

Уширение резистивных переходов и крип потока в сверхпроводящих сверхрешетках PbTe/PbS

Н. Я. Фогель, В. Г. Черкасова, А. Ю. Сипатов*,
А. И. Федоренко, * В. Н. Рыбальченко

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

* Харьковский политехнический институт, Украина, 310002, г. Харьков, ул. Фрунзе, 21

Статья поступила в редакцию 23 июня 1994 г.

Проведены исследования резистивных переходов в сверхпроводящих сверхрешетках PbTe/PbS в перпендикулярном магнитном поле. Показано, что в области малых значений сопротивления резистивные переходы хорошо описываются законом Аррениуса, причем зависимость энергии активации от магнитного поля ($U \propto H^{-1/2}$) имеет такой же характер, как в металлооксидных высокотемпературных соединениях с Bi и Tl. Обсуждаются также другие корреляции в поведении $R(T, H)$ в области крипа потока в сверхрешетках и высокотемпературных сверхпроводниках. Определены величины энергии активации крипа магнитного потока для сверхрешеток PbTe/PbS с различными периодами сверхструктуры, и проведено сравнение энергий активации в различных слоистых системах. Показана возможность моделирования свойств ВТСП с использованием экзотических сверхрешеток PbTe/PbS.

В роботі було досліджено резистивні переходи в надпровідних надгратках PbTe/PbS в перпендикулярному магнітному полі. Встановлено, що в області малих значень опору резистивні переходи можуть бути описані законом Аррениуса, причому залежність енергії активації від магнітного поля ($U \propto H^{-1/2}$) має такий же характер, як в металлооксидних высокотемпературних сполуках з Bi та Tl. Встановлено також інші кореляції в поведінці $R(T, H)$ в області крипа потоку на надгратках та высокотемпературних надпровідниках. Було знайдено значення енергії активації крипа магнітного потоку в надгратках PbTe/PbS з різними періодами надструктури та проведено порівняння енергії активації в різних шарових системах. Показано можливість моделювання властивостей ВТНП за допомогою екзотичних надграток PbTe/PbS.

1. Введение

Все известные в настоящее время высокотемпературные сверхпроводники (ВТСП) принадлежат к классу слоистых соединений, для которых характерны сильная анизотропия транспортных и сверхпроводящих свойств. Аномально малые величины длины когерентности $\xi(T)$, характерные для этого класса сверхпроводников, и высокие температуры приводят к гигантскому крипу магнитного потока [1,2], вследствие чего магнитные и резистивные свойства ВТСП весьма необычны.

До настоящего времени пока не существует единой точки зрения по вопросу о механизме высокотемпературной сверхпроводимости. Имеющиеся экспериментальные факты, несмотря на большое количество опубликованных работ, не позволяют отдать решительное предпочтение ни одному из предлагаемых объяснений.

Однако очевидно, что слоистая структура металлооксидных соединений все же играет важную роль в механизме высокотемпературной сверхпроводимости. Это следует из экспериментов со сверхрешетками YBCO/PrBCO [3–5] (PrBCO — изоструктурное YBCO соединение; не сверхпроводя-

щее и имеющее большие значения удельного сопротивления при низких температурах), в которых обнаружено, что в случае ультратонких слоев YBCO (толщиной в одну элементарную ячейку вдоль оси c) и толстых прослоек PrBCO температура перехода составляет всего 10–20 К. С уменьшением толщины прослоек температура перехода сверхрешеток растет, достигая при $d_{\text{PrBCO}} = 12 \text{ \AA}$ величины 50–63 К [3–5].

Установлена также корреляция между T_c и межслоевыми расстояниями в различных ВТСП, свидетельствующая о том, что увеличение этого расстояния и, следовательно, увеличение степени двумерности приводит к повышению температуры перехода [6].

В связи с существенной ролью слоистой структуры и анизотропии физических характеристик ВТСП представляют интерес попытки смоделировать их свойства, используя искусственные слоистые периодические системы, т.е. сверхпроводящие сверхрешетки (СР) различного типа. Первые исследования такого типа, проведенные на сверх-

решетках $\text{Mo}_{77}\text{Ge}_{23}/\text{Ge}$ [7] и W/Si [8], показали перспективность такого подхода.

