

В этом выпуске:

СВЕРХПРОВОДНИКИ

Ещё раз о столетнем юбилее сверхпроводимости

Открытие Хейке Камерлинг-Оннесом (рис. 1) эффекта полного исчезновения электрического сопротивления ртути, охлажденной жидким гелием до температуры 4.15 К дало старт эре сверхпроводимости, столетие которой мы отмечаем в этом году.

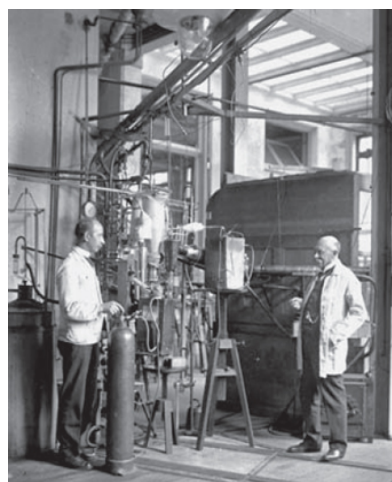


Рис. 1. Х.Камерлинг-Оннес (справа) и его сотрудник Г.Флим. 1911 г.

С тех пор сверхпроводимость обнаружена в огромном количестве самых различных соединений: металлах, оксидах, органике, фуллеренах и пр. (рис. 2) – зачастую там, где встретить ее считалось либо крайне маловероятным, либо даже невозможным.

Большинство новых сверхпроводников были открыты случайно (MgB_2 , купраты, пниктиды и т.д.). Мы пока плохо понимаем, какими именно физико-химическими

свойствами должен обладать тот или иной материал, чтобы при охлаждении переходить в сверхпроводящее состояние. Несмотря на впечатляющий успех теории БКШ, она не только не способна объяснить высокотемпературную сверхпроводимость купратных и безмедных ВТСП, но и не дает четких указаний, где искать новые сверхпроводники с еще более высокими критическими температурами T_c . Исследователям приходится полагаться лишь на удачу и свою интуицию. Иногда это приводит к успеху (Беднорц и Мюллер), но чаще – нет. Если гипотетическая комнатнотемпературная сверхпроводимость (КТСП по терминологии В.Л.Гинзбурга) возникает, как и в купратных ВТСП, при допировании исходных диэлектриков, то вероятность ее случайного открытия есть о-малое в квадрате: нужно угадать не только состав родительского соединения, но и тип легирующих элементов (когда же это открытие будет наконец сделано, то все, конечно, удивятся, как не додумались до него раньше).

Повышение T_c не является самоцелью, а требуется для того, чтобы в практических приложениях можно было использовать более дешевые хладагенты (в перспективе КТСП – обычную воду или даже воздух). Помимо T_c важнейшими характеристиками сверхпроводника являются верхнее критическое поле H_{c2} и критическая плотность тока J_c (выше которых сверхпроводимость отсутствует). Для сильноточных применений требуются очень большие H_{c2} и J_c . К настоящему времени хорошо разработана технология изготовления многожильных проводов NbTi ($T_c = 9$ К) и NbSn_3 ($T_c = 23$ К) с $H_{c2} = (15 \div 30)$ Тл и $J_c > 10^5$ А/см² (при гелиевой температуре).

И далее ...

- 2 Необычная сверхтекучесть и сверхпроводимость: ^3He , тяжелые фермионы, органика, купраты, пниктиды... что дальше?

Сверхпроводящие корреляции в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ выше T_c

- 3 Теплоемкость купратных ВТСП в сильных магнитных полях: неожиданные результаты

- 4 Безузловая сверхпроводящая щель в $\text{A}_x\text{Fe}_2\text{Se}_2$

Магнетизм и динамика носителей в пниктидах

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

- 5 Прямое наблюдение антиферромагнитных вихрей в дисках Co/Fe/Ag (001)

СПИНТРОНИКА

- 6 Подкованная память

ФУЛЛЕРЕНЫ И НАНОТРУБКИ

“Гибкая” электроника на углеродных нанотрубках

- 7 Однослойные нанотрубки с металлической проводимостью для прозрачных проводящих пленок

КОНФЕРЕНЦИИ

- 8

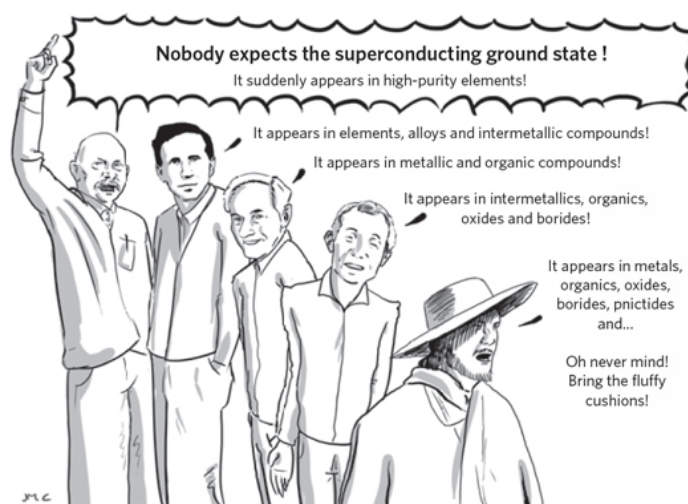


Рис. 2. Сверхпроводимость встречается в самых различных соединениях.

