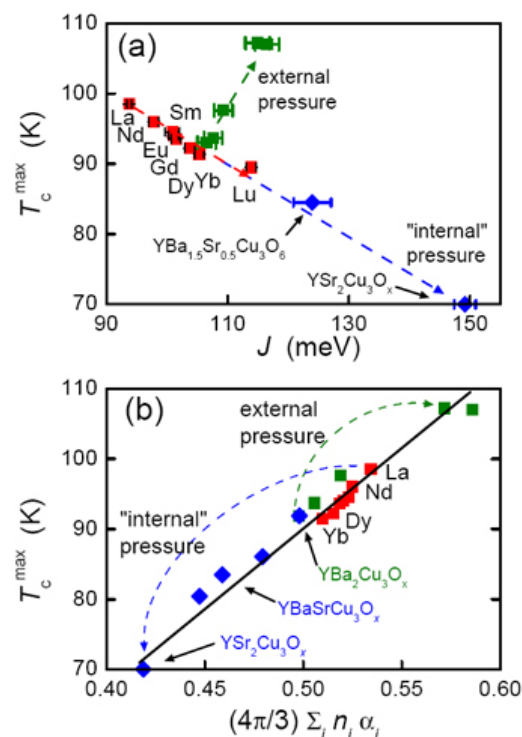


В этом выпуске:

## СВЕРХПРОВОДНИКИ

### Корреляция критической температуры и ионной поляризуемости в купратных ВТСП

Если причиной спаривания электронов в купратных ВТСП является их взаимодействие со спиновыми флуктуациями, то характерной энергией спаривающих бозонов (аналогом дебаевской энергии в сверхпроводниках с фононным механизмом) должна быть энергия антиферромагнитного обменного взаимодействия  $J$ . При этом разумно ожидать наличия корреляции между критической температурой  $T_c$  и величиной  $J$ . Однако выполненные в работе [1] сравнительные исследования ВТСП  $RA_2Cu_3O_x$  с  $R = La, \dots, Lu, Y$ ;  $A = Ba_{1-x}Sr_x$  и  $T_c = 70 \div 107$  К такой корреляции не выявили. Более того, была обнаружена “антикорреляция”: уменьшение  $T_c$  с ростом  $J$  (рис. 1а). Зато выяснился другой интересный факт:  $T_c$  тем выше, чем больше средневзвешенная поляризуемость ионов, которая изменяется либо под давлением, либо при изменении ионных радиусов, что эквивалентно “внутреннему давлению” (рис. 1б).



Экспериментальные зависимости максимальной (соответствующей оптимальному допированию) критической температуры купратных ВТСП от энергии обменного взаимодействия (а) и суммы ионных поляризуемостей (б).

Авторы [1] убеждены, что для высокотемпературной сверхпроводимости гораздо большее значение имеют не спиновые, а зарядовые флуктуации и диэлектрическое экранирование. По их мнению, роль спаривающих бозонов в купратах могут играть квантованные волны электронной поляризуемости.

Л. Оленов

1. B.P.P.Mallett et al., E-print: [arXiv: 1211.1206v1](https://arxiv.org/abs/1211.1206v1)

И далее ...

## ГРАФЕН

2 Графеновое решето

Теплопроводность  
фторографена

Холодная полевая эмиссия  
графена при низких  
приложенных напряжениях

## НАНОМАТЕРИАЛЫ

3 Не графеном единым

## НАНОСТРУКТУРЫ, НАНОТЕХНОЛОГИИ, НАНОЭЛЕКТРОНИКА

4 Наночастицы не проникают  
через неповреждённую кожу

## МАГНИТЫ

5 Хиральная селекция в гравита-  
ционном и магнитном поле

## КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ

7 Спин-фотонная запутанность

## МУЛЬТИФЕРРОИКИ

7 Скирмионы в  
электрическом поле

## ФУЛЛЕРЕНЫ И НАНОТРУБКИ

8 Об устойчивости  
неклассических фуллеренов

9 Поглощение ИК излучения  
пленкой вертикально ориенти-  
рованных УНТ

## СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

10 Наблюдение магнитных под-  
решеток в ферромагнитных  
монокристаллах Co<sub>2</sub>FeBO<sub>5</sub>

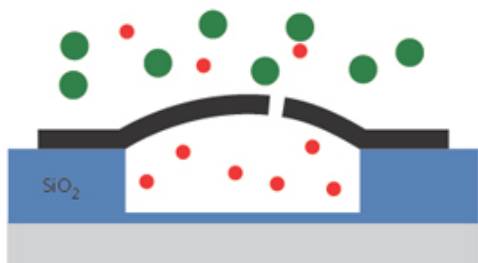
## НОВЫЕ ИЗДАНИЯ

Новый периодический научный  
журнал “Прикладная физика и  
математика”

## ГРАФЕН

### Графеновое решето

Мембраны играют важную роль в очистке газов и жидкостей от нежелательных примесей. Идеальная мембрана должна быть, во-первых, прочной, во-вторых – тонкой и, в-третьих – содержать поры строго определенных размеров, чтобы они пропускали через себя одни молекулы и задерживали другие. Графен полностью удовлетворяет первым двум из этих требований. Остается вопрос с порами. Для его решения в Univ. of Colorado (США) разработана методика окислительного травления графена под воздействием ультрафиолетового облучения [1], которая позволила достичь субангстремной точности в диаметре пор. Это дало возможность авторам [1] добиться селективности действия мембран (для примера см. рис.), а также изучить проникновение через них различных газов ( $H_2$ ,  $CO_2$ , Ar,  $N_2$ ,  $CH_4$ ,  $SF_6$ ).



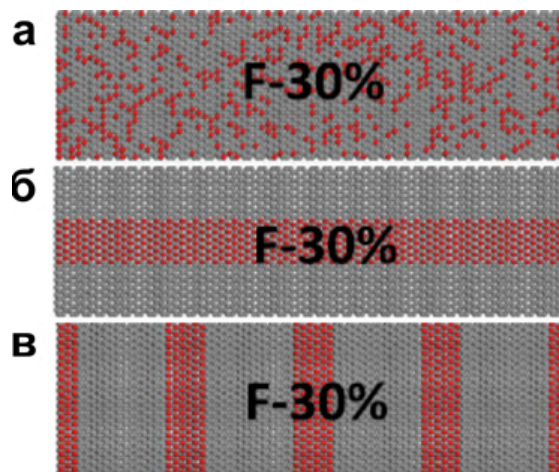
Мембрана, пропускающая содержащиеся в воздухе молекулы  $H_2$  (маленькие красные кружки) но задерживающая более крупные молекулы  $N_2$  и  $O_2$  (большие зеленые кружки).