В настоящей работе в качестве подобной модельной системы мы используем сверхпроводящие сверхрешетки PbTe/PbS , выгодно отличающиеся от других возможных вариантов, поскольку они состоят исключительно из полупроводниковых материалов, каждый из которых не является сверхпроводником ни в массивном состоянии, ни в тонкопленочном (по крайней мере до 1,5 К, до которых проводились измерения). Тем не менее в этих сверхрешетках обнаруживается сверхпроводящий переход, причем его температура при определенных комбинациях толщин индивидуальных слоев полупроводников превышает 6 К. Таким образом, появление сравнительно высоких T_c в полупроводниковых СР является следствием новых свойств, возникающих в результате формирования этой слоистой системы.

Важной структурной особенностью исследованных сверхрешеток PbTe/PbS является наличие на границе раздела слоев регулярных сеток дислокаций несоответствия [9]. Установлено, что если дислокационные сетки на межфазных границах не сплошные, то резистивные переходы таких СР оказываются неполными (сопротивление не достигает нуля). О том, что именно граничные слои, содержащие сетки дислокаций, ответственны за появление сверхпроводимости, свидетельствуют результаты работы [10], в которой показано, что поле размерного кроссовера H_{cr} , обнаруживаемого на зависимости параллельного слоям критического поля $H_{c\parallel}$ от температуры, отвечает периоду сверхструктуры D , равному толщине полупроводниковых слоев, а не суммарной толщине слоев PbTe и PbS (речь идет о сверхрешетках с $d_{\text{PbTe}} = d_{\text{PbS}}$)*.

В настоящей работе проведены исследования резистивных переходов в сверхрешетках PbTe/PbS в перпендикулярном магнитном поле и определены энергии активации крипа магнитного потока. Обсуждаются корреляции резистивных свойств сверхрешеток и высокотемпературных сверхпроводников, приведено сравнение энергий активации процесса крипа потока в различных слоистых системах.

2. Приготовление образцов и их структура. Методика эксперимента

Сверхрешетки PbTe/PbS формировались в вакуумной установке с безмасляной системой откачки ($P_{\text{res}} \approx 10^{-4} - 10^{-5}$ Па) путем термического испарения халькогенидов свинца из вольфрамовых лодочек и их последовательной конденсации на поверхность (001) KCl при 520–570 К. Толщины слоев PbTe и PbS варьировались от 100 до 250 Å. Все образцы, используемые в данных измерениях, состоят из 20 слоев (10 слоев PbTe и 10 слоев PbS). Изменение количества двойных слоев $\text{PbTe}-\text{PbS}$ не приводит к качественному изменению результатов измерений. Соотношение толщин $d_{\text{PbTe}}/d_{\text{PbS}}$ для всех образцов порядка единицы. Периодичность и регулярность сверхрешеток проверялась по рефлексам-сателлитам на рентгенодифрактограммах, при этом точность определения толщин слоев была не хуже 1 Å. Характерная дифрактограмма сверхрешеток PbTe/PbS приведена в работе [10].

Структурные исследования показали, что на подложках KCl халькогениды свинца растут в виде монокристаллических пленок в ориентации (001) с плотностью ростовых дислокаций $10^7 - 10^8 \text{ см}^{-2}$ и размерами мозаичных блоков ~ 100 мкм (повторяющихся блоки подложки).

В ориентации (001) халькогениды свинца растут друг на друге послойно (по механизму Франка—ван дер Мерве), а на межфазных границах формируются квадратные сетки чисто красных дислокаций несоответствия (ДН), лежащих вдоль направлений $\langle 110 \rangle$ с периодом 52 Å. Периодичность и регулярность дислокаций очень высокая, о чем свидетельствует дифракция электронных и рентгеновских волн на сетках ДН. Исследование начальных стадий роста PbTe на (001) PbS показало, что ДН начинают формироваться при толщинах растущего слоя 10–15 Å и вводятся на межфазную поверхность неоднородно (в виде отдельных островков с регулярными сетками ДН, разделенных псевдоморфными слоями). По мере увеличения толщины PbTe островки с сетками ДН увеличиваются и сливаются в сплошную сетку ДН по всей межфазной поверхности (при толщинах $\approx 50-60$ Å). Дальнейшее увеличение толщины не приводит к изменению дислокационной структуры межфазных границ $\text{PbTe} - \text{PbS}$.