Именно такие провода и используются сейчас в большинстве сверхпроводниковых магнитных систем (в том числе в Большом адронном коллайдере). Что же касается купратных ВТСП, то большие надежды, возлагавшиеся на них 25 лет назад, во многом не оправдались, в первую очередь из-за сравнительно низкого (намного меньше H_{c2}) поля необратимости. Тем не менее, провода из ВТСП уже используются в ограничителях тока, моторах, магнитах, локальных силовых сетях и пр. Наиболее перспективными представляются ленты $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ второго поколения (2G). Но их реальная токонесущая способность оказывается, к сожалению, не такой уж и большой по той причине, что на собственно ВТСП-слои приходится лишь (1 – 2) % площади поперечного сечения 2G-ленты (рис. 3).

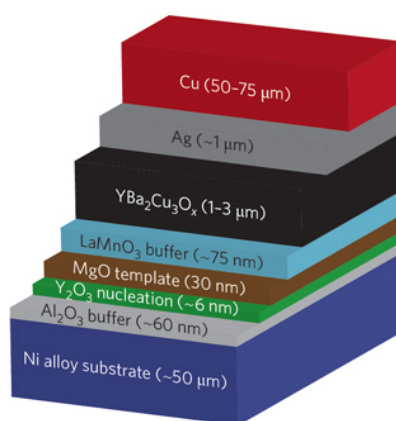


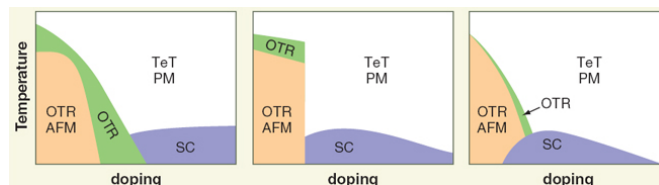
Рис. 3. Конструкция 2G-ленты из ВТСП Y123.

При всем при этом производство таких лент очень недешево. Смогут ли безмедные ВТСП составить здесь серьезную конкуренцию купратам, пока не ясно. В любом случае жидким азотом их охлаждать не получится из-за недостаточно высоких T_c .

По материалам апрельского (2011)
выпуска *Nature Materials*

Необычная сверхтекучесть и сверхпроводимость: ^3He , тяжелые фермионы, органика, купраты, пниктиды... что дальше?

К 100-летию сверхпроводимости приурочены две обзорные статьи в журнале *Science* от 8 апреля 2011 года. В одной из них [1] общие свойства и различия “необычных” (не s -волновых) сверхпроводников обсуждаются на примере материалов с тяжелыми фермионами (d -волна и, возможно, f -волна), органических сверхпроводников (по-видимому, d -волна), купратных (d -волна) и безмедных ($s_{\pm}$ -волна) ВТСП, а также сверхтекучего ^3He (p -волна). По мнению авторов, механизмы спаривания в этих классах соединений могут различаться, но везде существенны сильные электронные корреляции и магнетизм. Основная сложность для теории здесь – отсутствие малого параметра.



Фазовые диаграммы $\text{CeFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ (слева), $\text{LaFeAsO}_{1-x}\text{F}_x$ (в центре) и $\text{Ba}(\text{Fe}_{1-x}\text{Co}_x)_2\text{As}_2$ (справа). (OTR - орторомбическая структура, TeT - тетрагональная структура)

Работа [2] целиком посвящена безмедным ВТСП на основе железа. Их исследования продвигаются очень быстрыми темпами, благодаря опыту, накопленному за 25 лет работы с купратами, и разработанным за это время экспериментальным методикам. В [2] отмечена неуниверсальность свойств разных семейств пниктидов и селенидов: у одних параметр сверхпроводящего порядка изменяет знак на поверхности Ферми, а у других – нет; в одних антиферромагнетизм сосуществует со сверхпроводимостью, в других – нет (см. рис.) и т.д. Многое еще остается непонятным, например, почему критическая температура столь чувствительна к некоторым структурным параметрам, таким как угол связи As-Fe-As. И, наконец, почему именно железо? Ответив на эти и многие другие вопросы, мы сможем более осознанно вести поиск новых ВТСП.

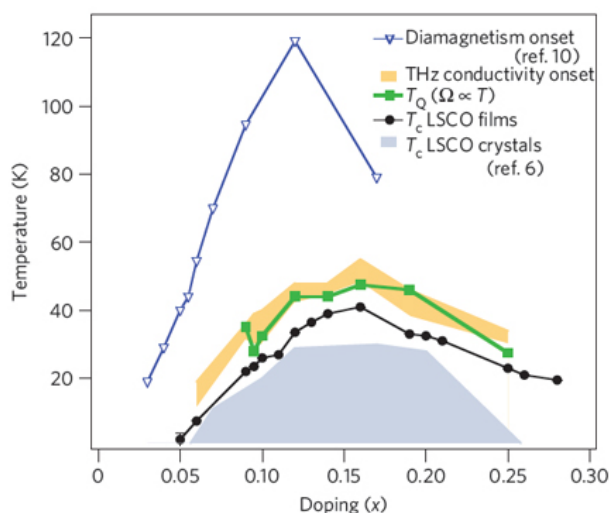
1. M.R.Norman, *Science* **332**, 196 (2011).

