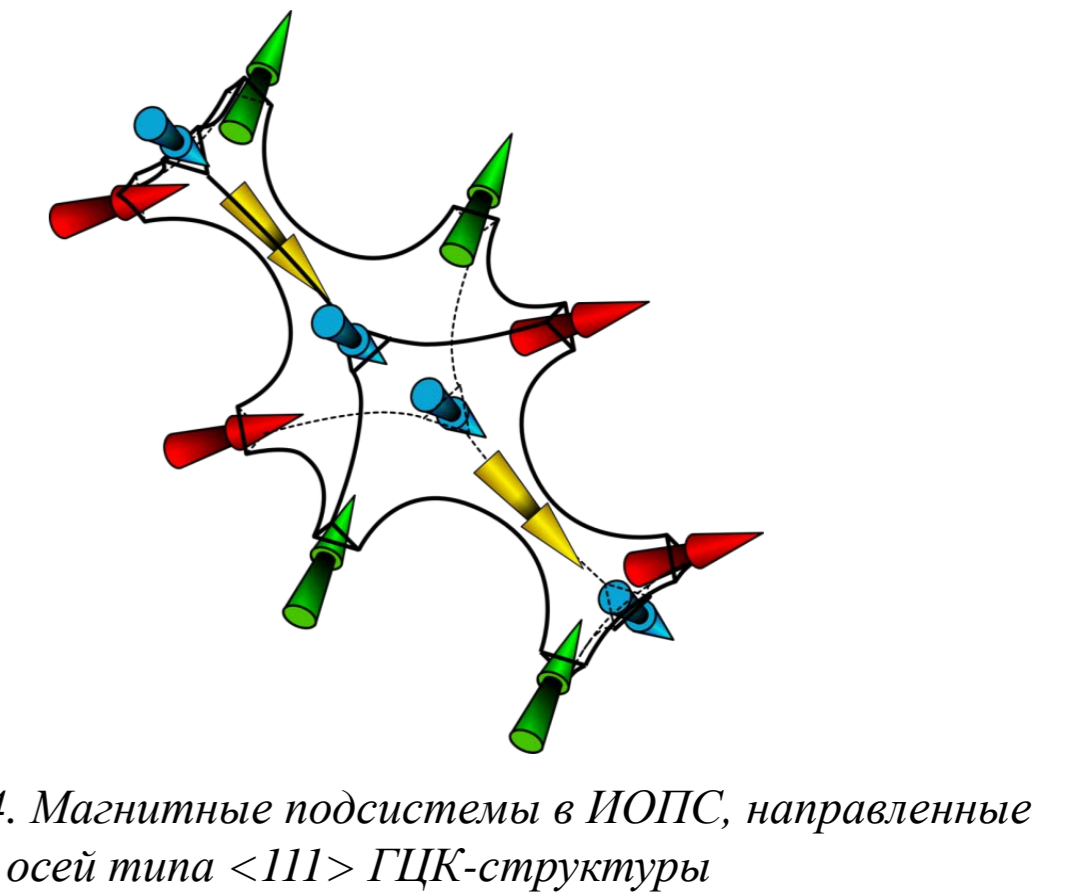


Намагниченность в ИОПС и правило льда

- Магнитные свойства определяются 4 магнитными подсистемами векторов локальной намагниченности, направленных вдоль осей типа $\langle 111 \rangle$.
- Магнитное поле «старается» выстроить вектора так, чтобы они имели положительную проекцию на направление поля (минимизировать энергию Зеемана)
- Правило льда «старается» обеспечить такую конфигурацию векторов, чтобы выполнялось следующее требование

