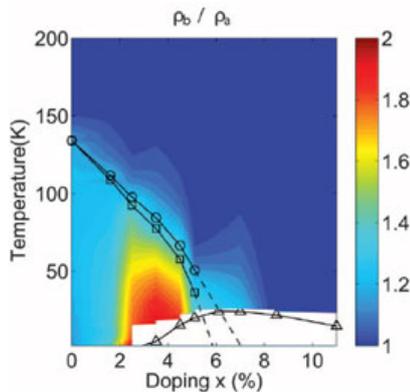


В этом выпуске:

## СВЕРХПРОВОДНИКИ

### Анизотропия удельного сопротивления недодопированного безмедного ВТСП $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ в плоскости $a$ - $b$

Соединение  $\text{BaFe}_2\text{As}_2$ , родительское для безмедных ВТСП  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ , представляет собой антиферромагнетик с коллективизированными электронами. Допирование (увеличение  $x$ ) приводит к подавлению антиферромагнетизма и появлению сверхпроводимости. При понижении температуры антиферромагнитному переходу предшествует (или же с ним совпадает) структурный переход из тетрагональной в орторомбическую фазу (см. рис.).



Отношение  $\rho_b/\rho_a$  при различных температурах и уровнях допирования. Кружки, квадраты и треугольники – температуры структурного, антиферромагнитного и сверхпроводящего переходов, соответственно.

Высказывалось предположение, что такое искажение структуры вызвано нематическим упорядочением электронов в плоскости  $a$ - $b$ . Если это действительно так, то удельное сопротивление  $\rho_{ab}$  должно быть анизотропно ( $\rho_a \neq \rho_b$ ) даже при температуре, превышающей температуру  $T_S$  структурного перехода. Проведенное в работе [1] исследование недвойникованных монокристаллов  $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$  показало, что, действительно, при охлаждении недодопированных образцов  $\rho_b$  становится больше  $\rho_a$  еще в тетрагональной фазе и возрастает до  $\approx 2$  по мере приближения к критической температуре  $T_c$  (см. рис.). Причины, по которым  $\rho_b > \rho_a$  в орторомбической антиферромагнитной фазе, не ясны, поскольку, во-первых,  $b < a$  (поэтому атомные орбитали вдоль оси  $b$  перекрываются сильнее) и, во-вторых, спины атомов Fe вдоль оси  $b$  упорядочены ферромагнитно, а вдоль оси  $a$  – антиферромагнитно (рассеяние на спиновых флуктуациях сильнее вдоль оси  $a$ ). Таким образом, следовало бы ожидать  $\rho_a > \rho_b$ , а не наоборот. Тут есть над чем подумать теоретикам. В любом случае, результаты работы [1] свидетельствуют о том, что при температуре структурного перехода происходит также электронный фазовый переход в состояние с нематическим порядком. Не исключено, что нематичность имеет какое-то отношение к сверхпроводимости.

Л.Опенев

1. J.-H.Chu et al., *Science* **329**, 824 (2010).

И далее ...

## 2 Фракталы в ВТСП

Влияние давления на критическую температуру купратных ВТСП: новые результаты

## НАНОМАТЕРИАЛЫ

Голдфингеры

## КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ

## 3 Квантовая запутанность фотона и твердотельного спинового кубита

Спиновые кубиты: висмут вместо фосфора

Динамика нарушения симметрии

## 4 Принцип неопределенности в присутствии квантовой памяти

## МАНГАНИТЫ

Немирное сосуществование двух систем

## СПИНТРОНИКА

## 5 Спинтроника на органических магнитных полупроводниках

## ФУЛЛЕРЕНЫ И НАНОТРУБКИ

Фуллерены действительно рождаются в космосе

## 7 Электропроводность сетей однослойных нанотрубок

## КОНФЕРЕНЦИИ

## 8 Научная сессия ОФН РАН, 6 октября 2010 г.

XIV Национальная конференция по росту кристаллов  
6-10 декабря 2010 г.,  
Москва, Россия

## Фракталы в ВТСП

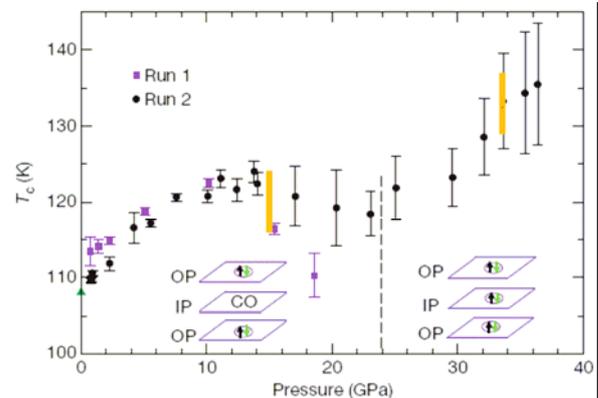
Известно, что оксиды переходных металлов вообще, и ВТСП в частности, имеют довольно сложную кристаллическую структуру, особенно, если содержат такие дефекты, как кислородные междоузлия (КМ). В работе [1] (Италия, Франция, Великобритания) распределение КМ в буферных слоях  $\text{La}_2\text{O}_{2+y}$  купратного ВТСП  $\text{La}_2\text{CuO}_{4+y}$  изучено с использованием новой методики – микродифракции рентгеновских лучей от синхротронного источника. Получен удивительный результат: КМ образуют фрактальную структуру, формируя узоры, которые выглядят совершенно одинаково на масштабах от  $\sim 1$  мкм до  $\sim 1$  мм (максимальный поперечный размер образца в [1]). Еще более удивительно, что нарушение этой структуры (при неизменном содержании кислорода, то есть при фиксированной концентрации носителей заряда) ведет к падению  $T_c$ . Хотя в [1,2] обсуждаются довольно экзотические механизмы влияния фрактальности на сверхпроводимость, причина эффекта, скорее всего, достаточно прозаическая и кроется просто-напросто в уменьшении времени свободного пробега носителей, ведь критическая температура  $d$ -волнового сверхпроводника очень чувствительна к немагнитному беспорядку. В других системах ВТСП, в том числе безмедных, тоже можно ожидать наличия фракталов из КМ.

