

УДК 538.945

АНИЗОТРОПНЫЕ РАЗМЕРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МНОГОСЛОЙНЫХ ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ СТРУКТУРАХ НА ОСНОВЕ СВЕРХПРОВОДНИКОВ

С.Л. ПРИЩЕПА

*Белорусский государственный университет информатики и радиоэлектроники**П. Бровки, 6, Минск, 220013, Беларусь**Поступила в редакцию 20 октября 2003*

В кратком обзоре проанализированы свойства тонкопленочных анизотропных структур на основе различных слоистых сверхпроводников, таких, как $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$, многослойных наноструктур Nb/CuMn и сверхрешеток на основе высокотемпературных сверхпроводников. Указаны общие черты, характеризующие поведение исследованных трех систем.

Ключевые слова: сверхпроводимость, анизотропия, перенос заряда, квантовое плавление, число Гинзбурга.

Введение

После открытия высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1], общей чертой которых является слоистая структура, представляющая собой чередование сверхпроводящих и несверхпроводящих плоскостей [2], исследование явлений сверхпроводимости в системах с ограниченной размерностью получило новый импульс. В частности, вследствие невысокой токнесущей способности ВТСП в присутствии магнитного поля исследование транспортных механизмов и свойств вихревых сред в слоистых системах на основе сверхпроводников вызывает повышенный интерес многочисленных групп исследователей как с точки зрения теории, так и эксперимента [3]. В связи с этим искусственные слоистые системы, основанные как на ВТСП, так и на обычных сверхпроводниках, представляются идеальным объектом исследований, поскольку в них существует возможность подбора необходимых материалов и соединений, контролируемого изменения множества параметров. Так, многослойные структуры на основе обычных сверхпроводников можно рассматривать как модельные для лучшего понимания происходящих в ВТСП процессов. В то же время искусственно созданные сверхрешетки на основе ВТСП представляют собой совершенно новый класс материалов, который дает возможность исследовать влияние таких процессов, как перенос заряда, на свойства этих новых соединений. Более того, некоторые ВТСП-сверхрешетки проявляют необычные свойства, которые позволяют надеяться на их практическое применение [4].

В настоящем обзоре вначале представлены данные по исследованию транспортных свойств ВТСП на основе Bi, которые отличаются высокой степенью анизотропии вследствие их слоистой структуры. Затем обсуждаются результаты исследований Nb/CuMn сверхрешеток, в которых сплав CuMn является ярким представителем класса спиновых стекол. Показано, что свойства подобных сверхрешеток помогают лучше понять многие эффекты в ВТСП [5-7]. Наконец, описаны результаты исследований свойств искусственно синтезированных ВТСП-сверхрешеток с целью более глубокого понимания микроскопических механизмов, лежащих в основе явления сверхпроводимости в ВТСП [8,9].

Влияние анизотропии на свойства вихревых сред в висмутсодержащих ВТСП

Как известно, крип магнитного потока играет существенную роль в определении транспортных свойств ВТСП [3] в пределе малых возмущений. В этом случае удельное сопротивление образца можно записать в виде [10, 11]

$$\rho = \rho_0 \exp[-U / kT],$$

где ρ_0 — коэффициент по порядку величины, равный удельному сопротивлению в нормальном состоянии; U — энергия пиннинга; k — постоянная Больцмана; T — температура. В общем случае U является функцией от T , магнитного поля B и тока смещения I , $U(T, B, I)$. На рис. 1 приведены кривые $\rho(T, B)$ для образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$, представленные в виде кривых Аррениуса. Пленки были получены методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [12]. Магнитное поле было ориентировано перпендикулярно плоскости подложки. Наклон зависимости $\ln \rho$ от T^{-1} связан с энергией U как [13]:

$$U_{\text{eff}} = k \frac{d(\ln \rho)}{dT^{-1}} = U(T) - T \frac{dU}{dT}.$$

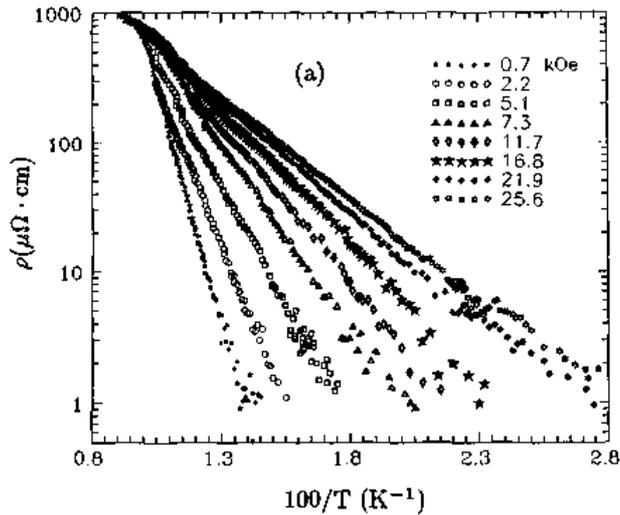


Рис. 1. Зависимости $\rho(T)$ для образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ при разных значениях магнитного поля

Для правильного анализа данных, приведенных на рис.1, необходимо знать характер зависимости $U(T)$, который, строго говоря, не известен. Тинкхамом [14] было предложено следующее обобщенное выражение:

$$U(t) = U(0) (1 - t^2)^{2-n} (1 - t^4)^{n/2},$$

где $t = T/T_c$, T_c — критическая температура, а показатель степени n может принимать значения 1, 2 или 3 [13, 15, 16]. Вследствие этого получаем следующее выражение для U_{eff} [13]:

$$U_{\text{eff}} = U(t) \left[1 + (2 - n) 2t^2 / (1 - t^2) + 2nt^2 / (1 - t^4) \right] = U(t) \beta(t, n).$$