* В обычных сверхрешетках (как S/N -типа, так и S/I -типа), где один из слоев является сверхпроводящим, а другой слой — изолирующим (в том смысле, что через него осуществляется слабая связь между сверхпроводящими слоями), период сверхструктуры D всегда равен суммарной толщине сверхпроводящего и изолирующего слоев. Особенно это очевидно для СР типа S/N , где толщины нормальных слоев могут в несколько раз превышать толщины сверхпроводящих [11].

Многослойные периодические структуры PbTe/PbS представляют собой новый тип трехмерных сверхрешеток — дислокационные сверхрешетки, обладающие модуляцией структуры периодическими дислокационными напряжениями в плоскости композиции и периодической модуляцией состава в ортогональном направлении.

Измерения электрических характеристик проводились четырехзондовым методом в ванне жидкого гелия с использованием сверхпроводящего соленоида. Стабилизация температуры в выбранной точке $\approx 0,003$ К, магнитного поля $\approx 0,5\%$ его номинального значения. Напряжение на образце определялось с точностью не хуже 10^{-6} В. Измерения сопротивления проводились при малых токах $I \leq 100$ мкА, при которых вольт-амперные характеристики имеют омический характер.

3. Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис. 1, а и б представлены резистивные переходы одной из сверхрешеток в магнитном поле, соответственно параллельном и перпендикулярном слоям. Обращает на себя внимание значительное уширение резистивных переходов в магнитном поле, аналогичное наблюдаемому во всех ВТСП, где подобный эффект является предметом многочисленных экспериментов и обсуждений. Как и

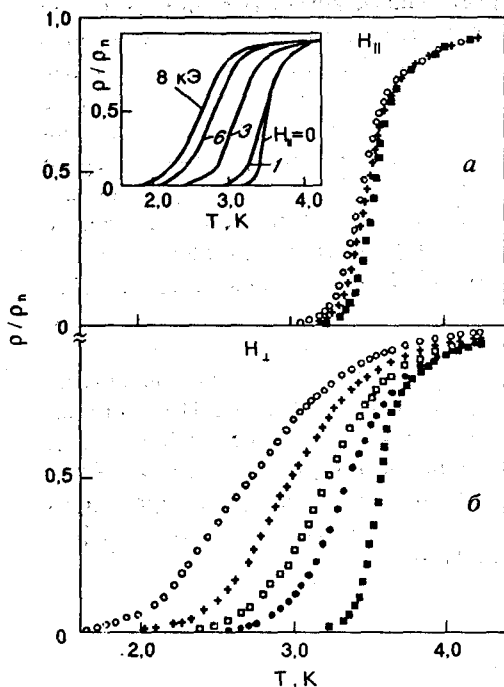


Рис. 1. Температурные зависимости приведенного удельного сопротивления сверхрешетки PbTe/PbS с периодом $D = 230$ Å в магнитных полях, параллельном (а) и перпендикулярном (б) слоям, H , кЭ: 0 (■); 0,14 (●); 0,29 (□); 0,57 (+); 0,95 (○). Вставка: резистивные переходы в больших параллельных полях.

монокристаллах ВТСП, имеется заметная анизотропия уширения переходов (размытие переходов в перпендикулярном слоям поле гораздо сильнее, чем в параллельном поле той же величины). При этом начало резистивного перехода очень слабо смещается в поле, тогда как точка обращения сопротивления R в нуль смещается тем сильнее, чем больше приложенное поле.

Величина анизотропии критического поля H_{c2} в сверхрешетках PbTe/PbS близка к наблюдаемой в монокристаллах $YBa_2Cu_3O_x$. Вследствие сильного размытия резистивных переходов, как и в случае ВТСП, величины критических полей сверхрешеток PbTe/PbS и производные $dH_{c\parallel, \perp}/dT|_{T_c}$ сильно зависят от уровня R/R_n , по которому определяется критическое поле. Однако было установлено [10], что параметр анизотропии $(M/m)^{1/2} = (dH_{c\parallel}/dT)/(dH_{c\perp}/dT)$, в отличие от обеих производных критического поля в отдельности, слабо меняется в зависимости от уровня R/R_n .

