

В этом выпуске:

КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ

*Когда же, наконец, будет квантовый компьютер:
попытки прогноза*

21 февраля на семинаре по квантовой информатике в Физико-технологическом институте (ФТИАН) А.А.Кокин сделал обзор современных экспериментальных достижений в области квантовых компьютеров. По-прежнему большие надежды связывают с использованием сверхпроводниковых структур как макроскопических квантовых объектов. Изготовление таких структур не требует экстремальных технологических размеров. Однако особое внимание в докладе было уделено сравнительно новому направлению: квантовым компьютерам на ионах в ловушках. Электроды, которые позволяют удерживать ионы электрическим полем, могут быть сформированы с помощью обычной микронной технологии осаждения металлов на подложку. В высоком вакууме ион оказывается подвешенным над таким чипом на высоте примерно 50 мкм. Единственный мыслимый источник декогерентизации – это флуктуации напряжения на электродах. В настоящее время уже удается захватывать ионы и транспортировать их в ловушку, где они выстраиваются в цепочку благодаря кулоновскому отталкиванию. Взаимодействуют они через колебания этой цепочки, причем можно устроить взаимодействие даже удаленных ионов. Управление состоянием кубита, т.е. обеспечение перехода электрона на возбужденный уровень, производится с помощью лазера, который может быть нацелен в соответствующий ион. По теоретическим оценкам этот тип квантового компьютера является исключительным рекордсменом по количеству логических операций, которые можно выполнить за время декогерентизации. По мнению докладчика и председателя семинара академика К.А.Валиева следует обращать особое внимание на конструкции, которые хотя бы в момент рождения представляются идеальными. Опыт показывает, что у многих типов квантовых компьютеров врожденные «технологические» или «физические» недостатки так и не позволяют добиться от них толку, кроме фокусов с несколькими кубитами. Итак, в настоящий момент можно ожидать прорыва на ионах в ловушках. Очень важно отметить, что изготовление таких структур доступно многим исследовательским центрам в России, в частности во ФТИАН, где уже предпринимаются первые попытки. Насторожило слушателей только одно обстоятельство в докладе. Моделирование системы из 10 ионов уже выявляет признаки неустойчивости. Так что может сложиться ситуация, как в управляемом термоядерном синтезе, где плазменные неустойчивости до сих пор не позволяют к нему приблизиться. Однако будем надеяться на лучшую долю квантовых компьютеров.

А теперь все-таки о прогнозе. А.А.Кокин попытался сделать его, основываясь на законе Мура, который гласит, что удвоение количества элементов микросхемы происходит каждые два года. Этот закон соблюдается в микроэлектронике на протяжении многих десятилетий. Если взять за начало отсчета компьютер на ионах в ловушках с двумя кубитами, который был представлен в 2006 г.,

И далее ...

- 2 Динамическое измерение состояния кубита

СВЕРХПРОВОДНИКИ

- 2 О поверхности Ферми в ВТСП
- 3 Новый взгляд на замкнутые сверхпроводящие контуры

НАНОСТРУКТУРЫ, НАНОТЕХНОЛОГИИ

- 3 Соединять медью или нанотрубками?
- 4 Нарушение теоремы о равномерном распределении в теплоизолированных кластерах из атомов с разными массами

ФУЛЛЕРЕНЫ И НАНОТРУБКИ

- 4 “Настройка” параметров электронной структуры фуллеридов

ФИНАНСИРОВАНИЕ И РЫНОК

- 5 Прогресс не отменил новогодние восковые свечи

КОНФЕРЕНЦИИ

- 6 International Conference on Strongly Correlated Electron Systems (SCES'08)
- 6 I Международный междисциплинарный симпозиум "Физика низкоразмерных систем и поверхностей" (LDS-2008)
- 6 XI Международный междисциплинарный симпозиум "Фазовые превращения в твердых растворах и сплавах" (OMA-11)
- 7 XI Международный междисциплинарный симпозиум "Порядок, беспорядок и свойства оксидов" (ODPO-11)

то 100 кубитов следует ожидать в 2014 г., а 1000 кубитов – в 2020-ом. Такой компьютер уже бы позволил решать практически важные задачи. К.А.Валиев высказал другой принцип прогнозирования [1]. Развитие техники показывает, что от момента изобретения до момента широкого использования проходит 50 лет. Если начальным моментом считать год публикации статьи Р.Фейнмана (1984), то полномасштабный квантовый компьютер должен появиться только в 2034 г. Посмотрим, кто окажется прав. Однако оба представленных прогноза предполагают интенсивную работу и достаточное финансирование.