Таким образом, наклон кривых Аррениуса дает значение U_{eff} , увеличенное в β раз по сравнению с реальным U . Ранее [13] нами было получено, что для Вi-содержащих ВТСП значение показателя степени $n=3$. На рис.2 показана зависимость $U(B)$ для одного из образцов. Значения потенциала пиннинга были рассчитаны в пределе $T=0$. Из рисунка видно, что зависимость $U(B)$ достаточно хорошо описывается законом $U(B) \sim B^{-\alpha}$, причем $\alpha \approx 0.5$ [12]. Такой по-

казатель степени связан со слоистой структурой $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$, обуславливающей наличие пластических деформаций вихревых линий. Как известно [3], в этом случае энергия пластических деформаций запишется в виде

$$U_{pl}(B) = 2\varepsilon_v a_0 \approx \Phi_0^2 a_0 \lambda^{-2} \propto B^{-0.5}.$$

Таким образом, данный результат указывает на влияние анизотропии системы на характер зависимости $U(B)$ в слоистых сверхпроводниках.

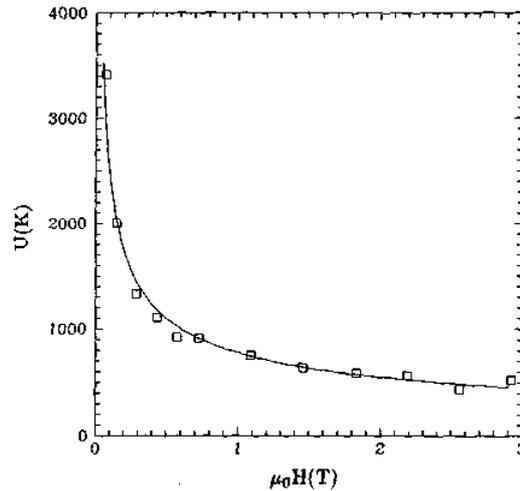


Рис.2. Зависимость $U(B)$ для образца $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$, полученная из рис.1. Сплошная линия соответствует зависимости $U \sim B^{-0.43}$

Благодаря пластическим деформациям (а именно, изгибам) вихревых нитей в анизотропных сверхпроводниках сами вихри представляют собой весьма сложную структуру. Возможно разбиение вихревых нитей на двумерные сегменты, вследствие чего применительно к ВТСП можно говорить, скорее, о "вихревой среде", чем о классической вихревой решетке. Высокие T_c в сочетании со слоистой структурой ВТСП приводят и к сложным флуктуационным движениям вихрей, что проявляется в большом количестве фазовых переходов и кроссоверов в вихревой среде, отображаемых на фазовой диаграмме. В частности, высокие анизотропия и T_c в ВТСП приводят к тому, что механизмы движения вихревой среды оказываются весьма сложными. Статический беспорядок (большая дисперсия распределения энергии пиннинга) приводит к размыванию кроссовера крип (течение магнитного потока) [17,18], что в свою очередь вызывает сильное уширение нелинейного участка вольтамперных характеристик (ВАХ). Ниже приведем результаты исследований влияния неоднородной структуры $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ на движение вихревой среды в случае слабых магнитных полей ($B < 0,1$ Т).

На рис.3 [19] приведены зависимости $U(J)$, полученные из кривых $\rho(T, B, J)$ по описанному выше методу для разных значений B . Из рисунка видно, что зависимости $U(J)$ имеют ступенчатый вид. Левая и правая "полки" соответствуют двум режимам поведения вихревой среды с $\rho = \text{const}$, разделенным областью кроссовера для $J \approx J^* \approx 10^4$ А/см². При $J > J^*$ имеет место режим свободного течения вихрей (РТВ) [20]. При $J < 10^3$ А/см² $\sim 0,1J^*$ ВАХ также линейны. На первый взгляд, это довольно странный факт, так как при $J \rightarrow 0$ в классическом сверхпроводнике должны $\rho \rightarrow 0$, т.е. $U \rightarrow \infty$. В нашем случае $U(J \rightarrow 0) \sim 5kT$. Как указано в работах [10,21], это типичное значение энергии для режима термически активированного течения вихрей (ТАТВ), когда из-за больших тепловых флуктуаций относительно низкий потенциальный барьер преодолевается вихрями с достаточно большой вероятностью, что и делает режим ТАТВ наблюдаемым.

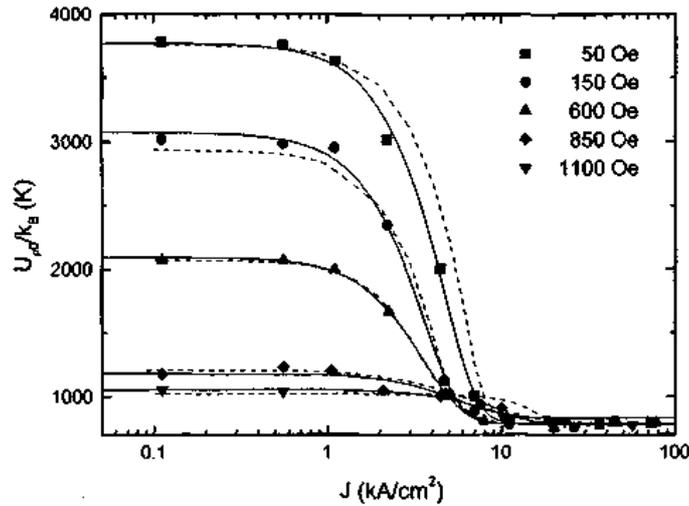


Рис.3. Зависимость $U(J)$ для пленки $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ при разных значениях магнитного поля