1. M.Fratini et al., *Nature* **466**, 841 (2010).
2. J. Zaanen, *Nature* **466**, 825 (2010).

## Влияние давления на критическую температуру купратных ВТСП: новые результаты

Известно, что при увеличении давления  $P$  критическая температура  $T_c$  оптимизированных купратных ВТСП возрастает, проходит через максимум и вновь уменьшается. Новый (и довольно неожиданный) результат получен в работе [1], авторы которой (США, Китай, Германия), исследовавшие зависимость  $T_c(P)$  в монокристалле  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ , расширили диапазон  $P$  до 36.4 ГПа (ранее было  $P < 18$  ГПа) и обнаружили, что при  $P > 25$  ГПа падение  $T_c$  вновь сменяется ростом, причем в итоге  $T_c$  достигает величины  $(136 \pm 10)$  К – больше, чем  $T_c = 123$  К в локальном (как теперь выяснилось) максимуме при  $P = 12$  ГПа (см. рис.). Качественно это можно объяснить неэквивалентностью трех слоев  $\text{CuO}_2$  в элементарной ячейке  $\text{Bi}2223$  из-за различной концентрации дырок в каждом из них. Согласно обсуждаемой в [1] модели, при  $P < 25$  ГПа внутренний слой  $\text{CuO}_2$  не участвует в сверхпроводимости (в нем имеет место конкурирующий несверхпроводящий порядок), а при  $P > 25$  ГПа становится сверхпроводящим наравне с двумя внешними слоями. Другими словами,  $T_c$  многослойных ВТСП определяется не только концентрацией носителей тока, но еще и тем, как эти носите-

ли распределены между слоями  $\text{CuO}_2$ . Учитывая сложное физико-химическое строение купратных ВТСП и наличие в них нескольких конкурирующих между собой типов порядка, построение соответствующей теории – задача весьма непростая.



Зависимость  $T_c(P)$  в  $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10+\delta}$ . На вставках – внешние (OP) и внутренняя плоскости  $\text{CuO}_2$ . CO – конкурирующий (несверхпроводящий) порядок.

Л.Опенков

1. X.-J.Chen et al., *Nature* **466**, 950 (2010).

## НАНОМАТЕРИАЛЫ

### Голдфингеры

Седьмой роман Яна Флеминга о приключениях британского агента 007 “Голдфингер” (*Goldfinger*) по праву считается одной из лучших его книг. Фабула остросюжетного шпионского детектива построена вокруг эксцентричного, помешанного на желтом металле богача, одержимого идеей захвата крупнейшего хранилища золотого запаса США – Форт-Нокса. Метафоричной отсылкой к флеминговскому антигерою может послужить недавняя оригинальная работа коллектива исследователей из Hewlett-Packard Labs (США) [1]. Им удалось вырастить целый ансамбль золотых “нанопальцев”, голдфингеров, которые способны захватывать различные молекулы в растворе для последующего детектирования и идентификации с помощью поверхностно-усиленной рамановской спектроскопии (ПУРС).

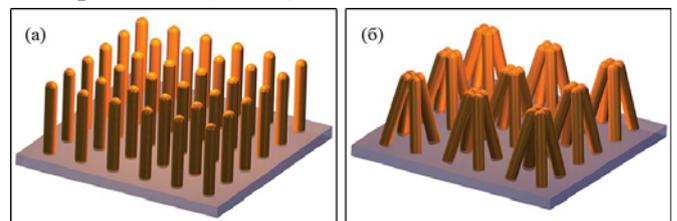


Рис. 1. Общий вид разомкнутых (а) и сомкнутых (б) голдфингеров.

Посредством наноимпринт-литографии авторы работы [1] получили наноразмерную структуру, состоящую из комплекса изолированных покрытых золотом эластичных вытянутых полимерных “нанопальцев” (рис. 1а), способных сгибаться и подобно пинцету захватывать молекулы (рис. 1б). Смыкание “нанопальцев” управляется капиллярными силами во время этапа сушки образца: выпаривание

растворителя из массива приводит к тому, что соседние голдфингеры начинают тянуться друг к другу, при этом захваченные молекулы (например, этанола) остаются зажатыми между ними.

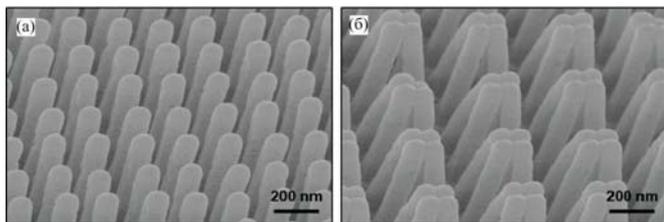


Рис. 2. Изображения открытых (а) и закрытых (б) золотых “нанопальцев”, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии.