В.Вьюрков

1. К.Валиев. *Русский репортер*, № 6, с.64 (2008).

Динамическое измерение состояния кубита

Китайские ученые предлагают использовать резонансно-туннельную структуру для динамического квантового измерения состояния электрона в двойной квантовой точке (зарядового кубита) [1]. На рис. 1 показано, как высота потенциального барьера зависит от положения электрона в двойной квантовой точке. В случае б) он выше, чем в случае а). Соответственно, и ток в случае б) меньше. В общем случае, когда кубит находится в суперпозиционном состоянии, высота барьера зависит от распределения электронной плотности между точками, что может быть измерено по мгновенному значению тока (рис.2). Различные механизмы затухания включены в расчеты.

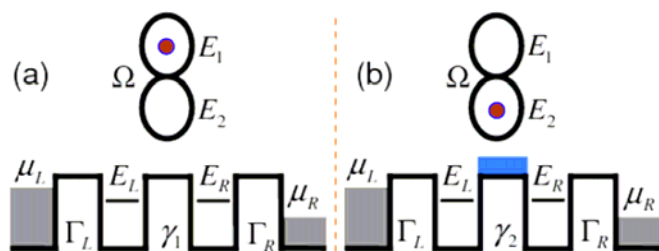


Рис. 1. Схема измерения состояния кубита.

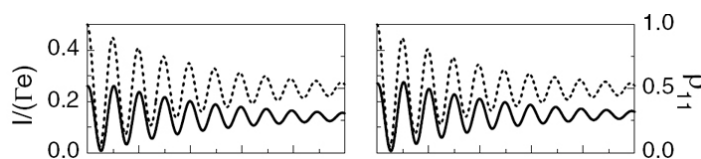


Рис. 2. Расчитанные временные зависимости тока I (сплошная линия) и вероятности нахождения электрона в верхней точке p_{11} .

Пугаться тут нечего. Здесь не представлено полное измерение квантовой системы, которое, как известно, запрещено. Состояние кубита характеризуется двумя вещественными числами. В качестве одного из них можно выбрать вероятность нахождения электрона в одной из точек, например, p_{11} , а в качестве другого – фазу. В представленной схеме измерения определяется только вероятность, фаза остается неизвестной.

Для неразрушающего измерения необходимо обеспечить малое воздействие измерителя на измеряемую систему. Авторы считают, что это требование выполняется, поскольку в данной схеме к измеряемой квантовой точке приближен туннельный барьер, в котором исключительно мала концентрация заряда. Создается иллюзия, что можно сколь угодно точно измерить вероятность p_{11} , внося в эволюцию квантовой системы сколь угодно малые возмущения, если у нас имеется очень чувствительный амперметр. Это было бы справедливо, если бы не существовал квант заряда – заряд электрона. Вследствие этого ток можно зарегистрировать только тогда, когда из одного контакта в другой перейдет хотя бы один электрон. Для точного измерения тока требуется много электронов, чтобы превзойти уровень дробового шума. Большое количество электронов приводит к большой разности величин кулоновской энергии точек в кубите. В результате, чем точнее мы будем измерять вероятность, тем большие возмущения будем вносить в фазу кубита, т.е. в его собственную эволюцию.