1. S.P.Koenig et al., *Nature Nanotech.* 7, 728 (2012).

### Теплопроводность фторографена

Известно, что обыкновенный графен – это бесщелевой полупроводник, однако, допировав его различными атомами, можно не только настроить ширину запрещенной зоны под конкретную прикладную задачу, но и получить дополнительные интересные свойства. Исследователи из Сингапура и Китая в работе [1] попытались разобраться с теплопроводностью фторированного графена. Фторографен обладает более высокой термической устойчивостью, чем его гидрированный аналог – графан, поэтому, по мнению авторов, более надежен для использования в электронных и термоэлектрических приборах и устройствах. Исследователи провели ряд молекулярно-динамических расчетов его теплопроводности для различных образцов: с границами кресельного типа и типа зигзаг с различным процентным содержанием и различным расположением атомов фтора на поверхности графенового листа (см. рис.). В результате удалось выяснить, что теплопроводность убывает, а в ряде случаев и резко падает с увеличением концентрации фтора до 20 %, затем наступает некоторая стабилизация (в случае расположения фторированных лент параллельно направлению теплового потока теплопроводность продолжает падать), но лишь до тех пор, пока содер-

жание фтора не достигнет 70 %. После чего стабилизация/падение сменяется фазой роста. Таким образом, общая зависимость теплопроводности от концентрации атомов фтора приобретает U-образный вид.



Образцы графена с 30 % содержанием фтора: произвольное покрытие атомами фтора (а), фторированные ленты, параллельные (б) и перпендикулярные (в) направлению теплового потока

В заключение авторы изучили влияние деформации (растяжения) образцов фторографена на их теплопроводность и сравнили полученные результаты с недопированным графеном. Оказалось, что теплопроводность фторированного графена менее чувствительна к деформациям, чем классического. Авторы надеются, что полученные ими результаты окажутся полезными при конструировании новых устройств на основе графена и его производных.

М.Маслов

1. W.Huang et al., *Chem. Phys. Lett.* 552, 97 (2012).

### Холодная полевая эмиссия графена при низких приложенных напряжениях

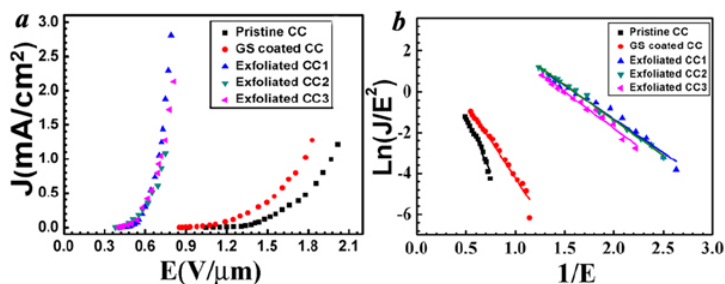
Преимущества использования углеродных наноструктур в качестве холодных полевых эмиттеров связаны с высоким аспектным отношением таких эмиттеров, обеспечивающим значительное усиление электрического поля вблизи их краев. До сих пор основным кандидатом на роль эмиттера подобного типа считались углеродные нанотрубки (УНТ), величина аспектного отношения которых может составлять порядка  $10^3$  и даже выше. Развитие методов получения графена привлекло внимание к этому материалу как к источнику холодной полевой эмиссии электронов. Поскольку толщина графенового листа составляет доли нанометра, что на много порядков меньше характерного размера образца, такой материал также должен обладать высоким коэффициентом усиления электрического поля, а это, в свою очередь, способствует получению достаточно высоких токов эмиссии при относительно низком приложенном напряжении.

В работе китайских исследователей [1] продемонстрирован способ получения графена методом хи-

ПерсТ, 2012, том 19, выпуск 22

мической эксфолиации. Образец углеродной ткани (15 г) в течение 20 мин кипятили в 30 мл водного раствора (30%) перекиси водорода. Это приводило к образованию на поверхности волокон оксидных функциональных групп, которые удаляли вакуумной обработкой в течение 10 мин при температуре 600°C. Затем образец сначала помещали в СВЧ-печь, где происходила эксфолиация графена, после чего погружали в этанол и обрабатывали ультразвуком в течение часа. Это приводило к отделению плоских листов графена толщиной около 1 нм. Края таких листов, различимые в просвечивающем электронном микроскопе высокого разрешения, могут содержать не более 2 слоев.

Исследование холодной полевой эмиссии образцов проводили в вакуумной камере ( $10^{-7}$  Торр) с параллельными электродами. В качестве катода использовали полоску углеродной ткани. Диаметр анода составлял 2 мм. Межэлектродное расстояние также равнялось 2 мм. Измерения показали, что плотность тока эмиссии достигает величины 10 мкА/см<sup>2</sup> при средней (по промежутку) напряженности поля 0.4 В/мкм, а плотность тока 10 мА/см<sup>2</sup> достигается при напряженности поля 0.7 В/мкм.



Вольтамперные характеристики эмиттера на основе графена, представленные в обычных координатах (а) и в координатах Фаулера-Нордгейма (b).

Вольтамперные характеристики эмиттеров на основе исходной углеродной ткани (черные квадраты), графеновых листов, полученных методом CVD (красные кружки), и графеновых листов, полученных методом химической эксфолиации (остальные точки), приведены на рисунке. Рассчитанный из этих зависимостей коэффициент усиления электрического поля составил 6570 для углеродной ткани, 11000 для графеновых листов, полученных методом CVD, и 13000 для образцов графена, полученных методом химической эксфолиации. Столь высокие величины коэффициента усиления электрического поля обусловлены специфической геометрией эмиттера, в котором тонкие графеновые листы расположены на возвышениях углеродной ткани. Полученные результаты указывают на перспективы использования графена в качестве источника холодной полевой эмиссии электронов.

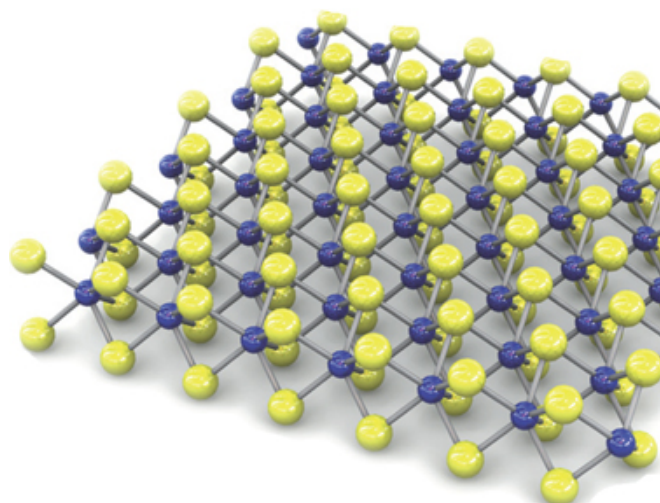
А.Елецкий

1. J.Liu et al., *Appl. Phys. Lett.* **101**, 153104 (2012).

## НАНОМАТЕРИАЛЫ

### Не графеном единым

В 2004 г., после удачной попытки механического отщепления монослоя графена от трехмерного образца графита, стало понятно, что квазидвумерные кристаллы могут существовать и в свободном виде, без подложки. Графен и его различные химические модификации сразу же стали одними из наиболее активно исследуемых материалов. Вскоре выяснилось, что в наном мире графен не одинок, а имеет близких родственников – слоистые дихалькогениды переходных металлов (transition metal dichalcogenides, TMDCs), таких как MoS<sub>2</sub>, WS<sub>2</sub>, MoSe<sub>2</sub>, WSe<sub>2</sub> (см. рис.).