Для всех ВТСП характерны очень большие значения производных критического поля по температуре $dH_{c\perp, \parallel}/dT$, поэтому удается исследовать лишь небольшую часть фазовой диаграммы H - T , особенно в параллельном поле. Для исследуемых сверхрешеток эти возможности гораздо шире. На вставке рис. 1 показаны резистивные переходы в больших параллельных полях. Из рисунка следует, что их эволюция в сильных полях не приводит к качественно новым результатам. Резистивные переходы продолжают уширяться с ростом H точно так же, как и в слабых полях. При этом температура, соответствующая началу перехода, в случае параллельного поля практически не сдвигается. Аналогичные данные для ВТСП и их обсуждение см., например, в [12, 13].

Во многих работах размытие резистивных переходов в магнитном поле на ВТСП интерпретируется в терминах диссипации энергии, связанной с движением вихрей и, в частности, с крипом магнитного потока. Основанием для такой интерпретации является то, что в области малых сопротивлений ($\rho \ll \rho_n$) зависимости $\rho(T)$ имеют термоактивационный характер. Такие зависимости в общем виде можно представить как

$$\rho = \rho_0 \exp(-U(H, T)/kT). \quad (1)$$

Здесь $U(H, T)$ — энергия активации, имеющая для разных ВТСП материалов различную зависимость от магнитного поля и температуры.

Аналогичные результаты получены и в сверхрешетках PbTe/PbS. На рис. 2 приведены зависимости ρ от $1/T$ для одной из сверхрешеток при нескольких значениях перпендикулярного поля. Из рис. 2 и аналогичных данных для других образцов

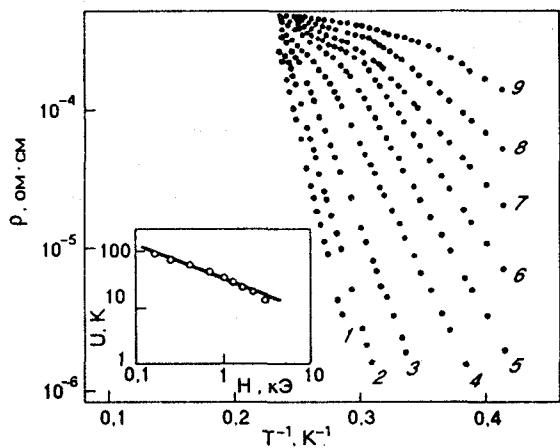


Рис. 2. Зависимости ρ от $1/T$ для сверхрешетки PbTe/PbS ($D = 370 \text{ \AA}$) при значениях перпендикулярного поля H , кЭ: 0,17 (1); 0,25 (2); 0,43 (3); 0,72 (4); 1,02 (5); 1,33 (6); 1,7 (7); 2,2 (8) 3,0 (9). Вставка: зависимость энергии активации от магнитного поля для этого же образца.

следует, что резистивное поведение сверхрешеток PbTe/PbS хорошо описывается законом Аррениуса (1). Однако интервал приведенных сопротивлений, при которых формула (1) адекватна экспериментальным данным, расположен в области больших значений R/R_n ($R/R_n < 0,4-0,5$), чем в других ВТСП. Для последних термоактивационная зависимость наблюдается, как правило, при совсем малых $R/R_n < 10^{-2}-10^{-1}$ [14-16], хотя в некоторых образцах [17,18] она выполняется в той же области сопротивлений, что и в наших экспериментах.

В параллельном слое магнитном поле зависимости сопротивления от температуры также имеют термоактивационный характер; подробный анализ случая параллельного поля будет предметом отдельного сообщения.

На вставке рис. 2 показана рассчитанная из данных, приведенных на этом же рисунке, энергия активации как функция магнитного поля. Таким образом, для исследуемой сверхрешетки

$$\rho = \rho_0 \exp[-U_0(T)/(H^{1/2}T)]. \quad (2)$$

Пропорциональность $U \propto H^{-1/2}$ наблюдается во всех исследуемых СР независимо от периода сверхструктуры. Так же как в случае ВТСП [15,17,18], при соответствующем выборе системы координат все резистивные кривые в области крипа потока совмещаются на единой скейлинговой кривой для нескольких значений H (рис. 3). Отклонения от нее имеют место для той части резистивных переходов, где термоактивационные зависимости $\rho(T)$ сменяются более плавными, характерными для течения магнитного потока или флуктуационной области.