2. F.Wang, D.-H.Lee, *Science* **332**, 200 (2011).

Сверхпроводящие корреляции в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ выше T_c

Эффект так называемой “флуктуационной сверхпроводимости” известен давно и заключается в наличии сверхпроводящих корреляций при температуре выше критической (T_c). Соответствующие корреляционные длины и времена расходятся при $T=T_c$ (в точке фазового перехода), но являются конечными в определенном диапазоне температур выше T_c . В обычных низкотемпературных сверх-

проводниках этот диапазон очень узкий (~ 0.1 К), тогда как в ВТСП, согласно теории, он может достигать десятков градусов из-за малой длины когерентности и низкой сверхтекучей плотности. Повышенный интерес к сверхпроводящим флуктуациям в нормальном состоянии купратов объясняется тем, что псевдощель может быть связана с несконденсированными куперовскими парами. Интерпретация экспериментов по статическому и низкочастотному диамагнитному отклику выше T_c осложняется крипом и пиннингом магнитных вихрей, а также краевыми эффектами. К этим факторам нечувствительна высокочастотная (терагерцовая) спектроскопия, которая и была использована в работе [1] для исследования сверхпроводящих флуктуаций в тонких пленках $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ с $x = 0.09 \div 0.25$. Температура T_0 появления таких флуктуаций определялась по резкому изменению кривизны температурной зависимости мнимой части оптической проводимости и (в пределах погрешности) совпадала с температурой отклонения температурной зависимости частоты флуктуаций от прямой линии. Оказалось, что $T_0 - T_c \sim 10$ К (максимум 16 К), то есть при нагревании сверхпроводящие флуктуации исчезают еще в псевдощелевом состоянии, а потому не могут быть причиной псевдощели. Заметим, однако, что эксперименты по диамагнетизму и эффекту Нернста свидетельствуют о гораздо более широкой (простирающейся до ≈ 110 К) области флуктуационной сверхпроводимости в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$ [2]. Причина такого расхождения может быть связана как с фазовым расслоением, так и с различным поведением сверхпроводящих флуктуаций в пространстве (диамагнетизм) и во времени (высокочастотная проводимость).



Сравнение критической температуры и температуры появления сверхпроводящих корреляций в $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$.

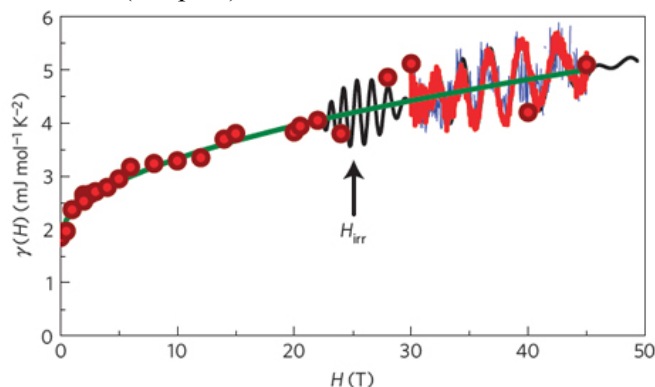
Л. Опенов

1. S. Bilbro et al., *Nature Phys.* 7, 298 (2011).
2. L. Li et al., *Phys. Rev. B* 81, 054510 (2010).

Теплоемкость купратных ВТСП в сильных магнитных полях: неожиданные результаты

При увеличении магнитного поля H все сверхпроводники рано или поздно переходят в резистивное состояние ($R \neq 0$). Существуют два полярных мнения о том, как это происходит в недодопированных купратных ВТСП. Одни считают, что магнитное поле разрушает d -волновую сверхпроводящую щель на всей поверхности Ферми. Согласно альтернативной точке зрения, в сильных магнитных полях нарушается лишь фазовая когерентность куперовских пар, а локальная щель остается. Недавние эксперименты [1] показали, что правы, возможно, и те, и другие.

С целью выяснить, как изменяется характер низкоэнергетических электронных возбуждений (то есть плотность квазичастичных состояний) при резистивном переходе, происходящем из-за движения магнитных вихрей по достижении поля необратимости H_{irr} , авторы [1] (из США и Канады) измерили удельную теплоемкость C слабо допированных монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.56}$ при $T \sim 1$ К и $H \leq 45$ Тл. Содержание кислорода было выбрано так, чтобы атомы кислорода упорядочивались в цепочках Cu-O, понижая тем самым уровень структурного беспорядка. Результаты оказались довольно неожиданными (см. рис.).



$\gamma(H) = C(T, H)/T$ для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.56}$. Красная и синяя линии – экспериментальные данные при $T = 1$ К и 2 К соответственно. Черная кривая построена по формуле Лифшица-Косевича с использованием нескольких подгоночных параметров. Красные кружки – экстраполяция к $T=0$. Зеленая кривая – обычная корневая зависимость $\gamma(H) = \gamma(0) + A_C H^{1/2}$.

В полях ниже $H_{irr} \approx 25$ Тл теплоемкость увеличивается корневым образом, как и положено d -волновому сверхпроводнику. При $H > H_{irr}$ возникают осцилляции $C(H)$, которые свидетельствуют о бесщелевой поверхности Ферми и хорошо описываются формулой Лифшица-Косевича. Все бы ничего, но эти осцилляции не приходят на смену корневому росту $C(H)$, а сосуществуют с ним (см. рис.), как если бы в одном и том же образце одновременно присутствовали и d -волновая сверхпроводимость, и нормальная ферми-жидкость. Предлага-

гаемое в [1] возможное объяснение основано на предположении о наличии двух разных замкнутых поверхностей Ферми: одной – с d -волновой сверхпроводящей щелью, а другой – бесщелевой. Существуют, впрочем, и другие, более экзотические интерпретации эксперимента [2].