Квазидвумерный кристалл MoS<sub>2</sub>. Синие и желтые шарики – атомы молибдена и серы, соответственно.

Методам изготовления двумерных TMDCs, их intriguing физическим свойствам и перспективам практического применения посвящен недавний обзор [1] (США, Швейцария, Австралия, Ирландия). С точки зрения использования в нанoeлектронике, основным преимуществом TMDCs перед графеном (бесщелевым полупроводником) является наличие запрещенной зоны в электронном спектре. Это делает возможным их использование в транзисторах и логических схемах, что уже продемонстрировано экспериментально. А поскольку щель прямая, то TMDCs рассматриваются также как альтернатива органическим полупроводникам в светодиодах, фотодетекторах и солнечных батареях. Особый интерес представляют гетероструктуры из чередующихся слоев TMDCs, графена и нитрида бора. Хотя исследования в этом направлении только начинаются, уже изготовлены первые туннельные транзисторы, и в скором времени можно ожидать появления принципиально новых типов наноустройств. Актуальной задачей здесь является разработка эффективных методов допирования TMDCs. Если для лабораторных опытов вполне подходит электронная инжекция носителей, то коммерческие приложения требуют химического допирования. С фундаментальной точки зрения слоистые TMDCs рассматриваются как уникальная платформа для исследования эк-



ситонов в двумерных полупроводниках. А если один такой слой поместить в фотонный резонатор, то взаимодействие экситонных и фотонных мод должно привести к образованию экситонных поляритонов. Заметим, что еще большего разнообразия свойств и применений можно ожидать от комбинаций металлических, полупроводниковых и диэлектрических слоев со сверхпроводниковыми (например,  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ ).

1. Q.H.Wang et al., *Nature Nanotech.* 7, 699 (2012).

## НАНОСТРУКТУРЫ, НАНОТЕХНОЛОГИИ, НАНОЭЛЕКТРОНИКА

### Наночастицы не проникают через неповреждённую кожу

Могут ли наночастицы проникать в организм человека через кожу, естественный защитный барьер? Этот вопрос волнует многих учёных. С одной стороны, желательно избежать вредного воздействия наноматериалов, случайно попавших на кожу из окружающей среды или из бытовых товаров (см. ПерсТ [1,2]). С другой стороны, наночастицы могут повысить эффективность трансдермальных систем доставки\* лекарственных препаратов и расширить возможности их применения. Кроме того, наночастицы входят в состав различных кремов (особенно широко используется нано- $\text{TiO}_2$  в солнцезащитных средствах). Насколько глубоко они проникают? Результаты различных исследований достаточно противоречивы. Для объективной оценки учёные из Великобритании решили применить лазерную сканирующую конфокальную микроскопию. Было изучено проникновение сферических наночастиц полистирола (20-200 нм) с флуоресцентными метками в кожу млекопитающих (конкретно, свиньи) [3].

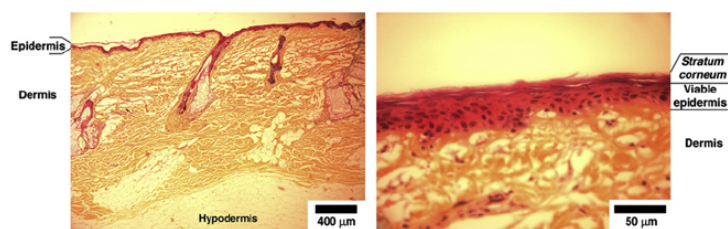


Рис. 1. Изображения кожи с разным увеличением (оптический микроскоп) [4]. Справа над живым эпидермисом виден роговой слой *stratum corneum*.

Кожа – естественный барьер, который не позволяет чужеродным частицам проникнуть в организм и препятствует выходу воды. (Конечно, у неё есть и другие важные функции). Кожа состоит из эпидермиса, собственно кожи или дермы и подкожно-жировой клетчатки. Эпидермис включает в себя несколько слоёв. Наружный роговой слой (*stratum corneum*) толщиной 10-20 мкм состоит из мёртвых клеток корнеоцитов, заполненных белком кератином и образующих роговые чешуйки. На поверхности чешуйки слабо соединены друг с другом и постепенно отслаиваются. Этот рыхлый слой разъе-

диненных клеток иногда называют *stratum disjunctum*. Ниже чешуйки скреплены липидным (жировым) “цементом”, важным компонентом которого является холестерин. Такая структура делает роговой слой гидрофобным (13% воды). Под ним находится гидрофильный (70% воды) живой эпидермис (рис. 1) [4]. Именно роговой слой *stratum corneum* и определяет барьерные свойства кожи.

Микро- и наночастицы, в том числе лекарственные препараты, могут проникнуть в роговой слой и глубже разными путями: через клетки, между клетками или по волосяным фолликулам (рис. 2).

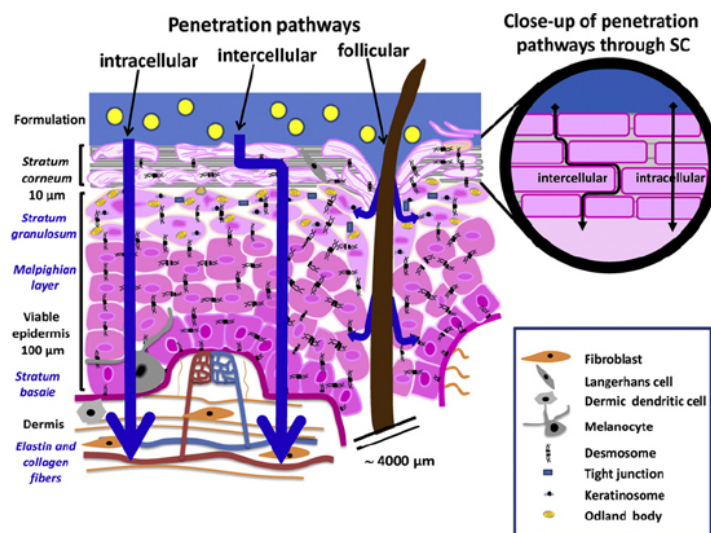


Рис. 2. Три возможных способа проникновения частиц через эпидермис. На круглой врезке – пути прохождения через роговой слой *stratum corneum* [4].