Отметим, что при поле в 1100Э значения $U(J)$ для обоих режимов движения мало отличаются друг от друга. Скорее всего, данный результат обусловлен деструкцией (испарением) вихревых нитей [3]. Суть данного явления состоит в том, что в результате тепловых флуктуаций связь между 2D-сегментами вихревой нити становится очень слабой. В [22] дана следующая оценка температуры $T_m^*(H)$ разрушения вихревой нити:

$$T_m^*(B) \approx T_m(B) \left[\frac{\pi \Phi_0}{B \Lambda^2} \ln \left(\frac{\Lambda}{\pi \xi_{ab}} \right) \right]^{0.5},$$

где

$$T_m(B) = \frac{\varepsilon_0 c_L^2}{\gamma} \left[\frac{\pi}{2} \ln \left(\frac{H_{c2}(T)}{B} \right) \right]^{0.5} \left(\frac{\Phi_0}{B} \right)^{0.5}; \quad \varepsilon_0 \text{ — линейная плотность энергии вихревой}$$

нити; γ — коэффициент анизотропии; c_L — число Линдемана; λ — глубина проникновения магнитного поля; $\Lambda = \gamma s$ — джозефсоновская длина; s — расстояние между сверхпроводящими слоями. Для $T \approx 80$ К значение поля испарения нити $B_d \approx 0,02$ Тл. Несколько большие расчетные значения B_d по сравнению с измеренными объясняются в нашем случае тем, что оценка B_d получена без учета влияния точечных дефектов, находящихся в Cu-O_2 -плоскостях; но точечные дефекты увеличивают деформации изгиба, что способствует их разрушению [23]. Распад вихревых нитей на 2D-сегменты приводит к тому, что при $B \geq B_d$ любой сколь угодно малый транспортный ток вызывает свободное течение двумерных вихрей.

Фазовая диаграмма в координатах h - t и π -фаза в сверхрешетках на основе обычных сверхпроводников и магнитных металлов

На транспортные свойства сверхпроводников II рода оказывает влияние множество факторов. В случае слоистой структуры это влияние усиливается анизотропией (т.е. уменьшением размерности физического объекта). Положение линии обратимой намагниченности (ЛОН) во многом определяет степень практического применения того или иного сверхпроводника. Чем ближе эта линия к зависимости $H_{c2}(T)$, тем шире диапазон по магнитному полю, в котором сверхпроводник может быть использован при конструировании различных приборов. Поэтому понимание базовых физических механизмов, определяющих положение ЛОН, является ключевым моментом в улучшении рабочих характеристик приборов. В то же время природа ЛОН в ВТСП может быть самая разная (депиннинг, плавление, фазовый переход в состояние вихревого стекла и т.п.) [3].

Для того чтобы изучить в отдельности каждый из возможных механизмов, обычно используют искусственно синтезированные сверхрешетки, в которых можно сравнительно легко контролировать и прогнозировать любые параметры на стадии изготовления. С этой точки зрения многослойные структуры на основе обычных сверхпроводников и магнитных металлов являются идеальными модельными объектами при изучении того или иного механизма образования ЛОН. Действительно, их можно реализовать таким образом, что анизотропия будет единственным фактором, оказывающим влияние на положение ЛОН. Это достигается простым изменением толщины несверхпроводящего (магнитного) слоя всего лишь на несколько ангстрем (благодаря сильному влиянию магнетизма на разрыв куперовских пар). Помимо этого, связь сверхпроводимости и магнетизма оказывает важную роль в определении свойств ВТСП [24].

В многослойных структурах Nb/CuMn (сверхпроводник/спиновое стекло) природа ЛОН обусловлена плавлением вихревой решетки вследствие квантовых флуктуаций [5]. На рис.4 показаны кривые Аррениуса для резистивных переходов для двух образцов Nb/CuMn в перпендикулярно ориентированном магнитном поле. Толщина слоев Nb была 250Å в обоих образцах. Толщина слоев CuMn составляла 4Å в одном образце (образец *a*) и 6Å в другом (образец *b*). Из рисунков видно, что на кривых присутствует излом, положение которого зависит от значений магнитного поля. Данный излом свидетельствует об изменении в динамике вихревой среды между двумя стационарными состояниями, соответствующими разным значениям энергии активации. Нанося позиции этих изломов в координатах H - T , получаем линию, лежащую ниже зависимости $H_{c2}(T)$, которая может быть ассоциирована с ЛОН. На рис.5 приведены подобные зависимости для одного из образцов Nb/CuMn.