Л.Опенев

1. S.C.Riggs et al., *Nature Phys.* 7, 332 (2011).

2. Z.Tesanovic, *Nature Phys.* 7, 283 (2011).

Безузловая сверхпроводящая щель в $A_x\text{Fe}_2\text{Se}_2$

К настоящему времени известно уже довольно много безмедных ВТСП на основе железа. Для большинства из них, таких как, например, $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{Fe}_2\text{As}_2$, $\text{BaFe}_{2-x}\text{Co}_x\text{As}_2$ и $\text{Fe}(\text{Se},\text{Te})$, данные фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) и сканирующей туннельной спектроскопии свидетельствуют о $s^\pm$ -волновой симметрии параметра сверхпроводящего порядка Δ (на каждом отдельно взятом кармане поверхности Ферми параметр порядка знакопостоянен, но имеет разные знаки на дырочных и электронных карманах, поэтому в некоторых точках обратного пространства сверхпроводящая щель должна обращаться в нуль). Есть и исключения. Так, в KFe_2As_2 электронные карманы отсутствуют, но измерения теплопроводности, тем не менее говорят о наличии у щели узлов (нулей). Это может быть следствием d -волновой симметрии Δ . Тогда возникает вопрос, так ли уж существенна $s^\pm$ -волновая симметрия для сверхпроводимости большинства пниктидов. Можно, конечно, сказать, что KFe_2As_2 не является характерным представителем безмедных ВТСП из-за крайне низкой $T_c \approx 3$ К. Но сомнения касательно $s^\pm$ -волнового спаривания все же остаются.

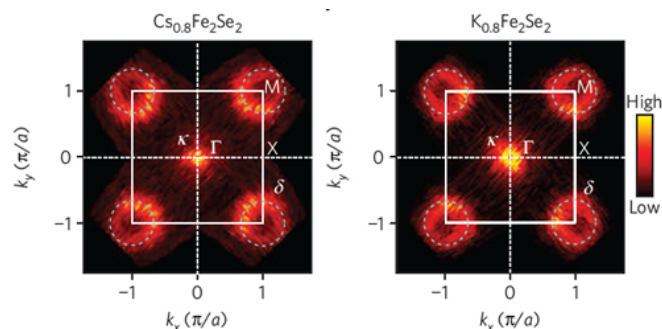


Рис. 1. Двумерные проекции поверхностей Ферми $A_{0.8}\text{Fe}_2\text{Se}_2$ ($A = \text{Cs}, \text{K}$) в δ - и k -зонах по данным ARPES.

Для прояснения ситуации требуется изготовить и исследовать безмедные ВТСП, у которых, с одной стороны, достаточно высокая T_c , а с другой – в которых на поверхности Ферми есть либо только электронные, либо только дырочные карманы. Кандидатами являются недавно синтезированные селениды $\text{Cs}_x\text{Fe}_2\text{Se}_2$ и $\text{K}_x\text{Fe}_2\text{Se}_2$ с $T_c \approx 30$ К. Их химический состав указывает на сильное электронное допирование и, предположительно, на отсутствие у поверхности Ферми дырочных участков. Действительно, ARPES-спектроскопия подтвердила [1] на-

личие в $\text{Cs}_{0.8}\text{Fe}_2\text{Se}_2$ и $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_2\text{Se}_2$ только электронных карманов – сравнительно больших в углах зоны Бриллюэна (δ -зона) и маленького в ее центре (k -зона), см. рис. 1. Сверхпроводящая щель как на δ , так и на k -карманах изотропна (рис. 2) и составляет 10.3 и 7 мэВ соответственно. Сильное различие щелей на этих карманах не согласуется с $s^\pm$ -волновой симметрией, для которой $\Delta \sim \cos(k_x)\cos(k_y)$. Основной вклад в сверхпроводимость дает, очевидно, δ -зона, так как для нее больше и площадь поверхности Ферми, и величина щели. Таким образом, знакопеременность Δ (будь то следствие $s^\pm$ -волновой или d -волновой симметрии) не есть необходимое условие безмедной сверхпроводимости. Что касается механизма спаривания, то представляется маловероятным, чтобы он был разным в различных семействах “железных” сверхпроводников. Но тогда получается, что один и тот же механизм по каким-то причинам приводит к разной симметрии щели. Еще одна загадка...

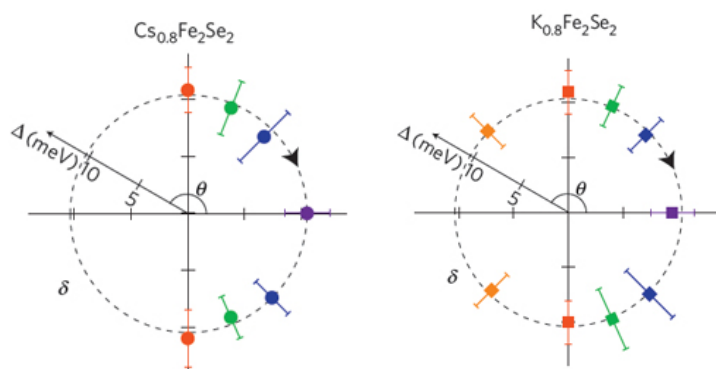


Рис. 2. Сверхпроводящая щель на δ -кармане поверхности Ферми в $\text{Cs}_{0.8}\text{Fe}_2\text{Se}_2$ (слева) и $\text{K}_{0.8}\text{Fe}_2\text{Se}_2$ (справа). Начало координат – в точке М зоны Бриллюэна. Угол θ отсчитывается от направления М-Г.