На рис. 2 представлено изображение сомкнутых и разомкнутых голдфингеров, полученное с помощью сканирующей электронной микроскопии. Диаметр каждого такого “нанопальца” равен 100 нм, высота – 700 нм, а плотность голдфингеров на подложке составляет около 25 шт/мкм<sup>2</sup>. Непосредственное тестирование полученных образцов осуществлялось на трех широко используемых в рамках ПУРС исследований молекулах: транс-1,2-бис(4-пиридил)этилене, 4-меркаптофеноле и родамине 6G. Авторы уверены, что концепция предложенной в работе [1] “пальцеобразной” наноструктуры может быть расширена на целый ряд функциональных метаматериалов и других приложений нанофотоники.

*М. Маслов*

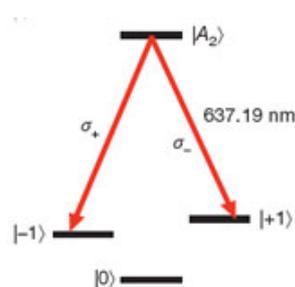
*1. M. Hu et al., J. Am. Chem. Soc. 132, 12820 (2010).*

## КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ

### Квантовая запутанность фотона и твердотельного спинового кубита

Для квантовой связи между удаленными пунктами и организации распределенных квантовых вычислений в системе из далеко отстоящих друг от друга “квантовых процессоров” нужно научиться создавать запутанные состояния света и кубитов. В работе [1], авторы которой представляют, в частности, такие широко известные научные центры, как Harvard Univ. (США), California Institute of Technology (США) и Niels Bohr Institute (Дания), сообщается о реализации запутанности единичного оптического фотона и твердотельного спинового кубита на основе отрицательно заряженного центра азот-вакансия (NV-центра) в алмазе. Базис такого кубита формируют долгоживущие состояния  $|+1\rangle$  и  $|-1\rangle$  электронного спинового триплета. Основная идея эксперимента заключалась в том, чтобы перевести NV-центр в такое возбужденное состояние, которое с равной вероятностью переходит в состояния  $|+1\rangle$  и  $|-1\rangle$  за счет испускания фотона с той или иной круговой поляризацией (см. рис.). Это авторам [1] в полной мере удалось, и было создано состояние  $|\Psi\rangle = 2^{-1/2}(|\sigma_+\rangle|+1\rangle + |\sigma_-\rangle|-1\rangle)$ , в котором направление спина электрона перепутано с поляризацией фотона. Такой источник запутанности представляет интерес

не только для практических приложений, но и для фундаментальных исследований в области квантовой информатики.



Электронные энергетические уровни NV-центра и оптические переходы между ними.

*1. E. Togan et al., Nature 466, 730 (2010).*

### Спиновые кубиты: висмут вместо фосфора

Использованию спинов в качестве физических носителей квантовой информации благоприятствует большое время  $\tau$  декогерентизации спиновых состояний. Например, для электронных спинов ионов фосфора в кремнии  $\tau = 14$  мс при  $T = 7$  К. Некоторые квантовые алгоритмы требуют наличия двух различных типов таких носителей, допускающих раздельную адресацию. Поэтому встает вопрос о том, какие еще примеси, кроме фосфора, можно здесь задействовать. В качестве одного из кандидатов рассматривался висмут. Но были сомнения – ведь тяжелые и плохо растворимые в кремнии атомы Bi создают в своей окрестности структурные дефекты, которые могут привести к существенному уменьшению  $\tau$ .

В работе [1] экспериментально продемонстрирована возможность контролируемого приготовления квантовых состояний электронных и ядерных спинов доноров Si:Bi, а также реализованы некоторые операции с этими состояниями. В висмуте большой ядерный спин  $I = 9/2$  увеличивает размерность суммарного гильбертова пространства системы “спин электрона + спин ядра” до  $2(2I+1) = 20$  (у кремния  $I = 1/2$ , поэтому число базисных спиновых состояний  $2 \cdot 2 = 4$ ), что расширяет возможности для квантовых вычислений. Величина  $\tau = 2$  мс при  $T = 7$  К оказалась не намного меньшей, чем в Si:P. За это время можно осуществить более  $10^5$  поворотов электронного спина. К сожалению,  $\tau$  очень быстро уменьшается с ростом температуры. Один из путей увеличения  $\tau$  заключается в как можно более сильном уменьшении концентрации изотопов <sup>29</sup>Si в образце.

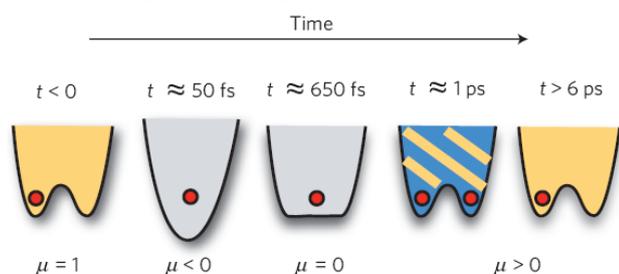
*1. G. W. Morley et al., Nature Mater. 9, 725 (2010).*

### Динамика нарушения симметрии

Концепция спонтанного нарушения симметрии составляет основу для понимания самых разнообразных физических явлений, причем не только в конденсированных средах (упорядочение электронных спинов при ферромагнитном переходе и пр.), но и во всей Вселенной (конденсация нуклонов из кварк-глюонной плазмы после Большого Взрыва). В твер-

дотельных системах (сверхпроводники, ферромагнетики и т.д.) нарушение симметрии обычно изучается в условиях, близких к равновесным (эргодическим) и описывается степенными функциями с критическими индексами. Экспериментальные исследования динамики этого процесса в твердотельных системах осложнены чрезвычайно малыми временами релаксации отдельных квазичастиц и коллективных возбуждений.