Конфокальная микроскопия, которую использовали в работе [3], даёт возможность увидеть все неровности поверхности и правильно интерпретировать пространственное распределение проникших наночастиц. Результаты исследований оказались довольно неожиданными. Наночастицы размером 20, 100 и 200 нм (их применяли в виде водной суспензии) проникали в кожу только на глубину 2-3 мкм, независимо от времени воздействия (от 5 мин до 16 ч) (рис. 3). Эксперименты проводили как на неповреждённой коже, так и на коже, с которой несколько самых верхних слоёв *stratum corneum* удаляли с помощью так необходимого науке скотча. По мнению авторов [3] наблюдаемое в некоторых других работах “глубокое” проникновение в кожу – не что иное, как инфильтрация в (или через) верхний рыхлый слой разъединённых клеток *stratum disjunctum*.

Результаты для целой кожи и кожи со снятыми верхними слоями похожи, несмотря на то, что в последнем случае рыхлый слой *stratum disjunctum* удалён. Видимо, это объясняется небольшими механическими повреждениями барьера из-за применения скотча.

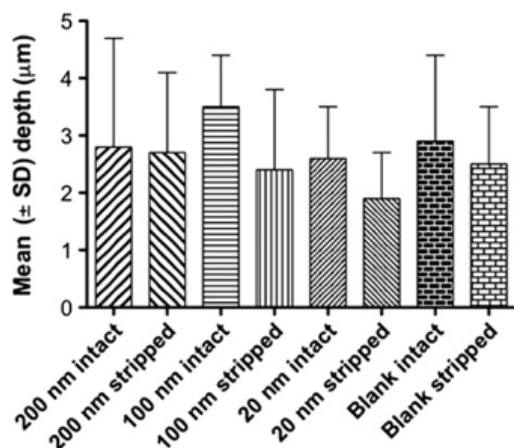


Рис. 3. Положение (по глубине) пика флуоресценции после воздействия водной суспензии наночастиц разного диаметра на неповреждённую кожу и кожу со снятыми верхними слоями. Для сравнения показаны данные для пика автофлуоресценции “blank” (воздействие воды без наночастиц). Длительность контакта не влияет на результаты.

Авторы работы [3] считают, что поскольку наночастицы остаются на поверхности неповреждённой кожи (или вблизи неё) в течение длительного времени, они могут быть использованы для контролируемого выделения лекарственных средств.

Конечно, выводы этих исследований нельзя применить ко всем наночастицам. Возможность проникновения в кожу зависит от формы, размера, заряда, поверхностных и других свойств наноматериалов. Известно, например, что одностенные углеродные нанотрубки из-за своей “игольчатой” формы повреждают клеточные мембраны гораздо сильнее, чем графен [5]. До полного понимания механизмов проникновения наноматериалов через кожу ещё далеко.

О.Алексеева

\* Трансдермальные системы доставки лекарств, или трансдермальные терапевтические системы (ТТС) в виде пластырей или плёнок с лекарством начали применяться примерно 20 лет назад как альтернатива перорального и внутривенного введения. Они становятся всё более популярными во всем мире, в том числе и в России. Один из известных примеров – ТТС с нитроглицерином (Тринитролонг). Ведутся разработки ТТС с наночастицами для вакцинации.

1. ПерсТ 19, вып. 1/2, с. 7 (2012).
2. ПерсТ 18, вып. 9, с. 4 (2011).
3. C.Campbell et al., J. Control. Release 162, 201 (2012).
4. M.-A. Bolzinger et al., Current Opinion in Colloid & Interface Sci. 17, 156 (2012).
5. ПерсТ 18, вып. 5, с. 2 (2011).

## МАГНИТЫ

### Хиральная селекция в гравитационном и магнитном поле

Хиральностью обладают многие структуры в микро- и макром мире. Это загадочное свойство имеет неизвестное происхождение. До сих пор ни для одного объекта не было установлено, какие физические причины побуждают природу выбирать только “левые” или только “правые” структуры. Непонятно, почему в природе встречаются кристаллы, состоящие только из лево- или право-хиральных молекул, почему Вселенная и галактики обладают хиральностью, почему в микромире это свойство столь распространено среди элементарных частиц. В частности, существует и спиновая магнитная хиральность в молекулярных магнетиках, о которых не раз писалось в ПерсТе. Несмотря на многолетние исследования и сотни обзоров на эту тему, вопрос селекции хиральных элементов в природе не был решен. Ясно только то, что где-то на стадии образования хиральных структур существуют сортирующие воздействия, приводящие к энантиоселективности, т.е. к отбору молекул только с одним направлением спирали.

В [1] сделан, по-видимому, революционный шаг в определении типа воздействий, сортирующих хиральные молекулы порфирина TPPS<sub>3</sub>. На рис. 1 представлена плоская схема этих молекул. На самом деле они не плоские, а ароматические кольца повернуты под некоторым углом и выходят из плоскости рисунка. Причем в части молекул это обеспечивает “правую” хиральность, а другая часть молекул обладает “левой” хиральностью. В статье [1] были рассмотрены условия, при которых из этих молекул вырастают крупные агрегаты, содержащие почти только “левые” или только “правые” молекулы (рис. 1).

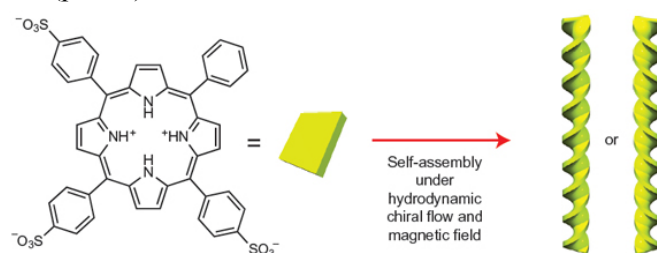


Рис. 1. Супрамолекулярные агрегаты: молекулярная формула ахирального порфирина TPPS<sub>3</sub>, схематически представленного желтой пластинкой. Самосборка мономеров TPPS<sub>3</sub> (красная стрелка) в хиральные агрегаты под действием гидродинамических потоков.

В сверхпроводящий магнит при комнатной температуре помещали трубку (рис. 2а), которая содержит семь стаканчиков (пузырьков) равного объема с раствором TPPS<sub>3</sub> (показаны зеленым). Пузырьки расположены в разных позициях z (черная шкала) внутри магнита и вращаются с угловой частотой  $2\pi f$  ( $f = 15$  Гц) (оранжевая стрелка); магнитное поле (B)



ориентировано вертикально (красная стрелка). При вращении поверхность раствора принимала форму параболоида вращения.

Поскольку со стороны магнитного поля на диамагнитную жидкость действовала еще и втягивающая (выталкивающая) сила, в зависимости от положения пузырька в магните (где поле было различным в разных точках), эта сила добавлялась или вычиталась из силы тяжести. Таким образом, параболоид вращения различался в пузырьках, находящихся в разных местах отверстия сверхпроводящего магнита. Магнитное поле изменяло эффективное ускорение свободного падения  $G_{\text{eff}}$ , делая его положительным, нулевым (левитация) или отрицательным. Локальное эффективное ускорение свободного падения  $G_{\text{eff}}$  (усиленное положительное  $G_{\text{eff}}$ ) показано голубым, нормальное ускорение свободного падения – черным, инвертированное  $G_{\text{eff}}$  – красным и близкое к нулю  $G_{\text{eff}}$  или левитация – зеленым.