Л.Опенев

1. Zhang et al., *Nature Mater.* 10, 273 (2011).

Магнетизм и динамика носителей в пниктидах

Во многих материалах сверхпроводимость возникает в непосредственной близости к магнитоупорядоченному состоянию. Так, в родительских для безмедных ВТСП соединениях на основе железа при $T < T_N \approx 150$ К имеют место пространственные осцилляции намагниченности (волна спиновой плотности). Выяснение особенностей магнитной фазы может дать ключ к пониманию механизма спаривания. Взаимосвязь электронных и магнитных свойств пниктидов еще не вполне изучена. В работе [1] (Rutgers University, США) путем комбинации теории функционала плотности и теории динамического среднего поля (DFT + DMFT) показано, что в пниктиде BaFe_2As_2 спиновая поляризация усиливается с ростом энергии (то есть при удалении от поверхности Ферми), а зарядовая поляризация суще-

ственна лишь при низкой энергии (вблизи поверхности Ферми). Это должно приводить к анизотропии оптической проводимости и может быть проверено в экспериментах по сканирующей туннельной микроскопии. Причина заключается в зависимости “взаимодействия Хунда” от энергии возбуждений, что может иметь отношение к механизму сверхпроводимости.

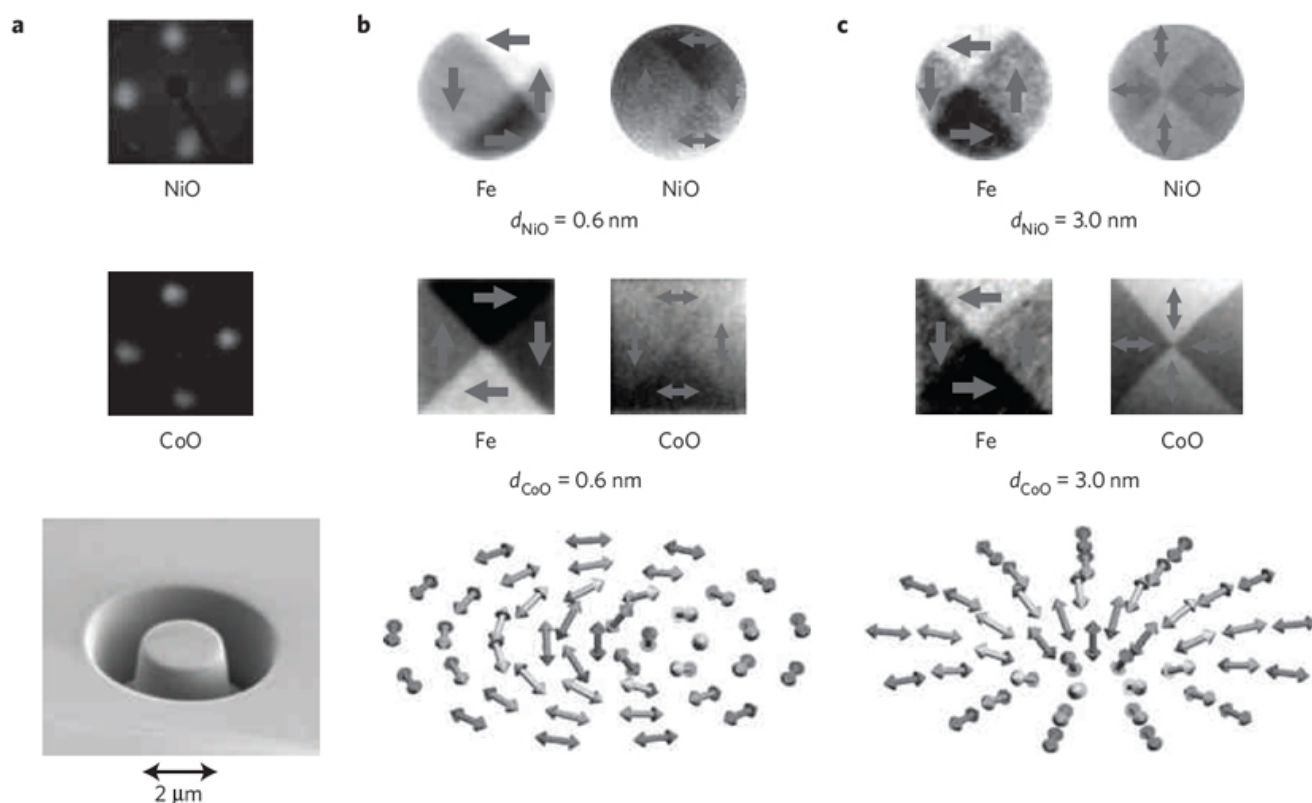
1. Z.P.Yin et al., *Nature Phys.* 7, 294 (2011).

СИНХРОТРОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Прямое наблюдение антиферромагнитных вихрей в дисках Co/Fe/Ag (001)

В тонких ферромагнитных (ФМ) плёнках конечного размера магнитные вихри реализуют структуру скирмионов и характеризуются полярностью и числом намоток [1]. В антиферромагнитных (АФМ) дисках до сих пор вихри наблюдались косвенно за счет индуцированных в интерфейсе АФМ/ФМ упорядоченных ФМ спинов [2]. В недавней работе [3] сообщается о первом прямом наблюдении АФМ

вихрей в двухслойных структурах АФМ/ФМ. Плёнки Ni/Fe и CoO/Fe были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках Ag (001). Оси [110] NiO и CoO параллельны оси [100] Fe и [110] Ag. С помощью фокусированных ионных пучков были подготовлены диски с типичным диаметром ~2 мкм. Магнитные свойства измерялись методами рентгеновской магнитооптики: магнитный круговой дихроизм (XMCD) для ФМ Fe и магнитный линейный дихроизм (XMLD) для АФМ NiO (вблизи Ni L2 края) и CoO (вблизи Co L3 края) на синхротроне ALS в Lawrence Berkeley Nat. Lab. (США). Исследование угловых зависимостей сигналов показало, что взаимная ориентация спинов в ФМ и АФМ зависит от толщины АФМ слоя. Для $d_{\text{CoO}} = 0.6$ нм спины Co коллинеарны спинам Fe, а для $d_{\text{CoO}} = 3$ нм они взаимно перпендикулярны. Вблизи края поглощения NiO и CoO измерялись также спектры XMCD, отсутствие сигнала доказывает, что спектры линейного дихроизма действительно происходят от скомпенсированного АФМ слоя.