В работе [1] (Словения, Франция, США) процесс формирования волны зарядовой плотности (ВЗП) в  $TbTe_3$  проанализирован в режиме реального времени с использованием современной оптической спектроскопии. Для этой цели на образец, находящийся при  $T < T_c = 336$  К в ВЗП-состоянии, сначала воздействовали интенсивным лазерным импульсом, разрушающим ВЗП, а затем, используя обычную двухимпульсную “pump-probe” методику, измеряли осцилляции коэффициента отражения  $R$ , обусловленные изменением диэлектрической проницаемости вследствие генерации когерентных фононов и амплитудонов из-за возбуждения электрон-дырочных пар. Это позволило с фемтосекундным разрешением проследить за восстановлением ВЗП-порядка по изменению частоты и амплитуды осцилляций  $R$ . Полученные в [1] данные указывают на то, что этот процесс протекает по следующей схеме: 1) очень быстрое формирование ВЗП-щели, но с неоднородностью фазы параметра порядка по образцу; 2) флуктуации амплитуды параметра порядка; 3) образование доменов и топологических дефектов – доменных стенок; 4) взаимная аннигиляция дефектов разного знака и установление дальнего ВЗП-порядка (см. рис.).



Временная эволюция потенциала модели Гинзбурга-Ландау, использованного в [1] для моделирования процесса формирования волны зарядовой плотности. Здесь  $\mu$  – параметр, пропорциональный отклонению от точки фазового перехода и аналогичный разности  $T_c - T$  в обычной теории.

Такие же (или почти такие же) результаты получены в [1] и для других материалов с ВЗП ( $2H-TaSe_2$ ,  $K_0.3MoSeO_3$ ,  $DyTe_3$ ). Они количественно (без использования подгоночных параметров) описаны в рамках нестационарной модели Гинзбурга-Ландау с учетом градиентного слагаемого. Интересна отмеченная авторами [1] аналогия с космологической моделью образования “космических струн”: потенциал такой же, только параметры другие. Означает ли это, что процессы вселенского масштаба теперь

можно изучать, не выходя из лаборатории? Здесь необходимо отметить, что еще в 1985 г. Войцех Цурек предложил изучать космологические сценарии на примере жидкого гелия [2], а Григорий Волков даже написал об этом толстую книгу [3].

Л. Опенов

1. R. Yusupov et al., *Nature Phys.* **6**, 681 (2010).
2. W.H. Zurek, *Nature* **317**, 505 (1985).
3. G.E. Volovik, *The Universe in a Helium Droplet* (Clarendon Press, Oxford, 2003).

### Принцип неопределенности в присутствии квантовой памяти

Из принципа неопределенности Гейзенберга следует, что результаты двух несовместных измерений (например, координаты и импульса) нельзя предсказать со сколь угодно высокой точностью – даже если мы располагаем полной информацией о состоянии квантовой системы. Это рассматривается как яркая демонстрация фундаментального отличия квантовой механики от классической. Здесь есть, однако, одно “но”: наша информация о системе предполагается классической и содержится в “классической памяти”. Если же измеряемая система  $A$  находится в состоянии, максимально перепутанном с состоянием другой квантовой системы  $B$  (“квантовой памяти”), то, как показано в работе [1], результаты обоих измерений можно предсказать точно. Доказательство этого утверждения основано на отрицательности квантовой условной энтропии запутанного состояния  $S(A|B)$ . В общем случае оказывается, что конкретный вид соотношения неопределенностей определяется степенью запутанности состояний  $A$  и  $B$ . Получается так, что полнота нашего знания о системе не является абсолютной, а зависит от “наблюдателя” (классический он или квантовый, а, если квантовый, то – в какой мере). Новое обобщенное соотношение неопределенностей, полученное в [1], важно как для дальнейшего развития теории квантовой информации, так и для практических приложений (квантовая криптография). Им, по-видимому, заинтересуются и философы от науки.

1. M. Berta et al., *Nature Phys.* **6**, 659 (2010).

### МАНГАНИТЫ

#### Немирное сосуществование двух систем

Известно, что конкурирующие на микромасштабах взаимодействия вблизи точки фазового перехода приводят к впечатляющим макроскопическим эффектам. Примером тому служит колоссальное магнитосопротивление в манганитах, в которых противостоят две магнитные фазы с различными электропроводящими свойствами – металлическая и диэлектрическая. Следуя той же идеологии, исследователи из Rutgers Univ. (США) [1] получили значительное усиление магнитоэлектрических эффектов и, как пишет эксперт Американского физического общества [2], комментируя работу [1], это

лишь первый шаг на пути к колоссальным магнито-электрическим эффектам.

В качестве объекта исследования в [1] были выбраны соединения  $\text{Eu}_{1-x}\text{Y}_x\text{MnO}_3$ , представляющие собой перовскиты, в которых по мере увеличения содержания иттрия (с меньшим ионным радиусом, чем у европия) нарастают орторомбические искажения. Изменение кристаллической структуры приводит к перестройке магнитного упорядочения: так же, как и в материалах с колоссальным магнитосопротивлением, возникают две сосуществующие магнитные фазы.