На рис. 2b представлен профиль магнитного поля (черные линии) и  $G_{\text{eff}}(z)$  для раствора (красная линия) как функция положения  $z$ . Красные и черные вертикальные стрелки показывают верхнюю и нижнюю шкалы соответственно для  $B(z)$  и  $G_{\text{eff}}(z)$ . Положение образцов обозначено точками, цвет которых отвечает соответствующему типу ускорения.

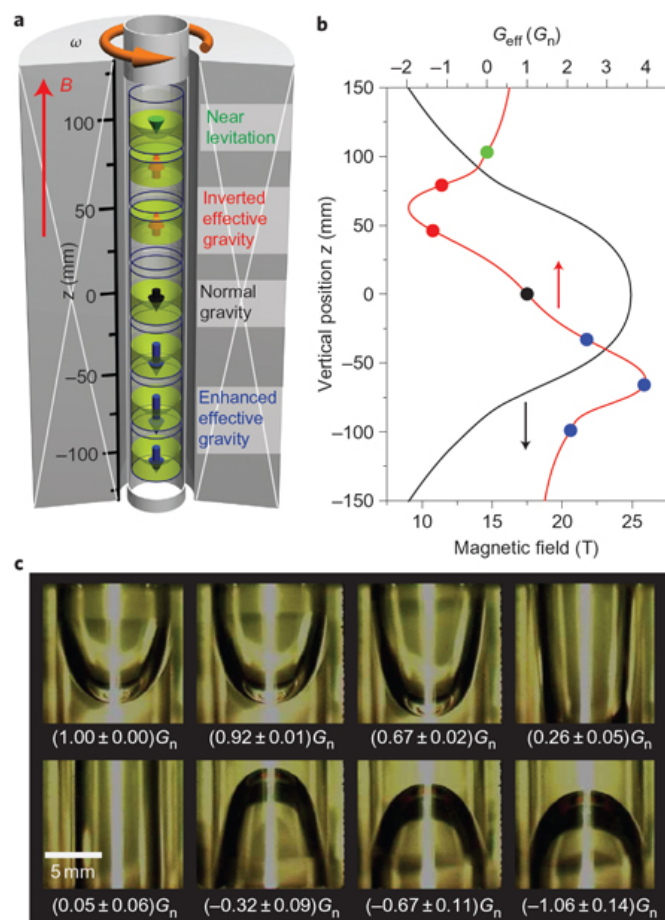


Рис. 2. Схема эксперимента (пояснения в тексте).

Фотографии на рис. 2с показывают влияние эффективной гравитации (уменьшающейся от верхнего

левого угла к нижнему правому) на поверхность вращающегося раствора.

Поскольку растворенные молекулы  $\text{TPPS}_3$  термодинамически стремятся к агрегации, то после окончания вращения растворы из каждого стаканчика с различным эффективным ускорением свободного падения выдерживали еще несколько суток вне магнита до тех пор, пока в них не вырастали макроскопические образования. Хиральность этих образований проверяли, измеряя спектры циркулярного дихроизма (CD). Было установлено, что хиральность получившихся структур строго задается взаимным направлением скорректированного магнитной левитационной силой эффективного ускорения свободного падения  $G_{\text{eff}}$  и направленного по или против часовой стрелки вращающего момента  $L$ : там, где эти векторы сонаправлены, наблюдалась правосторонняя симметрия спектров циркулярного дихроизма, а там, где они направлены в противоположные стороны – левосторонняя (рис. 3).

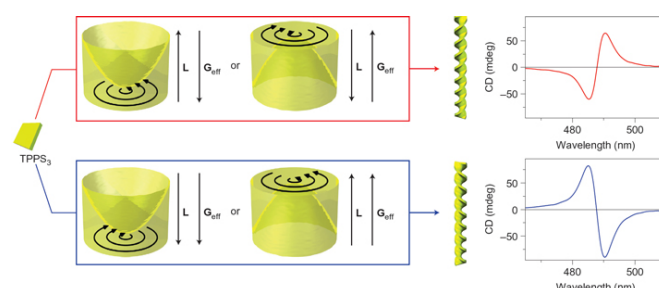


Рис. 3. Корреляция между наблюдаемой хиральностью и приложенными физическими воздействиями (вращение и магнитное поле).

В частности, параллельная ориентация  $L$  и  $G_{\text{eff}}$  (в голубой рамке), достигается вращением по часовой стрелке  $G_{\text{eff}}$ . Нулевое или вращение против часовой стрелки приводит к отрицательному сигналу циркулярного дихроизма CD (голубая кривая, нижняя правая панель); напротив, при антипараллельной ориентации  $L$  и  $G_{\text{eff}}$  (в красной рамке), которое достигается вращением против часовой стрелки  $G_{\text{eff}}$ , приводит к положительному сигналу циркулярного дихроизма CD (красная кривая, верхняя правая панель).

На рис. 4 представлена типичная кинетическая кривая поглощения при 490 нм (черные точки), аппроксимированная экспоненциальной функцией (красная линия). Согласно предложенной авторами модели хиральной селекции и усиления [1] в случае термодинамического равновесия хиральные воздействия не ведут к энантиоселективности потому, что энантиомеры (вещества, характеризующиеся противоположными направлениями вращения поляризации) имеют одинаковую энергию. Однако в рассмотренном примере самосборки хиральная селекция происходит на стадии процесса зародышеобразования и обеспечивает абсолютную энантиоселекцию в состоянии далеко от равновесного. В результате на ранней стадии агрегации молекул  $\text{TPPS}_3$

(зелено-желтые пластинки) самопроизвольно собираются в небольшие наноансамбли (короткий желтый геликс), которые в течение пары дней превращаются в крупные хиральные структуры (желтые геликоиды). Это подтверждает очень ранние теоретические предсказания, предложенные еще лордом Кельвином.

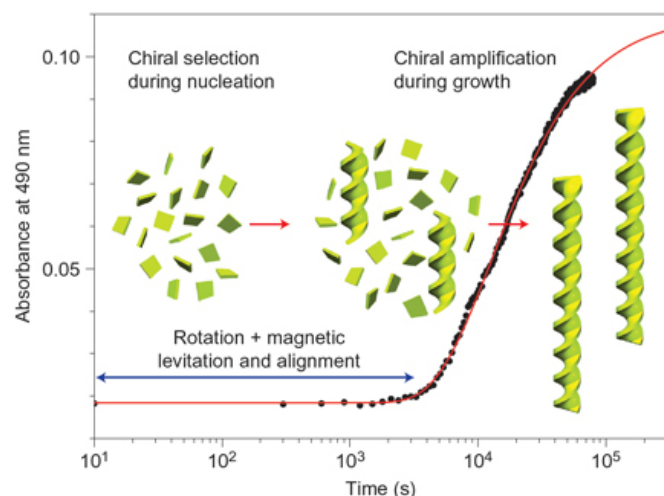


Рис. 4. Модель хиральной селекции и усиления. Хиральные возмущения (вращение и магнитное выстраивание) приложены на ранней стадии процесса агрегации (голубые стрелки).