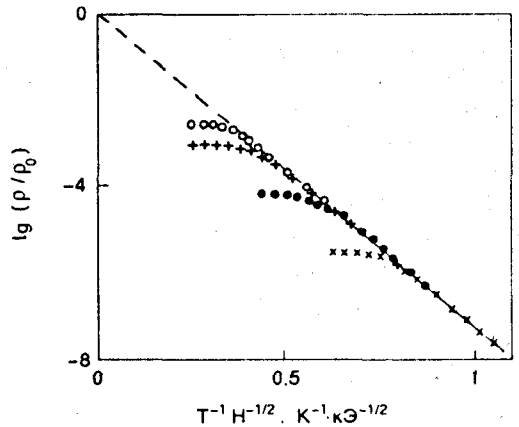


Рис. 3. Закон скейлинга для резистивных переходов сверхрешетки PbTe/PbS ($D = 230 \text{ \AA}$) при разных значениях магнитного поля H , кЭ: 0,14 (X); 0,25 (●); 0,57 (+); 0,96 (○).

Полное сходство с результатами для ВТСП обнаруживают также экспериментальные данные, полученные при исследовании резистивных переходов в наклонных магнитных полях. На рис. 4 приведены зависимости сопротивления от перпендикулярной компоненты магнитного поля $H \sin \theta$ при разных углах наклона магнитного поля по отношению к плоскости слоев. Видно, что в области углов θ от 30 до 90° кривые совпадают (угол θ отсчитывается от параллельной ориентации). При $\theta < 25^\circ$ имеются отклонения от этой универсальной зависимости. Такой же скейлинг наблюдается и при других температурах, причем критический угол θ_c , при котором скейлинг нарушается, не зависит от температуры. Угловой скейлинг характерен для всех исследованных СР независимо от периода сверхструктуры. Угол θ_c в образцах изменяется в пределах 20-30°. О таком же поведении для пленок $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_8$ и $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ сообщалось в работе [19], в которой подобный скейлинг резистивных переходов с учетом гипотезы, высказан-

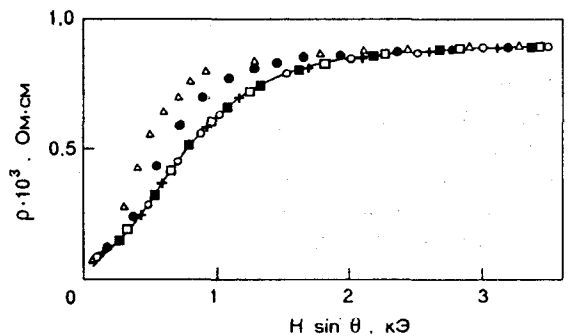


Рис. 4. Зависимости сопротивления от перпендикулярной компоненты магнитного поля $H \sin \theta$ при разных углах наклона θ магнитного поля по отношению к плоскости слоев для сверхрешетки PbTe/PbS ($D = 220 \text{ \AA}$), град: 90 (+); 60 (○); 42 (■); 31,5 (□); 21,5 (●); 11,5 (△); $T/T_c = 0,67$.

ной в [20], интерпретировался как свидетельство нестандартной структуры вихревых решеток в сильно анизотропных слоистых сверхпроводниках. Согласно [20], в наклонном магнитном поле его перпендикулярная компонента создает решетку двумерных вихрей, экранирующие токи которых текут в плоскостях, и эта вихревая структура не зависит от компоненты поля, параллельной слоям. В работе [19] установлено, что величина критического угла θ_c определяется параметром анизотропии $(M/m)^{1/2}$, и значения θ_c уменьшаются с ростом последнего. Для Bi-2:2:1:2 было получено значение критического угла $\theta_c = 4^\circ$ (при $(M/m)^{1/2} = 36$), для $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ критический угол $\theta_c = 20^\circ$ ($(M/m)^{1/2} = 9$) [19]. Для сверхрешетки, результаты для которой приведены на рис. 4, критический угол $\theta_c \approx 25^\circ$ (при $(M/m)^{1/2} = 6$).

Принимая во внимание скейлинговые зависимости, представленные на рис. 3 и 4, можно сделать заключение, что диссипативные явления в широкой области параметров T , H и θ имеют общую природу.