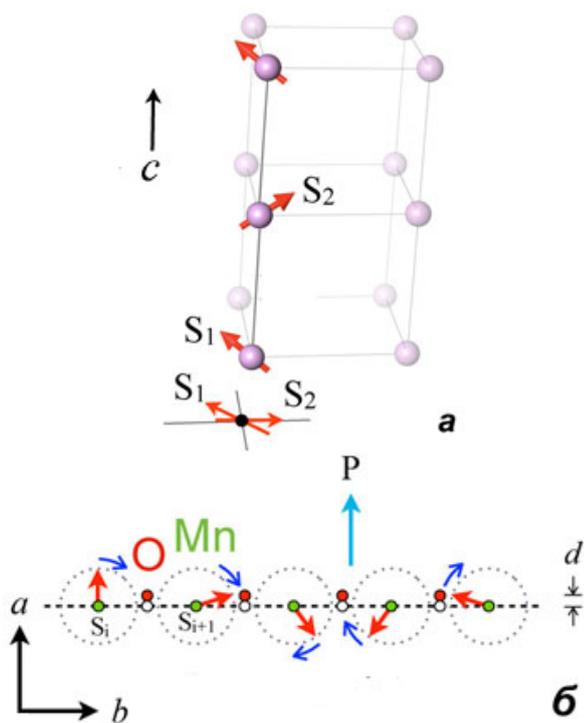


Рис. 1. Сосуществующие магнитные фазы в манганите  $\text{Eu}_{0.75}\text{Y}_{0.25}\text{MnO}_3$  [2]: *a* - антиферромагнитная фаза со скосом спинов подрешеток (слабый ферромагнетизм) – показаны только ионы марганца; *б* - антиферромагнитная фаза с пространственной модуляцией (спиновая циклоида). Зеленым цветом показаны ионы марганца, красным – кислорода.

Первая фаза характеризуется антиферромагнитным упорядочением с небольшим скосом намагниченностей подрешеток (рис. 1а), что приводит к существованию слабого ферромагнитного момента. Для второй фазы характерно наличие спиральной магнитной структуры – спиновой циклоиды (рис. 1б), нарушающей центральную симметрию кристалла. При этом создаются предпосылки для возникновения электрической поляризации. Такой механизм магнитоиндуцированного сегнетоэлектричества свойственен не только манганитам, но и широкому классу веществ, называемых “спиральными мультиферроиками”, о чем неоднократно писалось в ПерсТе [3].

Хрупкое равновесие между фазами может быть нарушено внешним воздействием. Так, приложенное электрическое поле, закручивая спины в спираль, расширяет пределы сегнетоэлектрической фазы, а

магнитное поле помогает отвоевать дополнительные области в кристалле слабоферромагнитной фазе. В результате, взаимосвязь магнитных и электрических свойств материала ярко проявляется в разнообразных магнитоэлектрических эффектах. В связи с этим вспоминаются исторические события недавнего прошлого: сосуществование и конкуренция двух общественных систем, быть может, и не ведет к стабильности, зато, определенно, делает мир интереснее.

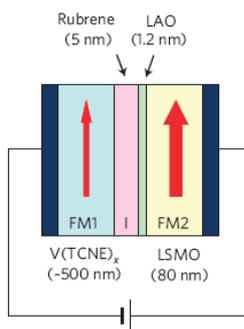
А.Пятаков

1. *Y.J. Choi et al., Phys. Rev. Lett.* **105**, 097201 (2010).
2. *D.N.Argyriou, Physics* **3**, 72 (2010).
3. [ПерсТ 15, вып. 18, с. 4 \(2008\);](#)  
[ПерсТ 16, вып. 9, с. 3 \(2009\);](#)  
[ПерсТ 16, вып. 15/16, с.7 \(2009\).](#)

## СПИНТРОНИКА

### Спинтроника на органических магнитных полупроводниках

Магнитные полупроводники на основе органических молекул считаются перспективными материалами для нужд спинтроники, с которой связаны надежды на существенное расширение возможностей хранения и обработки информации. Проблема заключается в плохой совместимости таких полупроводников с обычными многослойными структурами. В работе [1] молекулярный ферромагнетик  $\text{V}(\text{TCNE})_x$  с  $T_C \approx 400$  К (V – ванадий, TCNE – тетрацианоэтилен) успешно использован для инжекции (поляризации) и регистрации спинов в гибридном слоистом устройстве со стандартной спинтронной геометрией (см. рис.) при  $T = 100$  К. И все бы ничего, да вот только рабочая температура сильно не дотягивает до вожаемой комнатной...

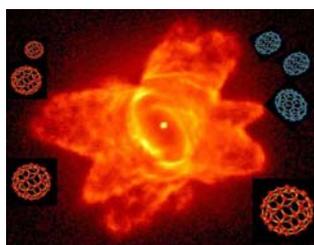


Схематическое изображение гибридного магнитного туннельного контакта из работы [1]. Здесь LAO –  $\text{LaAlO}_3$ , LSMO –  $\text{La}_{2/3}\text{Sr}_{1/3}\text{MnO}_3$ .

1. *J.W.Yoo et al., Nature Mater.* **9**, 638 (2010).

## ФУЛЛЕРЕНА И НАНОТРУБКИ

### Фуллерены действительно рождаются в космосе



Летом этого года в космосе впервые были обнаружены фуллерены [1] – как раз к 25-летию их открытия [2]!

Группа исследователей из Univ. of Western Ontario (Канада) и SETI Institute

(США) под руководством астронома J. Sami изучила спектры туманности Тс 1, полученные с помощью космического телескопа Spitzer (рис. 1) с ИК-спектрографом (IRS), и отчетливо идентифицировали молекулы  $C_{60}$  и  $C_{70}$ ! Планетарная туманность Тс 1 находится в созвездии Жертвенника (*Ara*) в Южном полушарии, примерно на расстоянии 6500 световых лет.