В.Вьюрков

1. Z.-T. Jiang et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 075210 (2008).

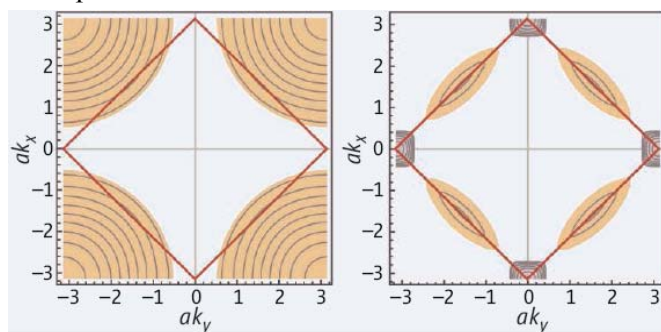
СВЕРХПРОВОДНИКИ

О поверхности Ферми в ВТСП

Вскоре после открытия ВТСП Ф.Андерсон высказал предположение, что исходные диэлектрики (при допировании которых возникает высокотемпературная сверхпроводимость) можно описать как спиновую жидкость, находящуюся в состоянии резонирующих валентных связей (RVB), а допирование приводит к спонтанному нарушению симметрии, в результате которого магнитные синглетные пары становятся заряженными сверхпроводящими парами [1]. Но эксперимент показал, что диэлектрическое состояние является антиферромагнитным, то есть спиновая симметрия изначально уже нарушена. Каким образом антиферромагнетизм сменяется сверхпроводимостью, пока не понятно. Экспериментальную информацию об эволюции электронной подсистемы ВТСП при допировании дают исследования поверхности Ферми, отделяющей занятые электронами состояния от незанятых. И за последний год здесь получены неожиданные результаты [2-6]: несмотря на то, что у большинства ВТСП сверхпроводимость появляется при дырочном допировании, эксперимент свидетельствует о присутствии в недодопированных ВТСП носителей заряда разного знака, то есть как дырок, так и электронов (см. рис.). Следовательно, изменение концентрации носителей приводит к “реконструкции” поверхности Ферми, в результате которой кардинально меняется ее топология. И это является, по-видимому, общей для всех систем ВТСП особенностью. Микроскопический механизм такой реконструкции не ясен. Более чем через 20 лет интен-

Перст, 2008, том 15, выпуск 5

сивных исследований ВТСП мы продолжаем открывать для себя их все новые и новые удивительные грани.



Слева – поверхность Ферми (черные линии) в импульсном пространстве разделяет состояния, занятые (голубой цвет) и незанятые (оранжевый цвет) электронами. Справа – в недодопированных ВТСП происходит “реконструкция” поверхности Ферми: к двум дырочным “карманам” (оранжевый цвет) добавляется один электронный (фиолетовый цвет).

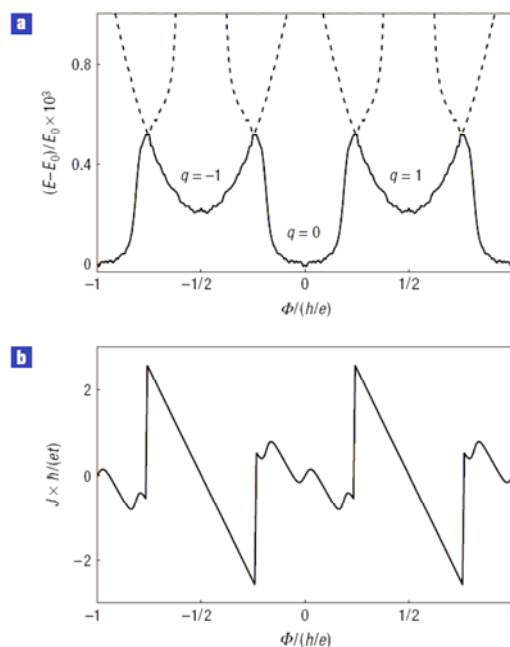
По материалам заметки
S.Chakravarty, *Science* **319**, 735 (2008).

1. P.W.Anderson, *Science* **235**, 1196 (1987).
2. N.Doiron-Leyraud et al., *Nature* **447**, 565 (2007).
3. A.F.Bangura et al.,
<http://arxiv.org/abs/0707.4461> (2007).
4. D.LeBoeuf et al., *Nature* **450**, 533 (2007).
5. D.A.Yelland et al., <http://arxiv.org/abs/0707.0057> (2007).
6. C.Jaudet et al., <http://arxiv.org/abs/0711.3559> (2007).