На рис. 1 показана элементно-чувствительная доменная структура как ФМ, так и АФМ слоёв, полученная на том же синхротроне методом фотоэлектронной электронно-лучевой микроскопии (РЕЕМ). Низкоэнергетическая электронная дифракция от NiO и CoO, а также электронномикроскопическое изображение самого диска показаны на рис. 1а. Для плёнок NiO и CoO толщиной 0.6 нм на рис. 1b показаны вращающиеся вихри в Fe и коллинеарные вихри в NiO и CoO. На рис. 1с для толщин CoO и NiO 3 нм показан вращающийся вихрь в слое ФМ и ортогональный к нему расходящийся вихрь с ради-

альным направлением спинов в АФМ слоях. Заметим, что подобный расходящийся вихрь не может существовать в ФМ слое, поскольку он индуцирует статические магнитные заряды. В скомпенсированном АФМ проблемы нет, ибо каждая подрешётка индуцирует заряды противоположных знаков, которые взаимно сокращаются.

С.Овчинников

1. O.A.Tretiakov et al., *Phys. Rev. B* 75, 012408 (2007).
2. J.Sort et al., *Phys. Rev. Lett.* 97, 067201 (2006).
3. J.Wu et al., *Nature Physics* 7, 303 (2011).

СПИНТРОНИКА

Подкованная память

Перемещение магнитных доменных границ с помощью поляризованного по спину тока является одной из физических идей, с которыми связывают будущее спиновой электроники. В недавней статье международной команды, включающей в себя исследователей из французского CNRS, из Института общей физики РАН и японского AIST, продемонстрирован действующий прототип устройства, работающего на данном эффекте [1]. Оно создано на основе магнитного туннельного перехода, который в настоящее время является главным элементом магнитной памяти произвольного доступа (MRAM), сочетающей в себе быстродействие полупроводниковых устройств с энергонезависимостью магнитной памяти.

Устройство представляет собой подковообразную сэндвич-структуру (рис. 1). Центральную роль здесь играют магнитные слои: опорный, с постоянной намагниченностью, и свободный, в котором находится подвижная доменная граница. При протекании электрического тока, перпендикулярного слоям, опорный слой служит спиновым поляризатором: прошедшие через него электроны становятся поляризованными по спину и начинают воздействовать на свободный слой. За счет эффекта передачи спина, являющегося разновидностью закона сохранения момента импульса, они стремятся перемагнитить свободный слой в направлении, совпадающем с направлением намагниченности в опорном слое. Изменение направления тока на противоположное оказывает обратное воздействие на свободный слой. Подковообразная форма выбрана с таким расчетом, чтобы действие магнитного поля тока на свободный слой складывалось с действием тока за счет эффекта передачи спина. Совокупное влияние этих двух факторов приводит к тому, что доменная граница перемещается подобно стрелке гальванометра вправо или влево в зависимости от направления электрического тока.

Для считывания состояния такого устройства вовсе не обязательно непосредственно наблюдать микромагнитную структуру подковки. Для этого применяется тот же эффект туннельного магнитосопротивления, который сейчас используется в головках жестких дисков. Поскольку доменная граница разделяет область с намагниченностью, совпадающей с намагниченностью опорного слоя и область с противоположной намагниченностью, то от ее положения зависит сопротивление структуры: оно наименьшее при крайнем правом положении доменной границы, когда намагниченности опорного и свободного слоев сонаправлены, и наибольшее - в крайне левом положении. Таким образом, доменная граница играет роль своеобразного затвора, открывающего и закрывающего туннельный переход (отношение изменения сопротивления к сопротивле-

нию открытого перехода может достигать 200% и больше).

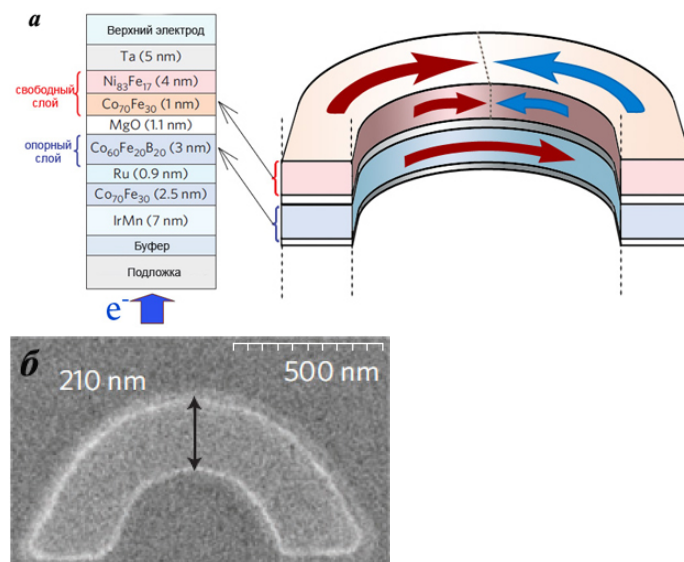


Рис. 1: Магнитный туннельный переход с перемещаемой доменной границей: а - многослойная структура с двумя магнитными слоями: опорным и свободным (в иллюстративных целях толщины магнитных слоев преувеличены); б - изображение структуры в сканирующем электронном микроскопе [1].