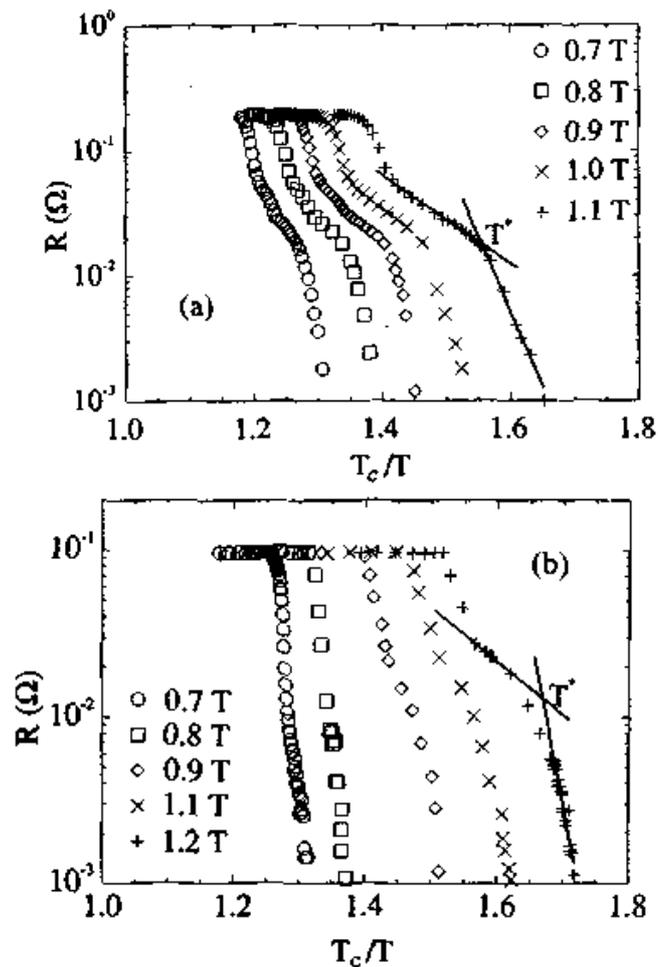


Рис.4. Зависимость $\ln R$ от T_c/T для двух образцов Nb/CuMn

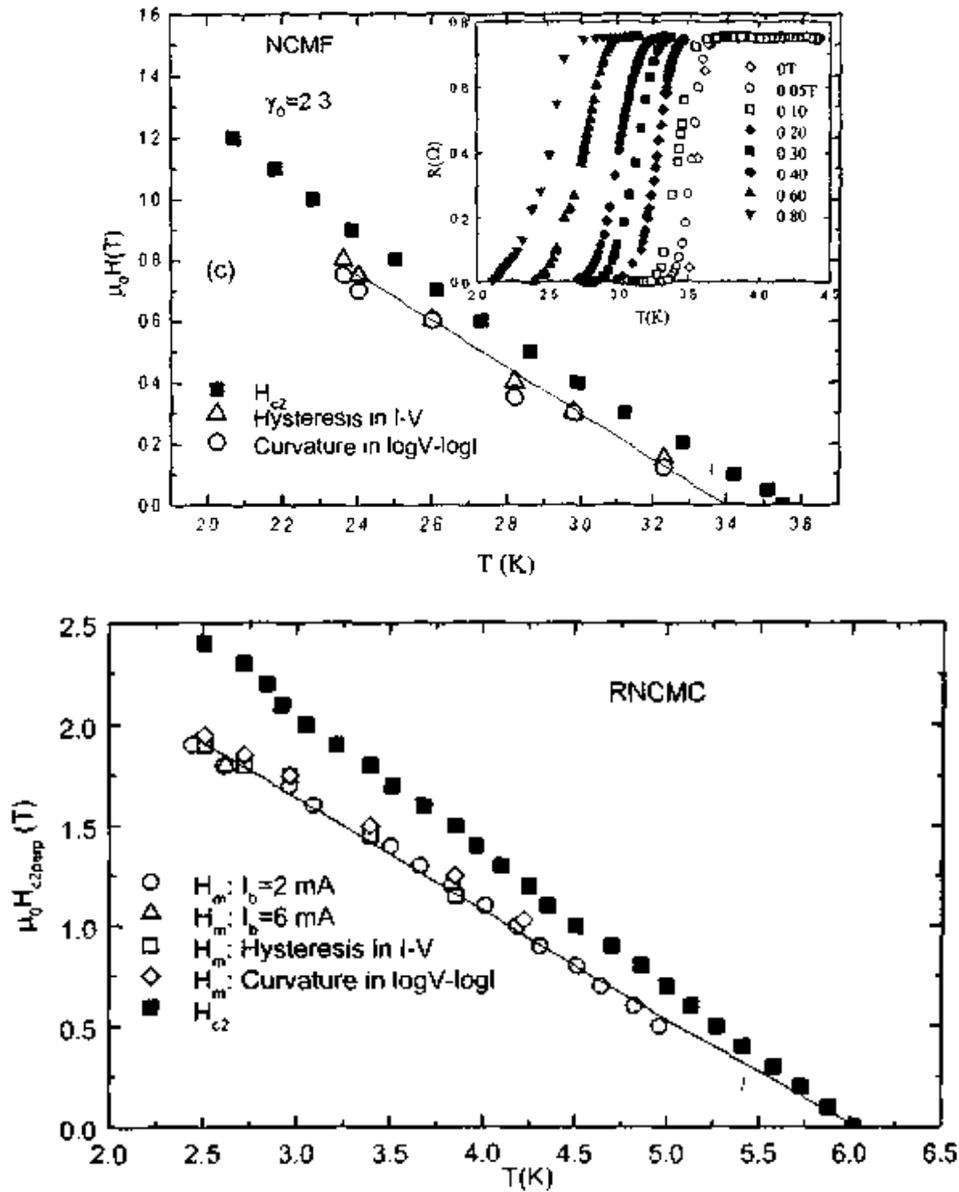


Рис.5. Фазовая диаграмма в плоскости H - T -образца Nb/CuMn. ЛОН получена различными способами. Кружки и треугольники соответствуют положению $T^*(H)$. Сплошная линия получена из теории квантового плавления вихревой решетки, $c_L=0,16$