Новый взгляд на замкнутые сверхпроводящие контуры

Теория БКШ предсказывает, что в замкнутом сверхпроводящем контуре сверхток J является периодической функцией потока магнитного поля Φ через площадь, ограниченную контуром. Период осцилляций J равен кванту магнитного потока $\Phi_0 = h/2e$, где h – постоянная Планка, e – элементарный электрический заряд. Теоретические предсказания вроде бы подтверждаются экспериментами, как с обычными, так и с высокотемпературными сверхпроводниками. Однако в работе [1] физиков из Германии (University of Augsburg) и России (ИФТТ РАН, Черноголовка) показано, что если сверхпроводящая щель обращается в нуль в некоторых точках импульсного пространства, то для контура изготовленного из такого сверхпроводника (ВТСП, Sr_2RuO_4 , тяжелофермионные сверхпроводники и пр.) период зависимости $J(\Phi)$ равен не Φ_0 , а $2\Phi_0$. Это связано с соответствующей периодичностью энергии сверхпроводника как функции Φ (см. рис.), обусловленной наличием вблизи уровня Ферми большого количества токовых состояний и изменением чисел заполнения этих состояний в магнитном поле. Авторы [1] численно решили уравнения Боголюбова – де Жена для сверхпроводника с d -волновой симметрией параметра порядка на квадратной решетке из 80×80 и 40×40 узлов с

“дыркой” из 28×28 и 14×14 узлов, соответственно. Упругое рассеяние электронов на примесях не приводит к качественному изменению вида кривой $J(\Phi)$. Эта кривая не чувствительна также и к форме контура. Почему же $2\Phi_0$ -периодичность J не наблюдалась экспериментально? Расчеты показали, что в зависимости $J(\Phi)$ присутствует и компонента с периодом Φ_0 , и компонента с периодом $2\Phi_0$. Но если первая уменьшается с ростом внутреннего диаметра контура d как $\sim 1/d$, то вторая – как $\sim 1/d^2$ (ширина контура не играет существенной роли). Поэтому при $d \approx 1$ мкм (типичная для экспериментов с ВТСП величина) удельный вес компоненты с $2\Phi_0$ -периодичностью составляет всего лишь несколько процентов. Интересно, что, согласно теории, $2\Phi_0$ -периодичность J должна наблюдаться и в контурах из s -волновых сверхпроводников, если их диаметр меньше длины когерентности.



Зависимости (a) полной энергии E квадратного сверхпроводящего контура и (b) сверхтока J от магнитного потока Φ через площадь контура, полученные путем самосогласованного решения уравнений Боголюбова – де Жена для d -волнового сверхпроводника.

1. F.Loder et al., *Nature Phys.* **4**, 112 (2008).

НАНОСТРУКТУРЫ, НАНОТЕХНОЛОГИИ Соединять медью или нанотрубками?

Сотрудники Rensselaer Institute (Troy, США) из первых принципов с помощью метода функционала плотности рассчитали сопротивление медных нанопроводов диаметром 60 нм и длиной 1 мкм [1]. Оно оказалось равным 14 Ом, а при учете поверхностного рассеяния сопротивление увеличилось до 53 Ом. Расчет согласуется и с экспериментальными данными. Действительно, сопротивление нанопроводов гораздо выше, чем то, что дается величиной удельного сопротивления объемного материала.

Авторы сравнили сопротивление медной нанопроволоки с сопротивлением связки с таким же диаметром, составленной из одностенных углеродных нанотрубок. Поскольку длина свободного пробега в нанотрубке около 1 мкм, можно говорить о баллистической проводимости. Каждая нанотрубка отвечает кванту сопротивления $h/2e^2 = 13$ кОм, а всего их в связке 3200, получаем сопротивление связки равное 4 Ом. Таким образом, RC-время задержки в соединениях на нанотрубках оказывается в 10 раз меньше, а быстродействие схемы, соответственно, в 10 раз выше.

Однако при всех своих многочисленных достоинствах и преимуществах перед другими материалами по-прежнему остается неясным, как монтировать или выращивать нанотрубки в определенных местах сложных микросхем. Известные приемы пока годятся для соединения единичных элементов.

В.Вьюков

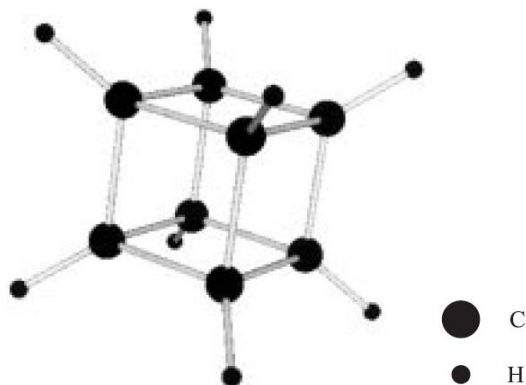
1. Y. Zhou et al., *J. Phys.: Condens. Matter* **20**, 095209 (2008).