В настоящее время в прототипах MRAM, основанных на движении доменных стенок, ток протекает параллельно слоям. Использование новой геометрии позволит понизить плотности токов в сотню раз, что сделает элементы памяти намного более надежными и существенно сократит тепловые потери.

А. Пятаков

1. A.Chanthbouala et al., *Nature Phys.*, advance online publ. (10 April 2011); <http://www.nature.com/nphys/journal/vaop/ncurrent/full/nphys1968.html>

ФУЛЛЕРЕНА И НАНОТРУБКИ

“Гибкая” электроника на углеродных нанотрубках

В наш век на смену традиционным громоздким электронным устройствам приходят все более миниатюрные и мобильные аналоги: телефоны, ноутбуки, электронная бумага. Прогресс не стоит на месте, и особая роль здесь, разумеется, отведена углеродным нанотрубкам (УНТ). В мартовском номере *Nature Nanotechnology* сообщается о производстве высокопроизводительных УНТ-тонкопленочных транзисторов (TFT) и интегральных схем на гибких и прозрачных подложках с помощью химического осаждения из газовой фазы с применением плавающего катализатора (floating catalyst chemical vapor deposition) с последующей газофазной фильтрацией и несложным процессом переноса на подложку [1], см. рис. 1. Получающаяся при таком подходе тонкая УНТ-пленка состоит из достаточно “прямых” нанотрубок длиной около

10 мкм. Газофазная фильтрация и процессы переноса, используемые в работе [1] для изготовления тонких пленок на основе УНТ, могут вполне успешно использоваться и для создания устройств на гибких подложках.

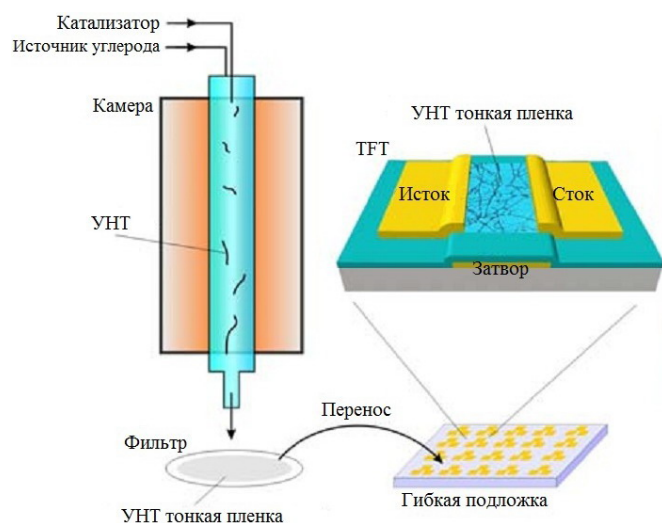


Рис. 1. Схематическое изображение процесса получения тонкой УНТ-пленки на гибкой подложке.

Авторы продемонстрировали тонкопленочные транзисторы (TFT) и интегральные схемы на углеродных нанотрубках, включающие инверторы, кольцевые генераторы, NOR и NAND логические вентили, RS-триггеры, триггеры с задержкой (D-триггеры) на подложках из хорошо известного в литографии полиэтиленафталата (см. рис. 2).

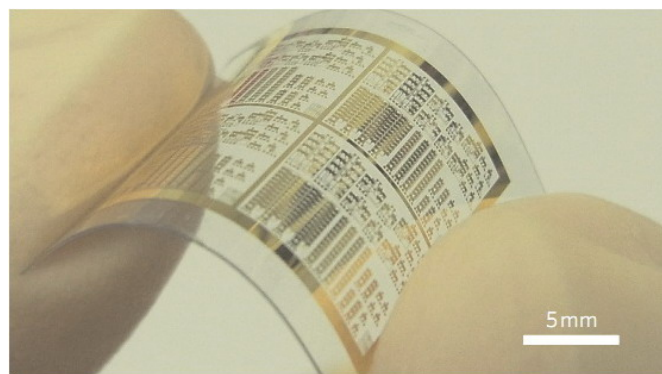


Рис. 2. “Гибкие” интегральные схемы на углеродных нанотрубках.

При этом производительность TFT на подложке из полиэтиленафталата оказалась ничуть не хуже аналогичного TFT на кремниевой подложке. Подвижность носителей составляет $35 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, а соотношение on/off, характеризующее отношение уровней тока во включенном и выключенном состояниях составило $6 \cdot 10^6$. Авторы не сомневаются в хорошей масштабируемости предложенной ими методики изготовления тонкопленочных транзисторов на углеродных нанотрубках применительно к “гибкой” электронике. Газофазная фильтрация нанотрубок при атмосферном давлении и процессы переноса на подложку, используемые в работе, позволяют получать однородные и достаточно большие образ-

цы. Сам процесс фильтрации может быть с легкостью масштабирован посредством увеличения ширины выпускных отверстий и фильтров. Трафаретная и глубокая печать вполне смогут заменить используемые технологии литографии для создания образцов и изготовления электродов и контактов. В конечном итоге, можно утверждать, что работа, проделанная авторами приблизил поставленную ими амбициозную цель — повсеместная и дешевая “гибкая” электроника.