Подобно тому, как пластинки на рис. 4 из хаотичного расположения постепенно собираются в организованную хиральную структуру, гигантские галактики могли постепенно образовать хиральную структуру Вселенной. Следует ли считать, что авторы [1] смоделировали самосборку хиральной Вселенной в стакане воды? Покажет время. Но они сделали понятным, как, в принципе, может происходить хиральная селекция, хотя бы для одного объекта.

О.Коплак

1. N.Micali et al., *Nature Chem.* 4, 201(2012).

## КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ

### Спин-фотонная запутанность

Для практической реализации квантовых сетей, квантовой связи и распределенных квантовых вычислений нужно научиться передавать квантовую информацию между удаленными друг от друга пунктами. Для этого требуются запутанные состояния стационарных (например, спиновых) и “летающих” (фотонных) кубитов. Такие состояния были недавно приготовлены двумя группами [1, 2], работавшими независимо друг от друга, но использовавшими для стационарных кубитов одну и ту же физическую систему – спины электронов в полупроводниковых квантовых точках. Локализованный в квантовой точке электрон со спином “вверх” переводился лазерным импульсом на возбужденный энергетический уровень, с которого он мог спонтанно перейти на один из двух нижних спин-зависимых уровней, либо сохранив при этом проекцию своего спина, либо поменяв ее на противополо-

жную, и в итоге оказаться в состоянии суперпозиции спинов “вверх” “вниз”. Поскольку такие электронные переходы сопровождались испусканием фотонов соответствующей поляризации (вертикальной или горизонтальной), то в результате возникала суперпозиция электрон-фотонных состояний “спин вверх, вертикальная поляризация” и “спин вниз, горизонтальная поляризация”, то есть спиновый и фотонный кубиты оказывались перепутанными: поляризация испущенного фотона полностью коррелировала (перепутывалась) с проекцией спина электрона. Так как уровни, на которые “сваливался” возбужденный электрон, имели различную (зависящую от конечной проекции спина) энергию, то и частоты испускаемых при таких переходах фотонов оказывались различными, то есть электронный спин перепутывался не только с поляризацией фотонов, но и с их частотой (цветом). Для приложений в квантовой информатике нужно сохранить какую-то одну из этих двух типов квантовых корреляций, а от другой избавиться. Используя параметрическое преобразование фотонов, авторы [1] оставили только спин-поляризационную запутанность, тогда как в работе [2] фотоны “фильтровали” так, чтобы осталось только спин-частотное перепутывание. В заключение отметим, что использование твердотельных квантовых точек для спин-фотонного перепутывания открывает путь к интеграции электронных и фотонных элементов квантовой сети на одном чипе.

1. K.De Greve et al., *Nature* 491, 471 (2012).

2. W.B.Gao et al., *Nature* 491, 476 (2012).

## МУЛЬТИФЕРРОИКИ

### Скирмионы в электрическом поле

Скирмионы – частный случай топологических солитонов – были введены английским физиком Тони Скирмом для математического моделирования барионов. Позднее А.Н. Богдановым и др. [1] было предсказано существование подобных топологических структур в магнитоупорядоченных средах (рис. 1a), что действительно, подтвердилось наблюдением гексагональных решеток скирмионов с периодом порядка 100 нм, о чем ранее рассказывалось в ПерсТе [2,3]. Интерес к ним подогревается сообщениями об их необычных электродинамических свойствах, в частности, перемещении под действием электрического тока, что может найти практические приложения в спинтронике [4]. Поэтому когда поступили сообщения об обнаружении скирмионных состояний в диэлектриках и мультиферроиках [5,6], естественным образом возник вопрос о возможности управления скирмионами с помощью электрического поля. Осенью этого года появились первые экспериментальные подтверждения этого [7].

Исследование воздействия электрического поля на решетку скирмионов в  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$  проводили методом малоуглового рассеяния нейтронов, поскольку

пространственная частота модуляции спиновой структуры намного превосходила длину волны излучения. В результате дифракции нейтронов получается характерная дифракционная картина (рис. 2а), соответствующая решетке скирмионов, зарождающейся в магнитном поле, перпендикулярном плоскости решетки.

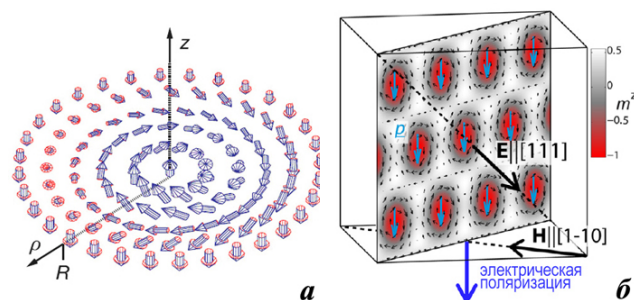


Рис. 1. Скирмионы: а – распределение намагниченности в уединенном скирмионе; б – решетка скирмионов в мультиферроике  $\text{Cu}_2\text{OSeO}_3$ : цветом показана вертикальная компонента намагниченности, стрелками – распределение проекций намагниченности на плоскость [1-10]  $E$  – электрическое поле,  $H$  – магнитное поле,  $P$  – электрическая поляризация скирмионов [6].

Если зарождение решетки происходит не только в магнитном, но и электрическом поле (рис. 1б), то ориентация решетки изменяется, что проявляется в азимутальном смещении дифракционных пиков (рис. 2б). Смещение прямо пропорционально приложенному электрическому полю и достигает заметных величин в десятые градуса уже в полях порядка 1 кВ/см.

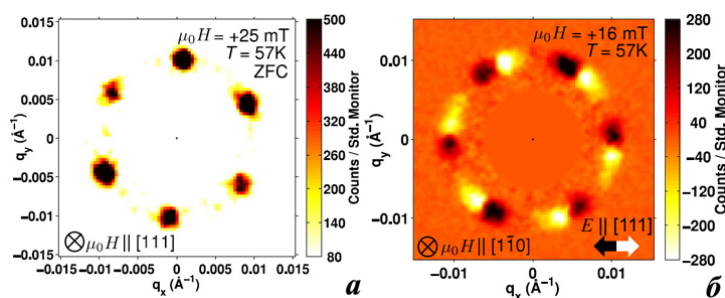


Рис. 2. Дифракционные картины от решеток скирмионов: а – гексагональная симметрия решетки скирмионов, образовавшихся в магнитном поле смещения; б – разностный кадр между дифракционными узорами от решеток скирмионов, образовавшихся в одновременно приложенных магнитных и электрических полях (черный и белый цвет обозначает, соответственно, положение пиков в электрическом поле, направленном налево и направо) [7].