На необычные эмиссионные ИК-спектры планетарной туманности Тс 1 (полученные, кстати, еще в марте 2005 г.) первым обратил внимание J. Bernard-Salas из Cornell Univ., (США). Он направил данные J. Sami и его коллегам, и те сразу узнали характерные черты знаменитых молекул. Результаты совместных исследований опубликованы в *Science* [3].

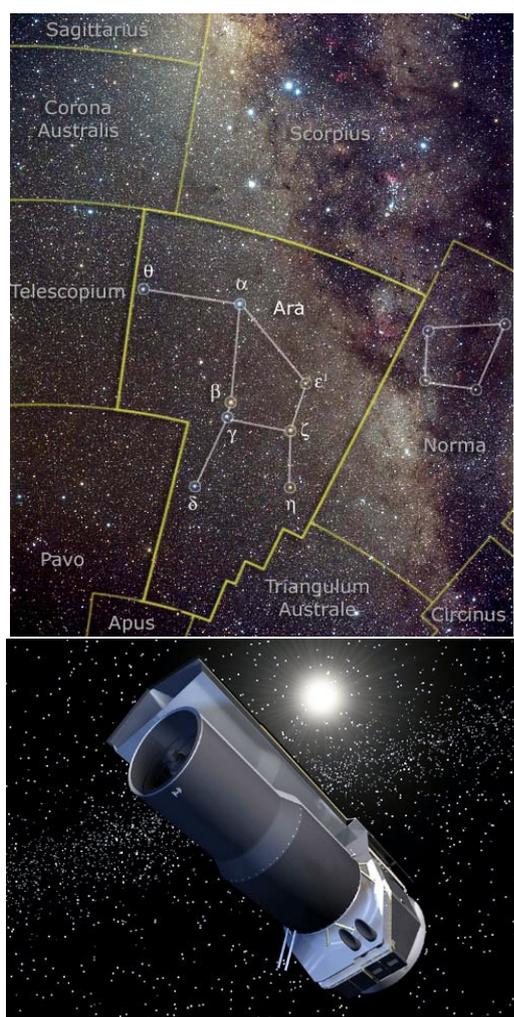


Рис. 1. Созвездие Жертвенник и космический телескоп Spitzer (инфракрасная космическая лаборатория), - запущен NASA в 2003 г., назван в честь выдающегося американского астрофизика Лаймана Спитцера, который еще в 1946 г. предложил отправлять телескопы в космос, чтобы избежать воздействия земной атмосферы.

Планетарная туманность формируется в процессе эволюции звезды. Звезда рождается, когда сжимаются газ (в основном, водород) и пыль внутри холодной туманности. Затем в центре (ядре) звезды начинается термоядерный синтез; водород превращается в гелий. В таком состоянии звезда находится большую часть своей жизни – десятки миллиар-

дов лет для звезд среднего размера (таких как Солнце). Когда израсходуется водород в ядре звезды, начинается горение водорода в оболочке. Звезда светится ярче, расширяется, превращается в красного гиганта. Ядро сжимается, температура его растет, начинаются термоядерные реакции с участием гелия, в результате которых образуется и углерод. Звездные ветры отрывают внешние слои (оболочки) красного гиганта, формируя планетарную туманность вокруг остатка звездного ядра. Постепенно планетарная туманность рассеивается, а ядро – теперь белый карлик - угасает... Существует планетарная туманность всего несколько десятков тысяч лет, но играет важную роль в химии и физике межзвездного пространства, так как выбрасывает туда соединения углерода, азота, кислорода и др. Планетарная туманность звезд, богатых углеродом (иногда их называют углеродными), содержит множество разнообразных молекул, включая бензол, углеродные цепочки полиины, цианополиины (в том числе  $HC_{11}N$ ); в такой среде возникают полициклические ароматические углеводороды (ПАУ).

Планетарная туманность Тс 1, ИК-спектры которой исследовали авторы [3], - молодая туманность, белый карлик еще окружен плотными “облаками”. По данным IRS Spitzer внутренняя область этой туманности богата углеродом и обеднена водородом. Полученный ИК-спектр для полного диапазона длин волн (5-37 микрон) приведен на рис. 2.

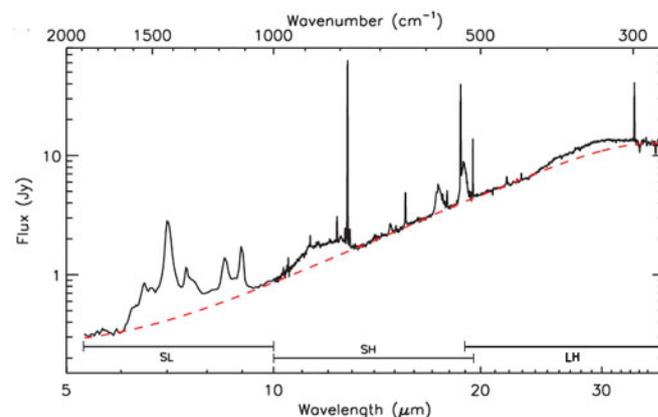


Рис. 2. IRS Spitzer спектр Тс 1. Красный пунктир – сглаживание кубическим сплайном фона от звездной пыли - аморфного углерода. Широкое плато между 11 и 13 мкм обусловлено SiC пылью, а для длин волн от 23 мкм и более - MgS.