В умеренно анизотропных сверхпроводниках при низких температурах вклад квантовых флуктуаций может оказаться решающим в процессе плавления вихревой решетки [28]. Вообще говоря, суммарное смещение вихрей из положения равновесия $\langle u \rangle^2$ определяется как $\langle u \rangle^2 = \langle u \rangle_{th}^2 + \langle u \rangle_q^2$, где первый член суммы представляет собой амплитуду среднеквадратичного смещения вихрей из положения равновесия вследствие термических флуктуаций, а второй – вследствие квантовых. Величина $\langle u \rangle_q^2$ определяется отношением $Q^*/(Gi)^{0,5}$, где $Q^* = 2\pi e^2 \rho_n / \hbar s$. Когда $Q^*/(Gi)^{0,5} \gg 1$, вклад квантовых флуктуаций в плавление оказывается определяющим. Важным параметром, определяющим абсолютную величину Q^* , является межслойное расстояние s , которое для Nb/CuMn не превышает 20 Å. Поэтому $Q^*/(Gi)^{0,5} > 30$ [28]. В этом случае ЛОН определяется соотношением [29]

$$h_m = 4\Theta^2 / \left[1 + (1 + 4Q\Theta/t)^{0,5} \right]^2,$$

где $h_m = H_m/H_{c2}$, $t = T/T_c$, $\Theta = \pi c_L^2 (t^{-1} - 1)/(Gi)^{0.5}$, $Q = Q^* \Omega \tau / \pi (Gi)^{0.5}$; Ω — частота, порядка дебаевской; τ — эффективное время электронной релаксации [29]. Несмотря на кажущееся обилие неизвестных параметров, их количество может быть сведено к одному — числу Линдемана. Все остальные величины были измерены или рассчитаны для Nb/CuMn в наших работах [5–7]. Сплошная линия на рис. 5 соответствует результатам расчета при $c_L = 0,16$. На рис. 6 приведены ЛОН для разных образцов Nb/CuMn. Значения c_L варьируются от 0,1–0,2 [7].

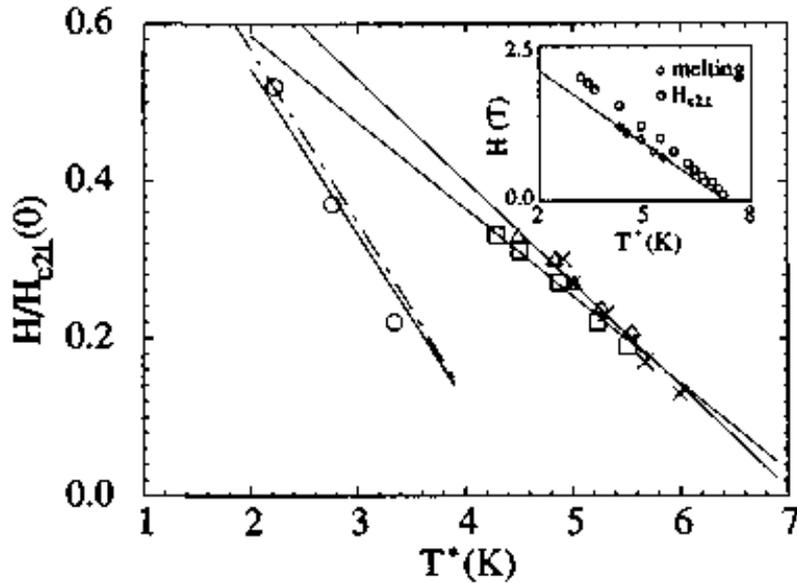


Рис. 6. ЛОН для разных образцов Nb/CuMn. Сплошные линии получены из теории квантового плавления вихревой решетки. На вставке изображена фазовая диаграмма для одного из образцов

Таким образом, исследование транспортных свойств Nb/CuMn позволяют определить природу ЛОН для сверхрешеток с расстоянием между сверхпроводящими слоями порядка 10 Å. Основным результатом этих исследований является то, что квантовые флуктуации могут оказывать существенное влияние на положение ЛОН.

Остановимся еще на одном интересном результате, связанном со свойствами сверхрешеток Nb/CuMn. Прямым следствием наличия магнитного материала (спинового стекла) в сверхрешетке является возможность изменения фазы волновых функций в соседних слоях Nb на величину π . Такое изменение фазы определяет немонотонное, осциллирующее поведение T_c в зависимости от толщины слоев CuMn, d_{CuMn} [7, 30]. На рис.7 показана подобная зависимость $T_c(d_{CuMn})$ для серии образцов сверхрешеток Nb/CuMn, у которых изменяется лишь один параметр d_{CuMn} при неизменной толщине слоев Nb (250Å). Из рисунка отчетливо видно немонотонное поведение $T_c(d_{CuMn})$, которое может быть описано в терминах π -фазы (сплошная линия).

В ВТСП многие явления объясняются, предполагая d-симметрию волновой функции [31]. Этот тип симметрии связывают с влиянием магнитных эффектов. С другой стороны, d-симметрия волновой функции однородного сверхпроводника в чем-то схожа с разницей фаз в π для волновых функций, описывающих сверхпроводящее состояние двух соседних слоев Nb, обнаруженной нами в Nb/CuMn. Действительно, в случае π -фазы знак параметра порядка изменяется при переходе от одного слоя сверхпроводника к другому. В то же время для d-волны в ВТСП изменение знака параметра порядка происходит при переходе от одного лепестка волновой функции к соседнему в плоскости Cu-O₂ [31]. Эта схожесть открывает возможность для осуществления множества интересных экспериментов с использованием сверхрешеток Nb/CuMn, которые позволят глубже понять как природу возникновения π -фазы, так и механизмы высокотемпературной сверхпроводимости в купратных соединениях.