Нарушение теоремы о равнораспределении в теплоизолированных кластерах из атомов с разными массами

Если энергия взаимодействия классических частиц зависит только от их относительных координат (но не от скоростей), то в каноническом ансамбле (то есть ансамбле систем, находящихся в тепловом равновесии с резервуаром при температуре T) на каждую степень свободы приходится кинетическая энергия $k_B T/2$, где k_B – постоянная Больцмана, что известно как теорема о равнораспределении. На каждую из N частиц (независимо от ее массы) приходится кинетическая энергия $\langle \varepsilon_{kin}^i \rangle_c = 3k_B T/2$, где $i = 1-N$ – номер частицы, а полная кинетическая энергия равна $\langle E_{kin}^i \rangle_c = 3Nk_B T/2$ (здесь $\langle \dots \rangle_c$ означает среднее по каноническому ансамблю). Существует, однако, класс задач, для решения которых более подходит концепция не канонического, а микроканонического ансамбля, то есть ансамбля систем с фиксированной полной энергией. К таким задачам относятся, например, задачи о быстро протекающих процессах распада возбужденных атомных кластеров в газовой фазе и их взаимодействии между собой. При этом роль температуры играет так называемая “динамическая” температура T_d , определяемая соотношением $\langle E_{kin}^i \rangle_t = 3Nk_B T_d/2$, где $\langle \dots \rangle_t$ – среднее по времени эволюции одной отдельно взятой системы. Заметим, что из этого определения вовсе не следует, что на *каждую* из N частиц приходится энергия $\langle \varepsilon_{kin}^i \rangle_t = 3k_B T_d/2$, то есть аналогия с каноническим ансамблем является неполной.

Именно в этом классе физических задач авторы работы [1] для модельной системы из N твердых сфер нашли точные аналитические выражения для одночастичных функций распределения по энергии и

скорости и показали, что в микроканоническом ансамбле величина $\langle \varepsilon_{kin}^i \rangle_t = 3k_B T_d/2$ также одинакова для всех частиц. Но, в отличие от канонического ансамбля, это справедливо лишь в том случае, когда система состоит из частиц одинаковой массы. Если же массы частиц a и b разные, то при фиксированном импульсе системы $P = \text{const}$ отношение $\langle \varepsilon_{kin}^a \rangle_t / \langle \varepsilon_{kin}^b \rangle_t$ равно $(M - m_a)/(M - m_b)$, то есть средняя кинетическая энергия частицы тем больше, чем меньше ее масса (здесь M – полная масса системы). Авторам работы [2] удалось, используя импульсные переменные Якоби, строго доказать, что полученные в [1] результаты справедливы и для систем с произвольным многочастичным потенциалом межатомного взаимодействия. Более того, в работе [2] предложено интуитивное обобщение выражения для $\langle \varepsilon_{kin}^a \rangle_t / \langle \varepsilon_{kin}^b \rangle_t$ на системы с фиксированными величинами не только импульса, но и момента импульса. Хотя приведенная в [2] формула не выведена, а по сути дела просто угадана, ее справедливость полностью подтверждена численными расчетами динамики метастабильного кубейна C_8H_8 (см. рис.) с использованием реалистического многочастичного потенциала. По-видимому, область применения этой формулы шире, чем считают сами авторы [2]. Эффект неравномерного распределения кинетической энергии в малых теплоизолированных кластерах с атомами разной массы должен обязательно учитываться как при моделировании, так и при анализе соответствующих экспериментальных данных.



1. *J. Chem. Phys.* **165**, 164102 (2006).
2. *ФТТ* **50**, 1146 (2008).

ФУЛЛЕРЕНЫ И НАНОТРУБКИ “Настройка” параметров электронной структуры фуллеридов

Фуллериды – твердые тела из фуллеренов C_{60} – привлекают к себе интерес, в первую очередь, из-за большого разнообразия физических свойств материалов на их основе – от магнетизма до сверхпроводимости, что обусловлено наличием в фуллеридах различных конкурирующих между собой взаимодействий: электрон-электронного, электрон-фононного и пр. Выяснить, какую роль играет каждое из этих взаимодействий экспериментально

весьма непросто, поскольку все они “работают” одновременно, и “отделить” одно от другого нельзя.