М. Маслов

1. D.Sun et al., Nature Nanotech. 6, 156 (2011).

Однослойные нанотрубки с металлической проводимостью для прозрачных проводящих пленок

Прозрачные проводящие пленки являются важным элементом многих современных электронных устройств, таких как ноутбуки, смартфоны, солнечные элементы, покрытия, защищающие от электромагнитного облучения и т. п. В настоящее время такие пленки производят в основном из оксида олова и индия (ITO), однако интенсивное развитие информационных технологий привело к дефициту этих элементов, что, несомненно, отражается на стоимости соответствующих приборов. В качестве альтернативных материалов для изготовления прозрачных проводящих пленок рассматриваются углеродные наноструктуры (УНС), к числу которых относятся углеродные нанотрубки (УНТ), графены и др. Благодаря удачному сочетанию высокой электропроводности, теплопроводности, прозрачности, гибкости, механической, термической и химической стабильности такие материалы имеют большие перспективы, для реализации которых необходимо овладеть технологией получения углеродных наноструктур с высокой степенью однородности основных характеристик. В связи с этим на получение УНТ с фиксированными характеристиками направлены усилия многих лабораторий мира. В работе [1], выполненной в Univ. of Clemson (США), авторам удалось не только синтезировать однослойные УНТ с преимущественно металлическими свойствами, но и изготовить из них прозрачную проводящую пленку достаточно высокого качества. Образцы однослойных УНТ с содержанием нанотрубок 40–60%, полученные стандартным электродуговым способом, подвергали термообработке при температуре 300°C на воздухе в течение 30 мин., после чего в течение 24 часов промывали в растворе азотной кислоты (2.6 М), подвергали центрифугированию, промывали в деионизованной воде и просушивали в вакууме. Очищенные таким способом образцы УНТ в течение 1 часа обрабатывали раствором 1-докосилоксиметил пирена (DomP) в тетрагидрофуране (THF), после чего суспензию в течение 24 часов подвергали ультразвуковой обработке и в течение 15 мин. центрифугированию с целью разделения металлических и полупроводниковых

УНТ. Факт существенного обогащения образцов металлическими УНТ подтверждают результаты измерения спектров комбинационного рассеяния. Полученные образцы УНТ, содержащие преимущественно металлические нанотрубки, использовали для изготовления прозрачных проводящих пленок тремя методами:

а) суспензию УНТ (2 мг) в безводном диметилфталате (DMF) (20 мл) после тщательного перемешивания и ультразвуковой обработки в течение 24 часов наносили с помощью распылителя в атмосфере аргона при температуре 200°C на стеклянную подложку;

б) суспензию УНТ (10 мг) в додецилсульфате натрия (SDS) (25 мг) с добавлением 25 мл деионизованной воды, после ультразвуковой обработки (16 час.) и центрифугирования (20 мин.) наносили с помощью распылителя на стеклянную подложку в атмосфере аргона при температуре 150°C, (полученную пленку несколько раз промывали деионизованной водой (без перемешивания) и просушивали на воздухе);

в) суспензию, содержащую УНТ (5 мг), SDS (1.25 г) и деионизованную воду (125 мл) после ультразвуковой обработки (16 час.) и центрифугирования (20 мин.) подвергали вакуумной фильтрации с использованием фильтра на основе окиси алюминия.

Во всех случаях перенос полученных пленок на прозрачную подложку с целью исследования оптических характеристик производили с помощью липкой ленты. Измерения спектров пропускания полученных пленок УНТ показывают, что прозрачность образцов для излучения с $\lambda = 550$ нм составляет 80%, что является достаточным для использования пленок в гибких дисплеях и других подобных устройствах.

А. Елецкий

1. F.Lu et al., *Chem. Phys. Lett.* **497**, 57 (2010).

КОНФЕРЕНЦИИ

4-я Международная конференция “Фундаментальные проблемы высокотемпературной сверхпроводимости” (ФПС’11), 3–7 октября 2011, Москва-Звенигород

Научная тематика:

- Section M. Механизмы ВТСП
- Section P. Физические свойства ВТСП материалов и сверхпроводящих структур
- Section N. Новые сверхпроводники и родственные материалы
- Section A. Применения

Сроки и даты

Регистрация: до **10 мая 2011 г.**

Представление текстов докладов: до **10 мая 2011 г.**

E-mail: org-fps11@sci.lebedev.ru

Web: <http://fps11.lebedev.ru/ru/>

XIV Международный, междисциплинарный симпозиум “Порядок, беспорядок и свойства оксидов” (ODPO-14), 14-19 сентября 2011 г., п. Лоо, Краснодарский край, Россия

Контрольные даты:

1 июня 2011 г. – последний день поступления тезисов и регистрационной формы

E-mail: org.oma.odpo@gmail.com

Web: <http://odpo-conference.ru/questions>

XIV Международный, междисциплинарный симпозиум “Упорядочение в минералах и сплавах” (OMA-14), 8-13 сентября 2011 г., п. Лоо, Краснодарский край, Россия

Контрольные даты:

1 июня 2011 г. – последний день поступления тезисов и регистрационной формы

E-mail: org.oma.odpo@gmail.com

Web: <http://oma-conference.ru/>

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

Ответственный редактор: И.Чугуева, e-mail: irina@issp.ras.ru

Научные редакторы К.Кугель, Ю.Метлин

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

Компьютерный ввод, макет: И.Фурлетова

Адрес редакции: 119296 Москва, Ленинский проспект, 64^а