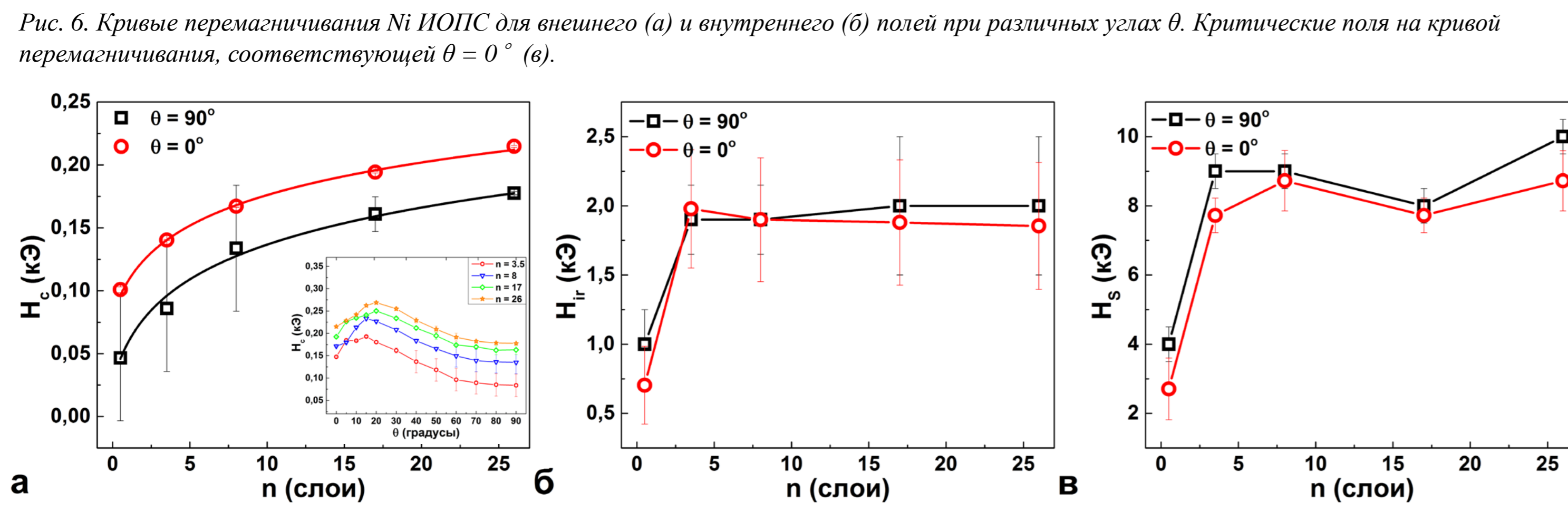
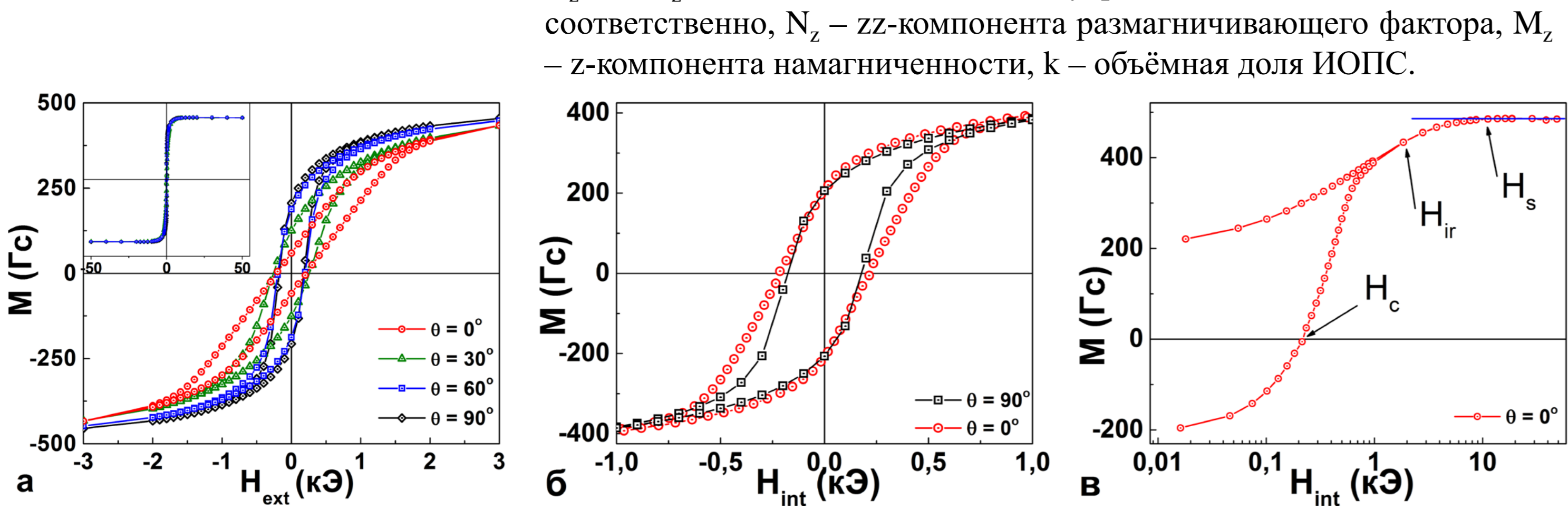
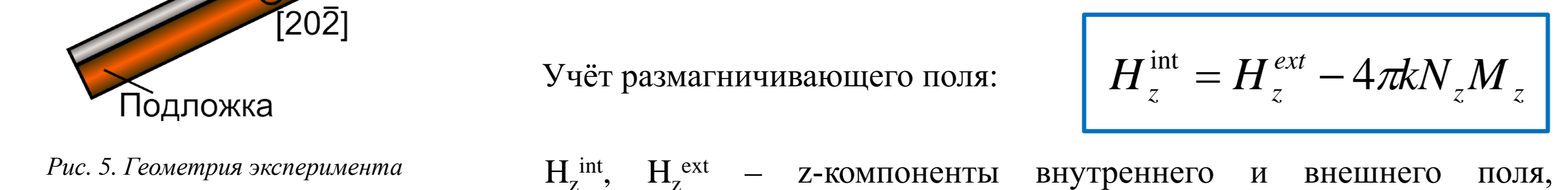
$$\oint H dS = 0$$