Интересно сопоставить энергии активации U , полученные для исследованных сверхрешеток PbTe/PbS и разных высокотемпературных соединений. Для последних имеется некоторый разброс в значениях U для одного и того же соединения, но он сравнительно невелик [15, 21–25]. Наряду с этим явно прослеживается тенденция уменьшения U при увеличении степени анизотропности соединения. Так, для монокристаллов $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ $U = 2 \cdot 10^5 - 1 \cdot 10^4$ К в перпендикулярных полях от 10 до 120 кЭ [23], согласно данным работы [25], $U = 4,5 \cdot 10^4 - 10^4$ К в полях $H = 10-60$ кЭ, т.е. величины U превосходят T_c этого соединения на 2–3 порядка. Для соединений $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$ и $\text{Tl}_2\text{Ca}_2\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ характерны более низкие значения U ($9 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^2$ К при $H = 10-120$ кЭ для монокристаллов висмутового соединения [14] и $U = 10^3 - 4,5 \cdot 10^2$ К при $H = 20-120$ кЭ для керамического образца таллиевого соединения [26]). Следовательно, для этих более анизотропных сверхпроводников отношение U/T_c изменяется приблизительно от 3 до 10.

Для сверхрешеток PbTe/PbS масштаб всех величин — и температур перехода, и энергий активаций — совершенно иной. Энергия активации серии образцов изменяется в пределах 20–110 К в полях от 0,2 до 1 кЭ. При этом отношение U/T_c находится в пределах от 6 до 30. Последние величины близки к полученным на висмутовых и таллиевых соединениях.

Наблюдающаяся в эксперименте с PbTe/PbS зависимость $U \propto H^{-1/2}$ соответствует обнаруженной

во многих работах для соединений с висмутом [17, 27] и таллием [26], тогда как для YBaCuO в большинстве работ выполняется зависимость $U \propto H^{-1}$ [16, 28, 29]. Таким образом, хотя величины параметра анизотропии сверхрешеток PbTe/PbS близки к полученным для соединения $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, характер их поведения в области крипа потока и отношение энергии активации процесса крипа к температуре сверхпроводящего перехода ближе к наблюдаемому в значительно более анизотропных соединениях с висмутом и таллием. Очевидно, величина анизотропии не является единственным существенным фактором, определяющим резистивное поведение в области крипа магнитного потока.

Из результатов, приведенных в настоящей работе, следует, что все перечисленные выше черты резистивного поведения сверхрешеток PbTe/PbS и высокотемпературных сверхпроводников имеют определенное сходство. В области малых значений сопротивления резистивные переходы описываются законом Аррениуса, причем зависимость энергии активации от магнитного поля ($U \propto H^{-1/2}$) имеет такой же характер, как для соединений с Bi и Tl . Имеет место скейлинг зависимостей $R(T, H, \theta)$ того же типа, что обнаруживается в ВТСП.

Таким образом, показана возможность моделирования свойств ВТСП с использованием экзотических сверхрешеток PbTe/PbS . Более детальный анализ термоактивационных зависимостей сопротивления на СР с разными периодами сверхструктуры будет предметом отдельного сообщения.

Эта работа была частично поддержана грантом фонда Сороса, предоставленным Американским Физическим Обществом.

1. Y. Yeshurun and A. P. Malozemoff, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 2202 (1988).
2. A. P. Malozemoff, Y. Yeshurun, L. Krusin-Elbaum, T. K. Worthington, D. C. Cronemeyer, T. Dinger, T. R. Folzberg, T. R. McGuire, and P. H. Kes, in: *High Temperature Superconductivity* R. Nicolisky (ed.), World Sci. Singapore), **9**, 112 (1988).
3. Q. Li, X. X. Xi, X. D. Wu, A. Inam, S. Vadlamannafi, and W. L. McLean, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 3086 (1990).
4. O. Fisher, J.-M. Triscone, L. Antognazza, O. Brunner, A. D. Kent, L. Mieville, and M. G. Karkut, *J. Less-Common Metals* **164–165**, 257 (1990).
5. D. P. Norton, D. H. Lowndes, S. J. Pennycook, and J. D. Budai, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1358 (1991).
6. K. Shimizu, H. Nobumasa, and T. Kawai, *Supercond. Sci. Technol.* **4**, S448 (1991).
7. W. R. White, A. Kapitulnik, and M. R. Beasley, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2826 (1990).
8. E. Majkova, S. Luby, M. Jergel, H. V. Lohneysen, C. Strunk, B. George, and P. Lobotka, in: *Proc. of 4th Int. Symp. on Trends and New Applications in Thin Films* (1994), p. 316.
9. О. А. Миронов, Б. А. Савицкий, А. Ю. Сипатов, А. И. Федоренко, А. Н. Чиркин, С. В. Чистяков, Л. П. Шпаковская, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 100 (1988).
10. И. М. Дмитренко, Н. Я. Фогель, В. Г. Черкасова, А. И. Федоренко, А. Ю. Сипатов, *ФИТ* **19**, 747 (1993).