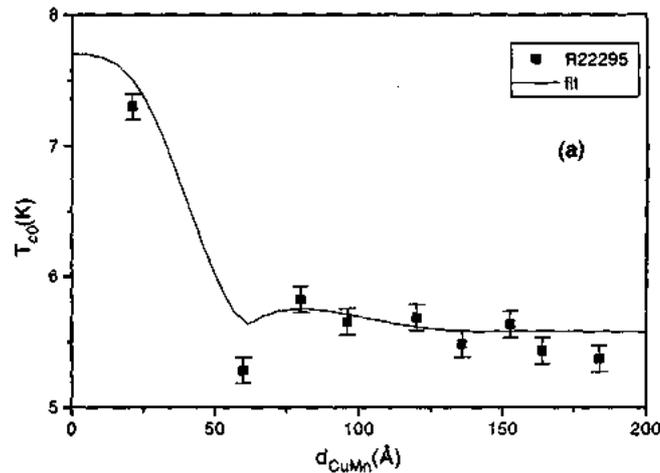


Рис. 7. Зависимость T_c от d_{CuMn} для серии образцов Nb/CuMn

Перенос заряда в искусственно синтезированных сверхрешетках на основе ВТСП

Успех в развитии вакуумных технологий осаждения эпитаксиальных слоев привел к возможности реализации сверхрешеток на основе только ВТСП [4,32]. В частности, формирование искусственных слоистых структур, в которых материал каждого слоя может быть изменен по желанию изготовителя, создает условия для изучения микроскопических явлений, важных для понимания сути механизмов в ВТСП, а также для реализации принципиально новых материалов с улучшенными эксплуатационными параметрами [33]. Можно отметить механизм переноса заряда из блоков его накопления (резервуаров) в активные плоскости, где осуществляется собственно сверхпроводимость. Данный механизм переноса заряда может быть непосредственно реализован в некоторых искусственно синтезированных сверхрешетках на основе ВТСП. В основе гипотезы о переносе заряда лежит представление о том, что во всех купратных ВТСП элементарная ячейка кристаллической решетки может быть представлена в виде двух блоков: источника заряда и активной плоскости (обычно это Cu-O₂-плоскости [2]). Электронные свойства этих блоков и их толщины (соотношение толщин) играют решающую роль в определении оптимального числа зарядов в Cu-O₂-плоскостях и, следовательно, в оптимизации критической температуры и сверхпроводящих свойств. Естественный путь изучения этого механизма – формирование сверхрешеток с изменяющимися свойствами промежуточных слоев. Так, сверхрешетки на основе ВаCuO₂/СаCuO₂ и ВаCuO₂/SrCuO₂, полученные методом лазерной абляции, проявляют сверхпроводящие свойства [33]. Критическая температура материала ВаCuO₂/СаCuO₂ с двумя ячейками ВаCuO₂ и тремя СаCuO₂ в одном периоде структуры достигает 80К [34], несмотря на то что оба образующих соединения являются диэлектриками. Зависимость критической температуры от числа ячеек СаCuO₂ в одном периоде сверхрешетки при неизменном количестве ячеек ВаCuO₂ указывает на то, что механизм переноса заряда может быть использован для объяснения экспериментальных данных, приведенных на рис.8. Действительно, для этих сверхрешеток зависимость T_c от числа ячеек СаCuO₂ имеет явно выраженный максимум, схожий с аналогичным для зависимости T_c от концентрации носителей заряда во многих ВТСП [35].

Аналогичные результаты были получены нами и для сверхрешеток Bi₂Sr₂CuO_x/СаCuO₂, сформированных с помощью метода МЛЭ [8,35]. Соединение Bi₂Sr₂CuO_x является сверхпроводником с $T_c \approx 10\text{K}$ [36], а соединение СаCuO₂ – изолятором. В этом случае роль резервуара заряда играют слои Bi₂Sr₂CuO_x. Зависимость T_c от толщины слоев СаCuO₂ воспроизводит типичные зависимости T_c от числа носителей заряда. Из рис.9 видно, что максимум T_c приходится на значение 41К, что связано с оптимальным легированием в Cu-O₂-плоскостях.

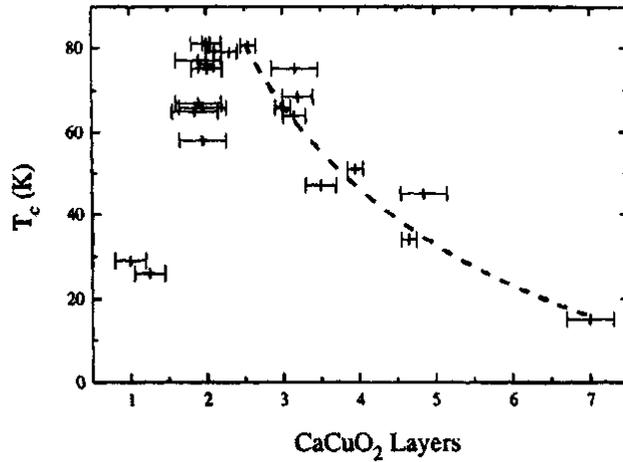


Рис. 8. Зависимость T_c от числа ячеек CaCuO_2 в сверхрешетке $\text{BaCuO}_2/\text{CaCuO}_2$ [34]