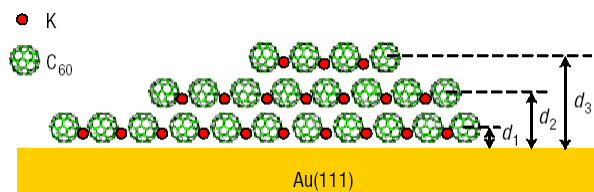


Рис.1. Схематическое изображение трехслойной пленки K_xC_{60} на подложке $Au(111)$.

В работе [1] сотрудники University of California at Berkeley (США) обратили внимание на возможность контроля и “настройки” параметров электронной структуры фуллеридов. Они вырастили ультратонкие пленки K_xC_{60} из $L = 1, 2$ и 3 слоев фуллеренов C_{60} , допированных калием (рис. 1), и, используя сканирующую электронную микроскопию для измерения локальных ВАХ, показали, что свойства таких пленок меняются систематическим образом при изменении x и L . При этом содержание калия x определяет не только концентрацию электронов, но и их взаимодействие с ян-теллеровскими фононами, которое значительно больше для локализованных электронов, чем для делокализованных (рис.2).

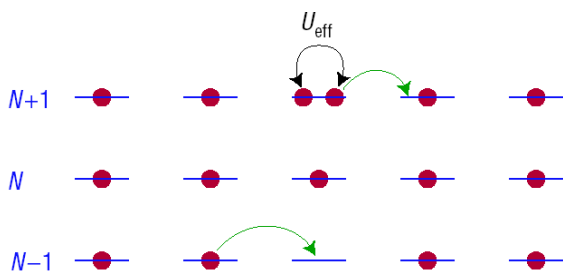


Рис.2. Если на каждый фуллерен C_{60} приходится один электрон (N), то электроны локализованы из-за сильного кулоновского отталкивания U_{eff} (диэлектрическая фаза). Если число электронов увеличивается ($N+1$) или уменьшается ($N-1$), то избыточные электроны и дырки, соответственно, могут “перепрыгивать” с фуллерена на фуллерен (металлическая фаза).

Что касается эффективной энергии U_{eff} хаббардовского отталкивания двух электронов на одном фуллерене, то она оказывается тем больше, чем дальше от подложки находится фуллерен (рис.3), то есть величина U_{eff} минимальна в однослойных пленках. Регулировка электрон-фононного взаимодействия U_{eff} и концентрации электронов путем изменения x и L позволила авторам [1] контролируемым образом переводить пленки K_xC_{60} из диэлектрического состояния в металлическое и обратно. Полученные в [1] результаты открывают путь к целенаправленному синтезу фуллеридов с заданными свойствами. Такой же подход можно попробовать применить и к пленкам из фуллеренов C_{20} — пока еще не синтезированным экспериментально, но представляющим огромный интерес как кандидат в новые высокотемпературные сверхпроводники.

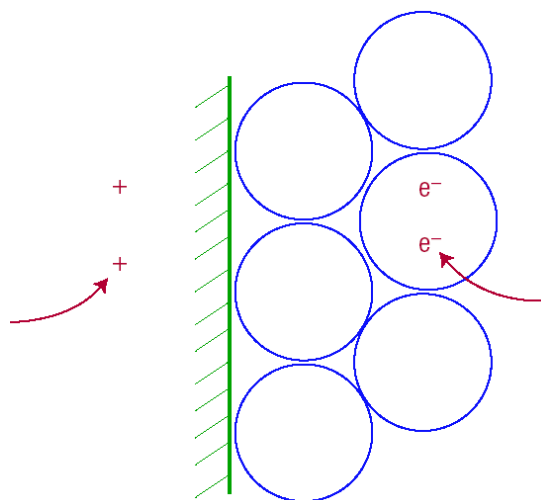


Рис.3. Иллюстрация эффекта усиления кулоновского отталкивания электронов на фуллерене второго слоя из-за ослабления их взаимодействия с положительными зарядами, индуцированными в металлической подложке.