Количество векторов локальной намагниченности входящих в каждый квазикуб и квазитетраэдр должно быть равно количеству выходящих векторов



СКВИД-магнитометрия

Измерения величины намагниченности инвертированных опалоподобных структур в зависимости от напряженности магнитного поля были проведены на SQUID-магнетометре Quantum Design MPMS-5S (Брауншвайг, Германия). Кристаллы ИОПС ориентировались так, чтобы магнитное поле H было параллельно плоскости пленки ($\theta = 90^\circ$, в плоскости), то есть $[111] \perp H$, перпендикулярно ($\theta = 0^\circ$, вне плоскости), то есть направление $[111] \parallel H$, или под некоторым углом к ней (шаг измерений – 5 градусов).



Учёт размагничивающего поля: $H_z^{int} = H_z^{ext} - 4\pi k N_z M_z$

Аппроксимация зависимости коэрцитивной силы от толщины: $H_c = H_{c0} + \alpha \ln(n+1)$

Зависимость такого вида наблюдалась и в искусственном спиновом льде на основе решётки мёдовых сот, где процесс перемангничивания происходил лавинообразно [8].

Малоугловая дифракция нейтронов

Эксперименты по малоугловой дифракции нейтронов проводились на установках SANS-1 (Heinz Maier Leibnitz Zentrum, Германия) и D33 (Институт Лауэ-Ланжевена, Франция). Был использован нейтронный пучок с длиной волны $\lambda = 1.7$ нм и $\Delta\lambda/\lambda = 10\%$. Расстояние образец-детектор составляло 21.719 м, что позволило менять величину вектора рассеяния q от 0.005 до 0.06 нм⁻¹. Внешнее магнитное поле прикладывалось вдоль кристаллографической оси $[121]$ величиной до 1.5 Тл (D33) и 3 Тл (SANS-1).

Сечение рассеяния нейтронов состоит из ядерной и магнитной частей:

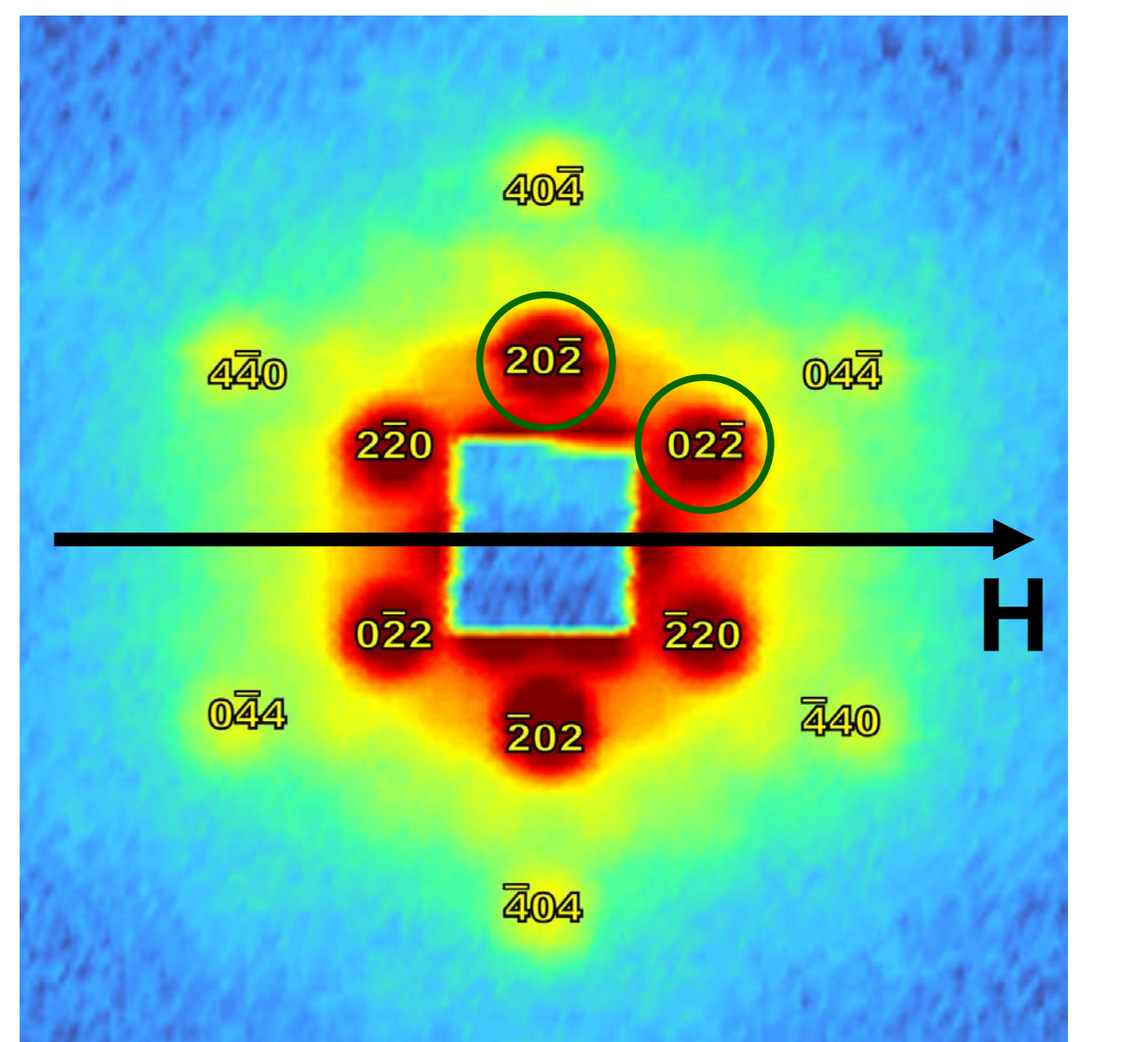
$$\Sigma = \Sigma_N + \Sigma_M$$

$$\Sigma_N = |A_n S(q) F(q)|^2 \sim I_N$$

(интенсивность ядерного рассеяния)