Как уже говорилось выше, в спектрах планетарных туманностей, богатых углеродом, должны наблюдаться пики полициклических ароматических углеводородов, однако в спектре Тс 1 они полностью отсутствуют. Более того, нет даже следов простейших Н-содержащих молекул (таких как HCN и  $C_2H_2$ ). Вместо этого имеются полосы  $C_{60}$  (7.0; 8.5; 17.4 и 18.9 мкм) и более слабые полосы  $C_{70}$ . Непрерывный спектр для богатых углеродом звезд обычно обусловлен аморфным углеродом. ИК-спектр в диапазоне 5-23 мкм после вычитания этого непрерывного спектра приведен на рис.3. Красными

стрелками показаны “четыре исторические ИК-полосы”  $C_{60}$  [4], синими – четыре самые сильные изолированные полосы  $C_{70}$ . Из 174 возможных типов колебаний молекулы  $C_{60}$  в ИК-области активны четыре, и все они обнаружены. “Спектр невероятно убедителен! Все четыре линии здесь, и  $C_{70}$  здесь, невозможно поверить! Захватывающая статья!”, – так прокомментировал результаты Н.Крото, получивший в 1996 г. Нобелевскую премию за открытие фуллерена, [1].

Математическая обработка спектральных характеристик (определение интенсивностей полос) показала, что они соответствуют тепловому излучению при 330К для  $C_{60}$  и при 180К для  $C_{70}$ . Затем исследователи сравнили длину волны в центре полос и ширину полос с различными лабораторными данными (известно, что эти параметры зависят от температуры). Оказалось, что спектральные характеристики спектра Тс 1 совпадают с аналогичными характеристиками, полученными в лабораториях при температурах, близких к 330К и 180К.

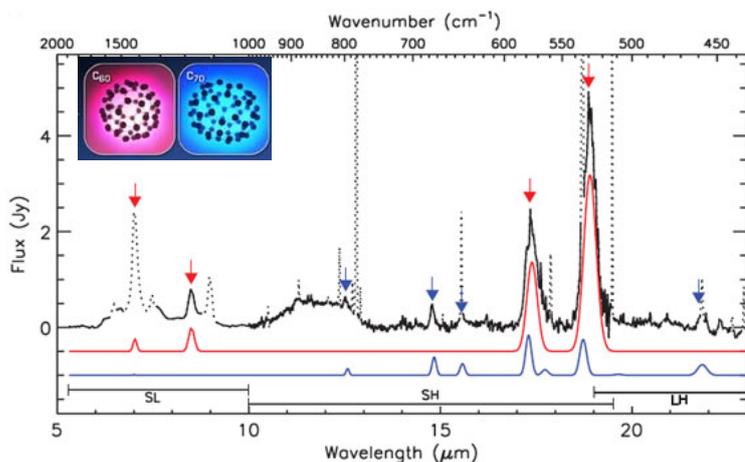


Рис. 3. IRS Spitzer спектр Тс 1 в диапазоне 5-23 мкм. Красная и синяя кривые под экспериментальными данными – результаты моделирования авторами [3] теплового излучения для  $C_{60}$  и  $C_{70}$  при 330К и 180К, соответственно.

Такие небольшие температуры говорят о том, что излучение возникло не от свободных молекул в газовой фазе, а от молекул, находящихся в контакте с холодным веществом. Это подтверждается и тем, что в спектре нет полос от катионов и анионов; фуллерены нейтральные. Вероятно, они находятся на поверхности углеродных частиц, присутствующих в сброшенных оболочках звезды. При этом молекулы  $C_{70}$  расположены дальше от центра (это возможно, если они образуются из  $C_{60}$ ). Кстати, 100К – нижний предел для наблюдения с помощью IRS Spitzer, и уже лет через сто фуллерены могли стать для него слишком холодными! По словам J. Cami, “телескоп посмотрел в нужное место в нужное время” [1].

С помощью компьютерного моделирования авторы [3] оценили массу фуллеренов в туманности Тс 1.

Оказалось, что для  $C_{60}$  это примерно  $5.8 \cdot 10^{-8}$ , а для  $C_{70}$  –  $\sim 4.7 \cdot 10^{-8}$  солнечных масс (то есть  $\sim 10^{23}$  кг каждого вида, лишь в 60 раз меньше массы Земли!) Каждый вид фуллерена по расчетам исследователей составляет  $\sim 1.5\%$  от всего углерода вокруг звезды – примерно столько же получалось из графита в первых лабораторных экспериментах. По-видимому, наличие или отсутствие водорода в среде, богатой углеродом, определяет, какие молекулы будут сформированы – ароматические углеводороды или фуллерены. В данном случае условия были идеальны для образования фуллеренов. Многолетние поиски увенчались успехом. Фуллерены действительно рождаются в космосе!

Это открытие еще раз напомнило о том, что победное шествие нанотехнологий началось с фундаментальных исследований молекул межзвездного пространства, казалось бы, таких далёких от практического применения...

О.Алексеева

1. <http://www.nasa.gov/spitzer>
2. H.W.Kroto et al., Nature **318**, 162 (1985).
3. J.Cami et al., Science **329**, 1180 (2010).
4. Г.Крото, УФН **168**, 343 (1998).