Л.Опенков

I. Y.Wang et al., Nature Mater. 7, 194 (2008).

ФИНАНСИРОВАНИЕ И РЫНОК

Прогресс не отменил

новогодние восковые свечи

В ожидании взросления одного из первых нановорожденных - светодиодов - компании продолжают бороться за жизнь стариков — ламп накаливания. Цель этой борьбы, в первую очередь, связана с нарастающим движением за сохранение окружающей среды (в данном случае от вредных выбросов, работающих день и ночь электростанций).

В Австралии лампы накаливания находятся на грани исчезновения: в период между 2009 и 2010 годом вся страна перейдет на менее энергозатратные флуоресцентные лампы. Это решение австралийского правительства позволит стране сохранить более 4 ТВт·час электрической мощности (что равносильно избавлению от выброса в атмосферу 4 млн. тонн углеродных загрязнений от тепловых электростанций) и 371 млн. долл.

В США нет плана запретить лампы накаливания, а скорее, у производителей существуют планы значительного повышения их эффективности. Технология ламп накаливания фактически оставалась без изменений в течение 125 лет с момента их изобретения. Сегодняшние лампы генерируют больше тепла (90%), чем света (10%). Министерство энергетики США приняло решение обязать соответствующих производителей повысить эффективность ламп накаливания на 25-30% к 2012 г. и на 60% к 2020 г. 100 Вт лампы, дающие яркость освещения в диапазоне 1490-2600 люмен, к 2012 г. должны быть заменены 72 Вт лампами с аналогичной яркостью. Лампы, не укладывающиеся в предлагаемый стандарт, не будут допускаться на рынок. Новый стандарт позволит сэкономить до 40 млрд. долл. стоимости электричества, что равносильно исключению

выбросов в атмосферу 750 млн. тонн углеродных загрязнений к 2030 году.

Компания Philips Lighting в 2007 г. выпустила на рынок серию компактных галогеновых флуоресцентных ламп, которые, по утверждению компании, экономят от 30 до 47% электроэнергии - 70 Вт галогеновая лампа дает освещенность, аналогичную 100 Вт лампе накаливания.

Компания General Electric, основанная как раз одним из изобретателей ламп накаливания Томасом Эдисоном, заявляет, что к 2010 году выпустит на рынок лампы накаливания в два раза более эффективные, чем существующие сегодня и, что особенно важно, в 4 раза более эффективные в сравнении с компактными флуоресцентными лампами. В эти разработки General Electric вложила более 200 млн. долл. в течение последних 4-х лет.

Конечно, светодиоды – самые эффективные из перечисленных источников света, но пока они очень дорогие и не переносят экстремальных охлаждений (ниже -20°C) и перегрева (выше $+90^{\circ}\text{C}$). Стоимость светодиода, создающего освещенность на уровне 1000 люмен - 10 долл. (для сравнения лампа накаливания и люминесцентная лампа с аналогичной светимостью стоят 0.6 и 0.4 долл., соответственно).

Продажа основного сегодняшнего конкурента ламп накаливания – компактных люминесцентных ламп - в 2007 г. увеличилась на 20%. Но как поведет себя рынок завтра, предсказать трудно. Ведь основное преимущество ламп накаливания в том, что потребитель любит их свет больше, чем люминесцентный!

1. <http://www.eetimes.com/news/latest/showArticle.jhtml;jsessionid=NYEFUJ2OQBYOMQSNLPC/KHSCJUNN2JVN;?articleID=206902412>

КОНФЕРЕНЦИИ



International Conference on Strongly Correlated Electron Systems (SCES'08)
17-22 August 2008,
Rio de Janeiro, Brazil

Abstract Submission Deadline **01/05/2008**

Notice of Abstract Acceptance **15/06/2008**

Early Registration Deadline **01/07/2008**

Manuscript Submission Deadline **15/07/2008**

Contacts

e-mail: sces2008@cbpf.br

Phone/Fax: 55 21 2141-7423

Web: www.cbpf.br/sces2008

I Международный междисциплинарный симпозиум "Физика низкоразмерных систем и поверхностей" (LDS-2008), 5-9 сентября 2008 г., пос. Лоо, Краснодарский край, Россия

Тематика:

1. Тонкие пленки и слоевые покрытия (молекулярная и газовая эпитаксия)
2. Методы исследования структуры, состава и характеристики свойств поверхностей и тонких пленок (диэлектрики, в том числе сложные окислы, металлы и сплавы, интерметаллиды, полупроводники)
3. Реконструкция и релаксация поверхностей объемных материалов и микронных слоевых систем
4. Твердофазные реакции в пленках и слоевых покрытиях, межфазные границы (состав, структура, адсорбция, десорбция)
5. Поверхностные фазы. Фазовые диаграммы. Контактные явления: равновесное и неравновесное плавление
6. Низкоразмерные магнитные системы, отражение и поглощение, резонансное поглощение в миллиметровом и субмиллиметровом диапазоне
7. Жидкокристаллические материалы. Фазы, их структура, фазовые диаграммы, свойства жидкокристаллических фаз

1 июня 2008 года последний день регистрации и принятия тезисов.

Контакты:

E-mail: org.lds@gmail.com

Web: <http://www.ip.rsu.ru/>



XI Международный междисциплинарный симпозиум "Фазовые превращения в твердых растворах и сплавах"

(OMA-11), 10-15 сентября 2008 г., пос. Лоо, Краснодарский край, Россия

Тематика:

1. Упорядочения в сплавах и сложных оксидах металлов
2. Дальний и ближний порядок в упорядочивающихся сериях твердых растворов
3. Явления атомного упорядочения и проблемы минералогии
4. Упорядочения и проблемы высокотемпературной сверхпроводимости и колоссального магнетосопротивления
5. Порядок-беспорядок и магнитные свойства сплавов, твердых растворов, минералов
6. Антифазные домены в упорядочивающихся сплавах и их роль в формировании свойств сплавов

7. Проблемы упорядочения во фрагментах структуры
8. Проблемы упорядочения дефектов
9. Физические аспекты контактного плавления. Свойства и природа эвтектик

1 июня 2008 года последний день регистрации и принятия тезисов.

Контакты:

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

Web: <http://www.ip.rsu.ru/>



**XI Международный
междисциплинарный
симпозиум "Порядок,
беспорядок и свойства**

**оксидов" (ODPO-11), 16-21 сентября 2008 г,
пос. Лоо, Краснодарский край, Россия**

Тематика:

1. Упорядочения в сложных оксидах - проблемы кристаллохимии
2. Упорядочения в нестехиометрических оксидах и проблемы высокотемпературной сверхпроводимости и колоссального магнитосопротивления
3. Магнитные упорядочения в сложных оксидах
4. Дальний и ближний порядок в упорядочивающихся сериях твердых растворов, сплавов, композитных материалов и минералов
5. Суперионная проводимость и структура оксидов
6. Процессы кристаллизации и получение наноструктурированных тонких пленок
7. Фазовые переходы в пленках и размерные эффекты
8. Фазовые переходы как инструмент активации каталитической активности оксидов 3-d металлов
9. Равновесные и неравновесные состояния в сложных оксидах

1 июня 2008 года последний день регистрации и принятия тезисов.

Контакты:

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

Web: <http://www.ip.rsu.ru/>

Научная сессия ОФН РАН

26 марта 2008 г.

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН
(Ленинский просп., 53, главное здание, 3 этаж)

Программа

1. Климов В.В. (ФИАН) Наноплазмоника
2. Истомин Я.Н. (ФИАН) Генерация электрон-позитронной плазмы в магнитосфере нейтронных звезд
3. Косевич Ю.А. (ИХФ РАН) Фано-рассеяние фононов в наноструктурах

Web: www.gpad.ac.ru

Семинар по магнетизму

18 марта 2008 г. 17.00.

Институт физических проблем им. П.Л.Капицы.

Доклад

Аронзон Б.А., Лагутин А.С., Тугушев В.В. (РНИЦ «Курчатовский институт») Магнитные свойства квантовых ям GaAs/d<Mn>/GaAs/In_xGa_{1-x}As/GaAs

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

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

Научные редакторы К.Кугель, Ю.Метлин

В подготовке выпуска принимали участие: В.Вьюрков, Л.Опенков

Компьютерный ввод, макет: И.Фурлетова

Адрес редакции: 119296 Москва, Ленинский проспект, 64