$$\Sigma_M = |A_m m_{\perp q} S(q) F(q)|^2 \sim I_M$$

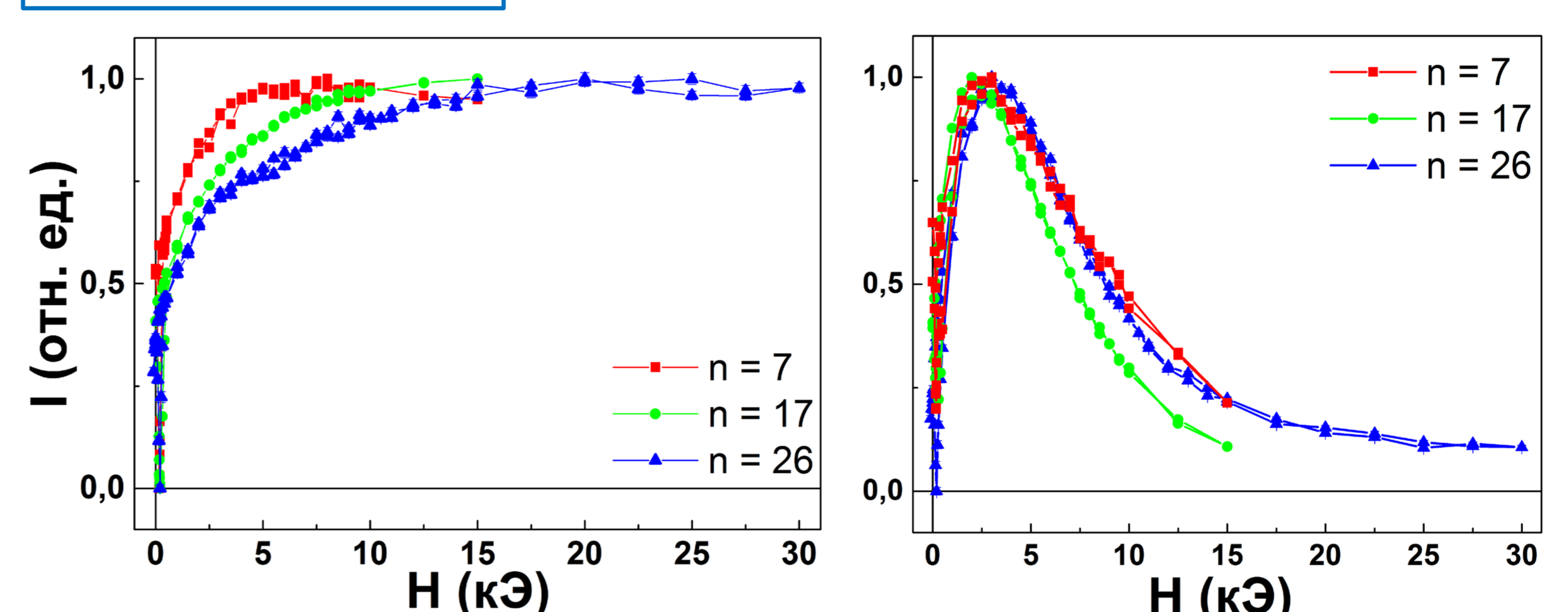
(интенсивность магнитного рассеяния)



1. Ядерная часть определяется как интенсивность рассеяния размагниченного образца:

$$I_N(q) = I(q, H_c)$$

2. Магнитная часть определяется как разность интенсивностей в двух состояниях – намагниченного в некотором поле H и полностью размагниченного:

$$I_M(q) = I(q, H) - I(q, H_c)$$


Выводы

1. Логарифмический рост коэрцитивной силы, вероятно, обусловлен лавинообразным перемангничиванием ножек ИОПС.
2. Возрастание интенсивности нейтронного рассеяния определяется количеством скоррелированных слоёв ИОПС

Авторы благодарят Н.А. Саполетова, К.С. Напольского и А.А. Елисеева за синтез образцов. Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ №14-22-01113 офи_м

[1] M. J. Harris et al., Phys. Rev. Lett., **79**, 2554 (1997).
 [2] A.P. Ramirez et al., Nature, **399**, 333 (1999)
 [3] C. Castelnovo, et al. Nature, **451**, 42 (2008)
 [4] L. Bovo et al., Nature Communications, **4**, 535 (2013)
 [5] R. F. Wang et al., Nature, **439**, 303 (2006)
 [6] R. V. Chopdekar et al., New J. Phys. **15**, 125033 (2013)
 [7] W. R. Branford et al., Science, **335**, 1597 (2012)
 [8] Y. Shen et al., New Journal of Physics **14** 035022 (2012).

Ссылки

Александр Мистонов,
 Санкт-Петербургский государственный университет, физический факультет, кафедра ядерно-физических методов исследования 198504, Россия, Санкт-Петербург, Петродворец, Ульяновская, 1
 E-mail: mistonov@lns.pnpi.spb.ru, a.mistonov@spbu.ru