### Электропроводность сетей однослойных нанотрубок

Как известно, электронные параметры однослойных углеродных нанотрубок (УНТ), образующихся при использовании стандартных методов синтеза, характеризуются значительным разбросом. Треть УНТ обладают металлическими свойствами, в то время как оставшиеся две трети являются полупроводниками с различными величинами ширины запрещенной зоны. Такой разброс параметров затрудняет разработки, направленные на создание элементов наноэлектроники на основе УНТ. Некоторого улучшения ситуации удастся достичь в результате функционализации УНТ такими функциональными группами, которые переводят УНТ с металлическими свойствами в разряд полупроводника. Такая возможность продемонстрирована недавно в работе [1], выполненной в Univ. of Sydney, (Австралия), авторам которой удалось изменить характер проводимости сети однослойных УНТ в результате их функционализации. С целью приготовления такой сети однослойные УНТ, подвергнутые ультразвуковой обработке в водном растворе  $HNO_3$  (2.6 М), вводили в N-метил-2-пирролидон (NMP). Полученную суспензию наносили на подложку  $SiO_2$ , покрытую сетью Ti/Au электродов. Измерения электросопротивления этой сети проводили в двухконтактной конфигурации в температурном диапазоне от 4 до 300 К. Для улучшения контакта между УНТ и электродами использовали серебряную пасту. На качество контакта указывает низкое контактное сопротивление. С целью удаления адсорбатов образцы в течение суток выдержи-

вали в вакууме. Результаты измерений сопротивления сети однослойных УНТ показаны на рис. 1.

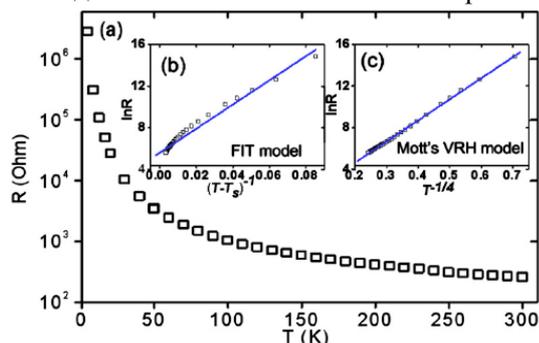


Рис. 1. а - Температурная зависимость сопротивления исходной сети УНТ; b - эта же зависимость в координатах  $\ln R - (T-T_s)^{-1}$ ; с - эта же зависимость в координатах  $\ln R - T^{-1/4}$

Падающий характер измеренной зависимости является типичным для полупроводника. Обработка этой зависимости в координатах  $\ln R - (T-T_s)^{-1}$  и  $\ln R - T^{-1/4}$  (на вставках) указывает на механизм проводимости Мотта, связанный с трехмерным перескоком электронов от одного локализованного состояния к другому. Характер температурной зависимости сети кардинальным образом изменяется в результате обработки образцов азотной кислотой (рис. 2).

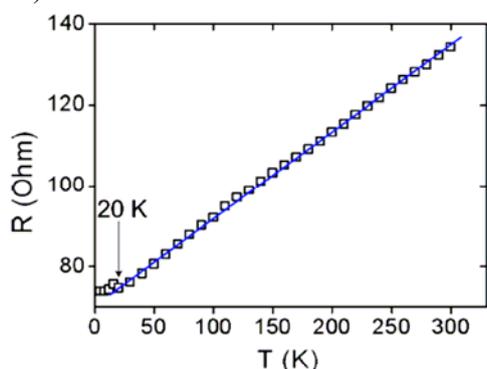


Рис. 2. Температурная зависимость сопротивления сети УНТ, обработанной азотной кислотой.

Обращает на себя внимание снижение сопротивления при комнатной температуре с 256 до 134 Ом. Наряду с этим температурная зависимость сопротивления изменяется с падающей на растущую. Такое поведение связано с модификацией электронной структуры УНТ в результате допирования и свидетельствует об изменении типа проводимости с полупроводникового на металлический.

*А.Елецкий*

1. *Z.J.Han, K.Ostrikov, Appl. Phys. Lett. 96, 233115 (2010).*

## КОНФЕРЕНЦИИ

**Научная сессия ОФН РАН, посвященная достижениям РФЯЦ-ВНИИЭФ в области физики высоких плотностей энергии 6 октября 2010 г. (11-00)**

(ФИ им. П.Н.Лебедева РАН, Ленинский просп., 53, конференц-зал)

### Программа

**Р.И. Илькаев** - Вступительное слово "О фундаментальных физических исследованиях в ВНИИЭФ"

**А.Л. Михайлов** - Гидродинамические неустойчивости в различных средах

**Р.Ф.Трунин** - Исследования экстремальных состояний металлов с помощью ударных волн

**А.В. Ивановский** - Взрывомагнитные генераторы энергии и их применение в научных исследованиях

**А.М. Подурец** - Рентгенографические исследования структуры веществ в ударных волнах

**С.Г. Гаранин** - Мощные лазеры в исследованиях физики горячей плотной плазмы и термоядерного синтеза

**В.Д. Селемир** - Физические исследования в сверхсильных магнитных полях

**Л.С. Мхитарьян** - Газодинамический термоядерный синтез

Web: <http://www.gpad.ac.ru/>

**XIV Национальная конференция по росту кристаллов 6-10 декабря 2010 г., Москва, Россия**



Конференция посвящена обсуждению фундаментальных и практических проблем создания новых неорганических, биоорганических, гибридных кристаллических материалов и систем, в том числе с использованием нанотехнологий, разработки приборов на их основе и вопросов инновационной деятельности.

Приём тезисов - до **15 октября 2010** года

E-mail: [nccg@ns.crys.ras.ru](mailto:nccg@ns.crys.ras.ru)

Web: <http://www.crys.ras.ru/nccg/>

Экспресс-бюллетень ПерсТ издается совместной информационной группой ИФТТ РАН и РИЦ «Курчатовский институт»

Ответственный 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, М.Маслов, Л.Опенев, А.Пятаков

Компьютерный ввод, макет: И.Фурлетова

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