11. B. Y. Jin and J. V. Ketterson, *Adv. Phys.* **38**, 189 (1989).
12. А. М. Глухов, И. М. Дмитренко, А. С. Похила, Н. Я. Фогель, *ФНТ* **16**, 1592 (1990).
13. А. М. Glukhov, I. M. Dmitrenko, A. S. Pokhila, and N. Ya. Fogel, in: *Progress in High Temperature Superconductivity* **32**, 491 (1991).
14. T. T. M. Palstra, B. Batlogg, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 1662 (1988).
15. T. T. M. Palstra, B. Batlogg, R. B. van Dover, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Phys. Rev.* **B41**, 6621 (1990).
16. T. R. Chien, T. W. Jing, N. P. Ong, and Z. Z. Wang, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 3075 (1991).
17. А. М. Гришкин, Ю. М. Николаенко, А. В. Зиновук, Б. Ю. Венгалис, А. Флудстрём, *ФНТ* **19**, 42 (1993).
18. M. Suzuki and M. Hikita, *Phys. Rev.* **B41**, 9566 (1990).
19. H. Raffi, S. Labdi, O. Laborde, and P. Monceau, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2515 (1991).
20. P. H. Kes, J. Aarts, Y. M. Vinokur, and C. J. van der Beek, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 1063 (1990).
21. N. Kobayashi, H. Kawabe, H. Iwasaki, K. Watanabe, H. Yamane, H. Kudosawa, H. Masumoto, T. Hirai, T. Matsushita, and Y. Muto, *Physica C* **162-164**, 683 (1989).
22. A. A. A. Youssef, T. Fukami, and S. Mase, *Solid State Commun.* **74**, 257 (1990).
23. T. T. M. Palstra, B. Batlogg, R. B. van Dover, L. F. Schneemeyer, and J. V. Waszczak, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 763 (1989).
24. J. D. Hettlinger, A. G. Swanson, W. Y. Skocpol, and J. S. Brooks, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2044 (1989).
25. M. Murakami, S. Gotoh, N. Koshizuka, S. Tanaka, T. Matsushita, S. Kambe, and K. Kitazawa, *Cryogenics* **30**, 390 (1990).
26. Donglu Shi and M. S. Boley, *Supercond. Sci. Technol.* **3**, 289 (1990).
27. Donglu Shi, H. E. Kourous, Ming Xu, and D. H. Kim, *Phys. Rev.* **B43**, 514 (1991).
28. E. Zeldov, N. M. Amer, and G. Koren, *Physica C* **162-164**, 1599 (1989).
29. H. Itozaki, in: *Proc. 2nd ISS'89* (Tsucuba, Japan), 749 (1989).

Resistive transition broadening and creep of vortices in superconducting superlattices PbTe/PbS

N. Ya. Fogel, V. G. Cherkasova, A. Yu. Sipatov, A. I. Fedorenko, and V. N. Rybalchenko

The results on resistive transition broadening in perpendicular magnetic field for superconducting PbTe/PbS superlattices are reported. In the region of small resistivity the superconducting transitions follow the Arrhenius law, and the dependence of activation energy on magnetic field ($U \propto H^{-1/2}$) is similar to that obtained for high- T_c compounds with Bi and Tl. Another correlations in the $R(T, H)$ behavior for the above two systems are also considered. The activation energies of the magnetic flux creep in the PbTe/PbS superlattices with different superstructure periods are estimated and compared to those of high- T_c systems. It is shown that the HTSC properties may be simulated by using exotic PbTe/PbS superlattices.