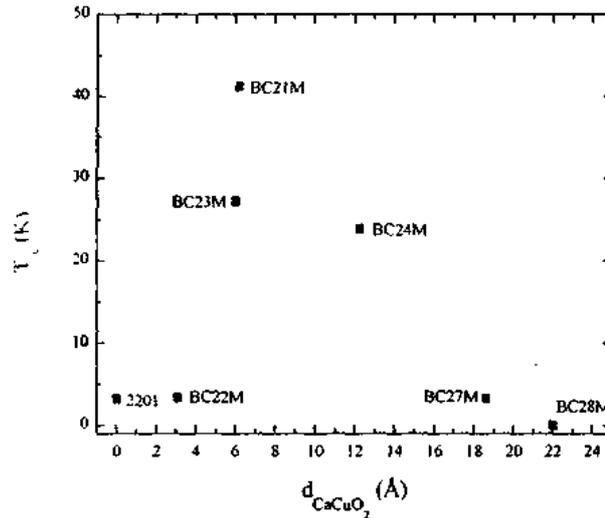


Рис. 9. Зависимость T_c от числа ячеек CaCuO_2 в сверхрешетке $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_x/\text{CaCuO}_2$

Результаты транспортных измерений для сверхрешеток $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_x/\text{CaCuO}_2$ также указывают на то, что Cu-O_2 -плоскости являются ответственными за сверхпроводимость и находятся в блоках CaCuO_2 [9,35]. Так, ЛОН, измеренные для этих сверхрешеток для перпендикулярной и параллельной ориентации магнитного поля (рис. 10), дают значение параметра анизотропии меньше, чем для пленок $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_x$. Если бы сверхпроводимость в этих сверхрешетках осуществлялась бы в слоях $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_x$, то расстояние между Cu-O_2 -плоскостями в сверхрешетке возрастало бы, что неизбежно привело бы к росту анизотропии. В то же время расстояние между Cu-O_2 -плоскостями в CaCuO_2 уменьшается по сравнению с $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_x$ (3 вместо 12 Å), что и приводит к меньшему значению анизотропии.

Еще один важный вывод следует из измерений транспортных свойств сверхрешеток $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_x/(\text{Ca}_x\text{Sr}_{1-x})\text{CuO}_2$, в которых атомы Ca частично замещаются атомами Sr. Помимо изменения структурных свойств, проводимость соединения $(\text{Ca}_x\text{Sr}_{1-x})\text{CuO}_2$ также претерпевает изменения, увеличиваясь с ростом доли атомов Sr. Это, в свою очередь, оказывает влияние на сверхпроводящие свойства всей системы. На рис.11 приведены кривые резистивного перехода $R(T)$ для трех образцов сверхрешеток $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_x/(\text{Ca}_x\text{Sr}_{1-x})\text{CuO}_2$ с $x=1,0, 0,5$ и 0 . Из рисунка видно, что с ростом содержания Sr критическая температура снижается до 0, что свидетельствует об изменениях свойств активных плоскостей при реализации механизма переноса заряда.

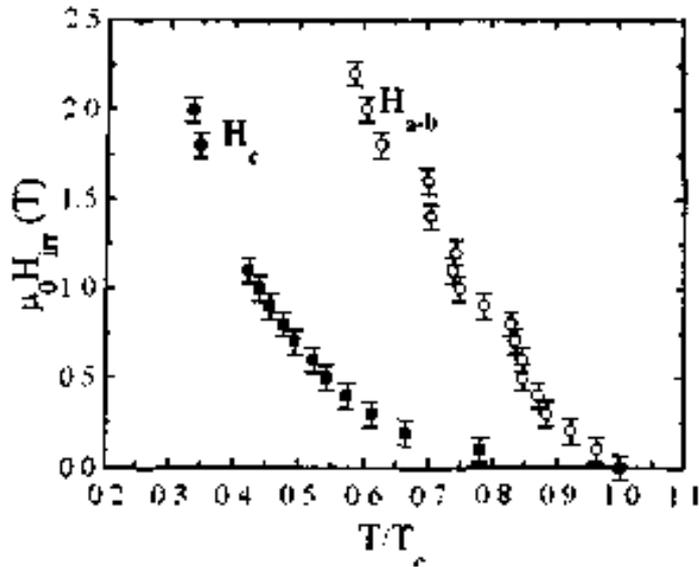


Рис. 10. ЛОН для параллельного и перпендикулярного магнитного поля сверхрешетки CaCuO_2 в сверхрешетке $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_y/\text{CaCuO}_2$

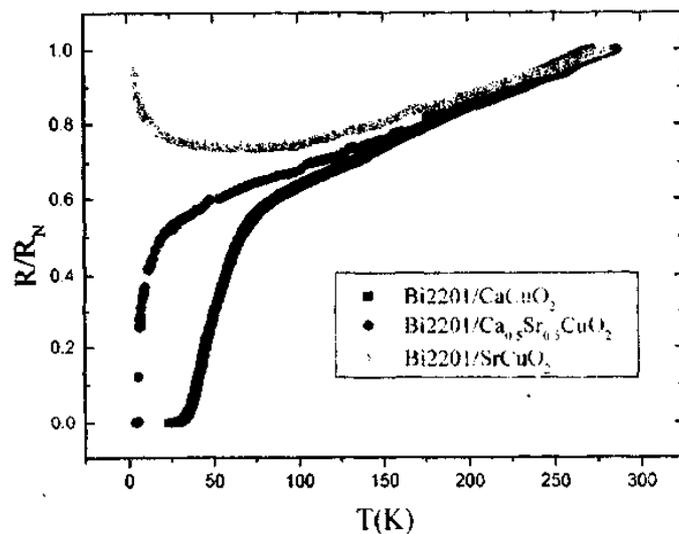


Рис. 11. Зависимости $R(T)$ для сверхрешеток $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_y/(\text{Ca}_x\text{Sr}_{1-x})\text{CuO}_2$ при разных x

Заключение

С помощью исследования транспортных свойств сверхпроводящих слоистых систем можно глубже понять ряд явлений, связанных как с фундаментальными, так и прикладными аспектами. В частности, сверхрешетки на основе обычных сверхпроводников вместе с магнитными материалами могут быть использованы в качестве самостоятельного объекта для исследования механизмов квантового плавления вихревой решетки и π -фазы. Сверхрешетки на основе ВТСП позволяют детально исследовать механизм переноса заряда и формирования сверхпроводимости в оксидных структурах, осуществлять поиск принципиально новых сверхпроводящих материалов с улучшенными эксплуатационными параметрами. Исследование топологии вихревых нитей в ВТСП позволяет глубже понять природу влияния анизотропии на свойства вихревых сред.