Микроскопическая природа эффекта не сводится к двум самым распространенным механизмам образования электрической поляризации в мультиферроиках, возникающих при сверхобменном взаимодействии магнитных ионов (обменной стрикции и взаимодействию Дзялошинского-Мории, см. подробнее [8]). Она объясняется третьим механизмом, возникающем при взаимодействии между ионами

лиганда (атомом кислорода) и переходного металла (меди) с одиночным магнитным моментом, от направления которого зависит ковалентная связь между ионами, благодаря чему возникает электрическая поляризация вдоль связи между ионами [6].

Поскольку управление скирмионами в диэлектриках с помощью электрического поля, в отличие от управления с помощью токов в металлах, не сопровождается омическими потерями, то данное явление может представлять интерес для индустрии сверхплотной магнитной памяти.

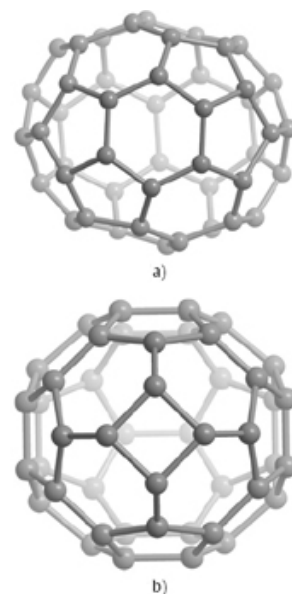
А. Пятаков

1. A.N.Bogdanov et al., *Phys. Rev. B* **66**, 214410 (2002).
2. *ПерсТ* **17**, вып. 13/14, с. 4(2010).
3. *ПерсТ* **19**, вып. 9, с. 6 (2012).
4. F.Jonietz et al., *Science* **330**, 1648 (2010).
5. S.Seki et al., *Science* **336**, 198 (2012).
6. S.Seki et al., *Phys. Rev. B* **86**, 060403(R) (2012).
7. J.S.White et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **24**, 432201 (2012).
8. *ПерсТ* **15**, вып. 18, с. 4 (2008).

## ФУЛЛЕРЕНЫ И НАНОТРУБКИ

### Об устойчивости неклассических фуллеренов

Классические фуллерены, по определению, представляют собой выпуклые многогранники, включающие только шестиугольные и пятиугольные грани из связей С-С. С термодинамической точки зрения, при данном числе атомов  $n$  наиболее устойчивыми (имеющими наименьшую энергию) являются изомеры  $C_n$  без смежных пятиугольников. На первый взгляд, неклассические фуллерены, включающие  $N$ -угольники с  $N \neq 5$  и  $N \neq 6$ , должны быть энергетически еще менее выгодными. Однако недавно в работе [1] было обнаружено, что энергия неклассического фуллерена  $C_{46}$  с квадратом на 3 kcal/mol ниже, чем у его классического аналога (рис.). Этот неожиданный результат объясняется тем, что в неклассическом фуллерене  $C_{46}$  число смежных пятиугольников уменьшается с 8 до 4, приводя к уменьшению локальной деформации кластера.



Классический (а) и неклассический (б) изомеры фуллерена  $C_{46}$

Помимо термодинамической устойчивости, важной характеристикой каждого кластера является его термическая (или кинетическая) устойчивость: способность кластера сохранять свою уникальную



атомную структуру в процессе временной эволюции при высоких температурах. Кинетическая устойчивость (в отличие от термодинамической) определяется не абсолютной величиной энергии кластера, а высотами энергетических барьеров, ограничивающих исходную атомную конфигурацию, то есть, “ландшафтом” потенциальной энергии кластера как функции координат атомов. Чем выше кинетическая устойчивость, тем больше время жизни кластера  $\tau$  до момента изменения его конфигурации или распада при данной температуре. В работе [2] методом молекулярной динамики непосредственно рассчитаны температурные зависимости  $\tau$  для классического и неклассического фуллеренов  $C_{46}$ . Оказалось, что при  $T < 3500$  К неклассический фуллерен  $C_{46}$  значительно менее устойчив. Получается так, что, с одной стороны, с точки зрения кинетической устойчивости этого изомера (то есть большего времени жизни) благоприятны температуры  $T > 3500$  К, а с другой стороны, как показано в [1], термодинамическая устойчивость неклассического фуллерена  $C_{46}$  уменьшается с ростом температуры из-за энтропийных эффектов, и он не является преобладающим кластером при  $T > 2000$  К. Следовательно, можно ожидать, что относительная концентрация этого фуллерена очень низкая при всех температурах, либо по кинетическим, либо по термодинамическим соображениям, и поэтому его регистрация в газовой фазе весьма проблематична.

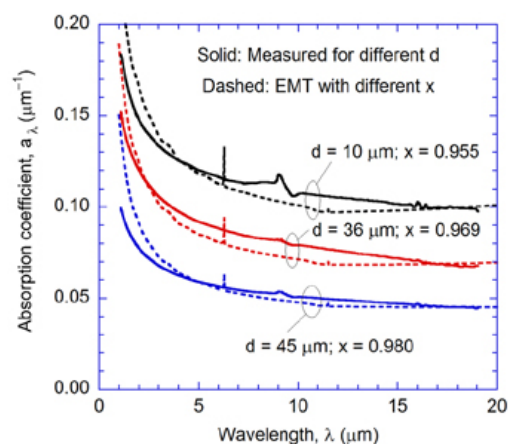
Л.Опенев

1. *Chem. Phys. Lett.* **511**, 351 (2011).
2. *Phys. Lett. A* **376**, 3146 (2012).

### Поглощение ИК излучения пленкой вертикально ориентированных УНТ

Массивы вертикально ориентированных углеродных нанотрубок (УНТ) характеризуются аномально высоким уровнем поглощения оптического излучения. Эта особенность позволяет рассматривать подобный массив как физическую модель абсолютно черного тела, которая может быть использована в качестве поглотителя света в солнечных элементах, детекторах излучения и т. п. Основным параметром, определяющим возможность подобного использования массивов УНТ, является коэффициент поглощения. Недавно группа исследователей [1] (США, КНР) провела детальные измерения этого параметра. Пленки различной толщины (10, 36, 45, и 120 мкм) из вертикально ориентированных УНТ были выращены на кремниевой подложке (плоскость (100)) методом химического осаждения паров (CVD). Тщательно отполированную с двух сторон подложку слабо легировали бором на глубину  $420 \pm 25$  нм, после чего каждую из поверхностей подложки покрывали слоем  $SiO_2$  толщиной ( $250 \pm 12$ ) нм. Затем на поверхность подложки методом электронно-лучевого напыления наносили буфер-