ANISOTROPIC DIMENSIONAL EFFECTS IN MULTILAYERED SUPERCONDUCTOR-BASED THIN FILM STRUCTURES

S.L. PRISCHEPA

Abstract

The properties of different anisotropic thin film based structures have been analyzed in this brief review. We have considered such materials as Bi₂Sr₂CaCu₂O_x, multilayered Nb/CuMn nanostructures and superlattices based upon the high temperature superconductors. General features which characterize the behavior of three studied systems have been shown.

Література

1. *Bednorz J.G., Muller K.A.* // *Z. Phys.* 1986. Vol.64. P.189.
2. *Cava R.J.* // *Science.* 1990. Vol.247. P.656.
3. *Blatter G., Feigelman M.V., Geshkenbein V.B. et al.* // *Rev. Mod. Phys.* 1994. Vol.66. P.1125.
4. Superlattices II: Native and Artificial, edited by I. Bozovic and D. Pavuna, Proc. SPIE. 1998. Vol.3480.
5. *Attanasio C., Coccorese C., Prischepa S.L. et al.* // *Phys. Rev. B.* 1996. Vol.53. P.1087.
6. *Mercaldo L.V., Maritato L., Prischepa S.L. et al.* // *Phys. Rev. B.* 1996. Vol.53. P.14040.
7. *Attanasio C., Di Luccio T., Prischepa S.L. et al.* // *Phys. Rev. B.* 2000. Vol.62. P.14461.
8. *Salvato M., Carbone G., Prischepa S.L. et al.* // *Physica C.* 1999. Vol.316. P.215.
9. *Salvato M., Montella A., Prischepa S.L. et al.* // *Physica C.* 2000. Vol.341. P.1903.
10. *Dew-Huges D.* // *Cryogenics.* 1988. Vol.28. P.674.
11. *Anderson P.W., Kim Y.B.* // *Rev. Mod. Phys.* 1964. Vol.36. P.39.
12. *Attanasio C., Prischepa S.L., Salvato M. et al.* // *Physica C.* 1996. Vol.225. P.239.
13. *Пруцэна С.Л.* // *Весті НАН Беларусі. Сер. фіз.-мат. навук.* 1996. №2. С.90.
14. *Тинкхам М.* Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980. Глава 5.
15. *Tinkham M.* // *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol.61. P.1658.
16. *Yeshurun Y., Malozemoff A.P.* // *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol.59. P.2202.
17. *Chen J., Yin D.L., Li C.Y.* // *Solid State Commun.* 1994. Vol.89. P.775.
18. *Kushnir V.N., Coccorese C., Prischepa S.L.* // *Physica C.* 1997. Vol.275. P.211.
19. *Кунур В.Н., Пепров А.Ю., Пруцэна С.Л.* // *Физика твердого тела.* 2000. Т.42. С.1553.
20. *Bardeen J., Stephen M.J.* // *Phys. Rev. A.* 1965. Vol.140. P.1197.
21. *Kes P.H., Aarts J., van den Berg J. et al.* // *Superconductor Science and Technology.* 1989. Vol.1. P.242.
22. *Glazman L.I., Koshelev A.E.* // *Phys. Rev. B.* 1991. Vol.43. P.2835.
23. *Prischepa S.L., Vecchione A., Kushnir V.N. et al.* // *Superconductor Science and Technology.* 1999. Vol.12. P.533.
24. *Millis A.J., Monien H.* // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol.70. P.2810.
25. *Attanasio C., Prischepa S.L., Maritato L. et al.* // *J. Appl. Phys.* 1995. Vol.77. P.2081.
26. *Attanasio C., Salvato M., Prischepa S.L. et al.* // *Phys. Rev. B.* 1998. Vol.57. P.6056.
27. *Houghton A., Pelcovits R.A., Sudbo A.* // *Phys. Rev. B.* 1989. Vol.40. P.6763.
28. *Blatter G., Ivlev B.I.* // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol.70. P.2621.
29. *Blatter G., Ivlev B.I.* // *J. Low Temp. Phys.* 1994. Vol.95. P.365.
30. *Attanasio C., Mercaldo L.V., Prischepa S.L. et al.* // *Phys. Rev. B.* 1998. Vol.57. P.14411.
31. *Wollman D.A.* // *Phys. Rev. Lett.* 1993. Vol.71. P.2134.
32. *Лыньков Л.М., Пруцэна С.Л.* Субмикронная литография. Мн.: БГУИР, 1999. 205 с.
33. *Bozovic I.* // *J. Supercond.* 1992. Vol.5. P.19.
34. *Arciprete F., Balestrino G., et al.* // *Appl. Phys. Lett.* 1997. Vol.71. P.959.
35. *Salvato M., Carbone G., Prischepa S.L. et al.* // *IEEE Trans. Applied Superconductivity.* 1999. Vol.9. P.2006.
36. *Salvato M., Salluzzo M., Prischepa S.L. et al.* // *Thin Solid Films.* 1999. Vol.353. P.227.