ный слой Al толщиной 10 нм и слой Fe катализатора толщиной 2.2 нм. Образцы размером  $20 \times 20$  мм<sup>2</sup> помещали в печь и выдерживали в потоке смеси  $C_2H_4$ , Ag и  $H_2$  (150, 380 и 180 см<sup>3</sup>/мин, соответственно) при температуре 750°C, что приводило к росту вертикально ориентированных УНТ. С помощью сканирующего электронного микроскопа определяли толщину пленки, пропорциональную длительности синтеза. Степень заполнения пленки нанотрубками составила, согласно оценке, 5%. Коэффициент поглощения ИК излучения различной длины волны УНТ пленками различной толщины  $d$  определяли на основании результатов измерений коэффициентов пропускания и коэффициентов отражения. На рисунке приведены сравнения этих данных с результатами модельных расчетов, выполненных с использованием метода эффективной среды. Единственным подгоночным параметром расчета является коэффициент  $x$ , характеризующий степень ориентационного упорядочения УНТ в массиве. Указанные на рисунке величины этого параметра соответствуют наилучшему совпадению расчетной и экспериментальной кривых. Как видно, степень ориентационного упорядочения возрастает с ростом толщины пленки.



Зависимости коэффициента поглощения ИК излучения УНТ пленками различной толщины от длины волны падающего излучения. Сплошные линии – измерения, пунктир – расчет методом эффективной среды. Параметр  $x$  указывает на степень ориентационного упорядочения пленок (полному упорядочению соответствует  $x = 1$ ).

Как видно, во всем исследованном спектральном диапазоне характерное значение глубины проникновения волны  $(a_\lambda)^{-1}$  не превышает 10 мкм, поэтому пленки, толщина которых превышает эту величину, могут считаться полностью поглощающими. Наблюдается плавное снижение коэффициента поглощения по мере роста длины волны падающего излучения. Другая особенность полученных данных связана со снижением коэффициента поглощения по мере увеличения толщины УНТ пленки.

А.Елецкий

1. H.Ye et al., *Appl. Phys. Lett.* **101**, 141909 (2012).

## СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

### Наблюдение магнитных подрешеток в ферримагнитных монокристаллах $\text{Co}_2\text{FeBO}_5$

Монокристаллы новых магнитных диэлектриков продолжают оставаться в центре внимания благодаря регулярным находкам новых магнитных состояний. Семейство магнитных бороксидов уже проявило себя в виде мультиферроиков типа  $\text{GdFe}_3(\text{BO}_3)_4$  со структурой хангита. В недавней работе российско-немецко-украинской группы [1] исследованы магнитные свойства монокристалла людовгита  $\text{Co}_2\text{FeBO}_5$ , содержащего разные магнитные ионы кобальта и железа. Синхротронные измерения спектров поглощения (XAS) и спектров магнитного кругового дихроизма (XMCD) вблизи  $L_{2,3}$  краев кобальта и железа были выполнены с помощью установки UE46-PGM1 на синхротроне BESSY II в Берлинском исследовательском центре им. Гельмгольца (Германия). В кристалле  $\text{Co}_2\text{FeBO}_5$  магнитные катионы могут находиться в четырех неэквивалентных позициях. Анализ данных XAS позволил определить валентность ионов –  $\text{Fe}^{+3}$ ,  $\text{Co}^{+2}$ . На рис. 1 показаны результаты элементно-чувствительной магнитометрии - магнитные петли гистерезиса, снятые отдельно от ионов Co и Fe. Видна их противоположная ориентация.

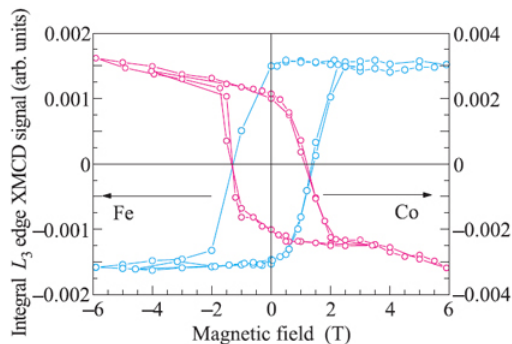


Рис. 1. Элементно-селективные кривые намагничивания.

Температурные зависимости моментов для ионов  $\text{Fe}^{+3}$ ,  $\text{Co}^{+2}$  (по отдельности) показаны на рис.2. Их разные знаки также указывают на ферримагнитный порядок. На вставке показана температурная зави-

симость интегральной намагниченности, полученной с применением стандартного СКВИД-магнитометра.

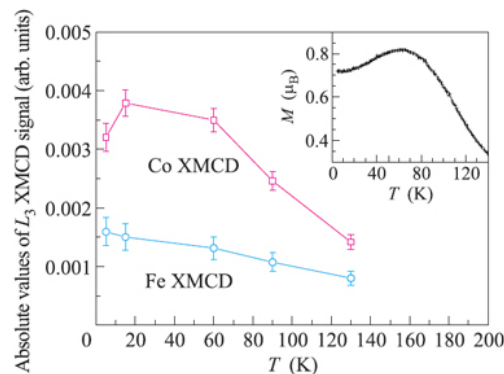


Рис. 2. Температурные зависимости моментов для ионов  $\text{Fe}^{+3}$ ,  $\text{Co}^{+2}$ .

1. М.С.Платунов и др., Письма в ЖЭТФ 96, 723 (2012).

## НОВЫЕ ИЗДАНИЯ

### Новый периодический научный журнал “Прикладная физика и математика”

С 2013 г. ООО “Научтехлитиздат” начинает выпуск периодического научного журнала “Прикладная физика и математика”. Главный редактор - академик А.Н. Лагарьков.

Издание включено в каталоги ОАО “Роспечать” (подписной индекс – 83190) и “Пресса России” (подписной индекс – 10363).

Правила оформления, рассмотрения публикаций и рецензирования статей представлены на сайте ООО “Научтехлитиздат” [www.tgizd.ru](http://www.tgizd.ru).

Адрес редакции журнала: 107258, Москва, Алымов пер., д. 17, стр. 2.

Электронный адрес журнала: [pfim@mail.ru](mailto:pfim@mail.ru)

Справки по телефону 8 (985) 233-07-98, факс: 8 (495) 231-78-80 или 8 (499) 168-13-69

Экспресс-бюллетень ПерсТ издается совместной информационной группой  
ИФТТ РАН и НИЦ “Курчатовский институт”

Главный редактор: И.Чугуева, e-mail: [irina@issp.ras.ru](mailto:irina@issp.ras.ru)

Научные редакторы: К.Кугель, Ю.Метлин

В подготовке выпуска принимали участие О.Алексеева, А.Елецкий, О.Коплак,  
М.Маслов, С.Овчинников, Л.Опенков, А.Пятаков

Выпускающий редактор: И.Фурлетова

Адрес редакции: 119296 Москва, Ленинский проспект, 64<sup>а</sup>