

# Подавление сверхпроводимости сильным магнитным полем в гетероструктурах PbTe/PbS со сверхпроводящим интерфейсом

С.В. Бенгус<sup>1,2</sup>, А.Ю. Сипатов<sup>3</sup>, О.И. Юзефович<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины  
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина

<sup>2</sup>International Laboratory of High Magnetic Fields and Low Temperatures, 53-421 Wroclaw, Poland  
E-mail: yuzephovich@ilt.kharkov.ua

<sup>3</sup>Национальный технический университет «ХПИ», ул. Фрунзе, 21, г. Харьков, 61002, Украина

Статья поступила в редакцию 18 марта 2013 г., после переработки 15 мая 2013 г.

Проведено комплексное исследование влияния сильного магнитного поля на сверхпроводимость гетероструктур PbTe/PbS с полупроводниковыми слоями разной толщины. Проводимость металлического типа и сверхпроводимость (критическая температура  $T_c \leq 6,5$  К) гетероструктур PbTe/PbS обусловлены инверсией зон вдоль непрерывной сетки дислокаций несоответствия, возникающей на интерфейсе между слоями полупроводников достаточной толщины ( $d > 80$  нм). При уменьшении  $d$  непрерывность сверхпроводящего интерфейса нарушается,  $T_c$  понижается, а металлический характер проводимости переходит в полупроводниковый. Установлено, что нарушение сплошности сверхпроводящего интерфейса является необходимым условием наблюдения индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник–изолятор (superconductor–insulator transition — SIT) и существенно влияет на его характеристики: веерный набор резистивных кривых  $R(T)$ , пересечение кривых  $R(B)$  как в перпендикулярном, так и в параллельном к интерфейсу магнитном поле, а также отрицательное магнитосопротивление. Для таких образцов скейлинговый анализ выполнен в рамках теоретической модели Фишера. В гетероструктурах с совершенным интерфейсом признаков SIT не обнаружено. Сделан предварительный вывод, что природа SIT в данном случае связана с перколяционными явлениями, присущими гранулированным сверхпроводникам.

Проведено комплексне дослідження впливу сильного магнітного поля на надпровідність гетероструктур PbTe/PbS з напівпровідниковими шарами різної товщини. Провідність металевого типу та надпровідність (критична температура  $T_c \leq 6,5$  К) гетероструктур PbTe/PbS обумовлені інверсією зон уздовж безперервної сітки дислокацій невідповідності, що виникає на інтерфейсі між напівпровідниковими шарами достатньої товщини ( $d > 80$  нм). При зменшенні  $d$  безперервність надпровідного інтерфейсу порушується,  $T_c$  знижується, а металевий характер провідності змінюється на напівпровідниковий. Встановлено, що порушення суцільності надпровідного інтерфейсу є необхідною умовою спостереження індукованого магнітним полем переходу надпровідник–ізолятор (superconductor–insulator transition — SIT) та суттєво впливає на його характеристики: віяловий набір резистивних кривих  $R(T)$ , перетинання кривих  $R(B)$  як у перпендикулярному, так і в паралельному до інтерфейсу магнітному полі, а також від’ємний магнітоопір. Для таких зразків виконано скейлінговий аналіз в рамках теоретичної моделі Фішера. В гетероструктурах з досконалим інтерфейсом ознак SIT не виявлено. Зроблено попередній висновок, що природа SIT у даному випадку пов’язана з перколяційними явищами, які притаманні гранульованим надпровідникам.

PACS: 74.78.Fk Мультислои, сверхрешетки, гетероструктуры;  
74.25.F– Транспортные свойства;  
74.40.Kb Квантовые критические явления.

Ключевые слова: сверхпроводимость, переход сверхпроводник–изолятор, полупроводниковые гетероструктуры.

## Введение

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования влияния сильного магнитного поля на сверхпроводящее состояние в наноструктурах, возникающих на интерфейсе между полупроводниковыми слоями эпитаксиальных гетероструктур PbTe/PbS [1–6]. Рассмотрена возможность реализации квантового фазового перехода сверхпроводник–изолятор [7] (quantum superconductor–insulator transition, SIT) в таких системах. SIT в последнее время является предметом интенсивного изучения и экспериментально обнаружен в ряде низкоразмерных систем таких, как ультратонкие аморфные пленки, гранулированные пленки, массивы джозефсоновских контактов. Это явление возникает при изменении внутренних параметров системы, например, беспорядка или толщины пленки (D–SIT) [8–12], либо под влиянием внешних воздействий таких, как магнитное поле (M–SIT) [9,11,13–27], электрическое поле или транспортный ток [28–30]. Переход сверхпроводник–изолятор также экспериментально наблюдается в ВТСП [31–34], и даже в одномерных длинных нанопроволоках [35]. Особенности SIT зависят от типа системы и условий эксперимента (см. обзоры [7,36]).

Настоящая работа посвящена изучению индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник–изолятор. Основным признаком M–SIT является «верный» набор температурных зависимостей сопротивления  $R(T)$  при низких температурах [7]. Причем в магнитных полях ниже некоторого критического поля  $B_c$  сопротивление уменьшается при понижении температуры. При  $B > B_c$  картина меняется на противоположную: при понижении температуры сопротивление увеличивается, кривые  $R(T)$  идут вверх. Другим характерным признаком SIT является пересечение кривых магнитосопротивления  $R(B)$ , измеренных при разных температурах, в одной точке. Третий отличительный признак SIT — появление отрицательного магнитосопротивления в области больших магнитных полей [7].

Природа перехода сверхпроводник–изолятор до сих пор остается под вопросом. Причина его возникновения в гранулированных пленках является более очевидной, чем в однородных неупорядоченных пленках, ВТСП и, тем более, одномерных нанопроволоках. В гранулированных системах с малыми гранулами [37,38] и искусственно изготовленных регулярных массивах джозефсоновских контактов [39–42] SIT можно объяснить конкуренцией между джозефсоновской энергией связи между гранулами  $J$  и зарядовой кулоновской энергией отдельной гранулы  $E_c$ . При  $E_c \gg J$  преобладает кулоновская блокада. В результате куперовские пары становятся локализованными и система переходит в состояние изолятора. Если же гранулы большие, то кулоновская блокада неэффе-

тивна. В таком случае SIT осуществляется путем разрушения джозефсоновских связей внешним воздействием (магнитным полем, например). При этом одночастичный транспорт блокируется ввиду необходимости преодоления потенциального барьера, соизмеримого с энергией сверхпроводящей щели [7]. Существует большое количество теоретических работ, посвященных SIT в массивах джозефсоновских контактов субмикронного размера [43–45], в одной из них, например, определена критическая температура перехода из сверхпроводящего состояния в изолирующее с учетом квантовых флуктуаций [43].

Трактовка перехода сверхпроводник–изолятор, экспериментально наблюдаемого в однородных тонких разупорядоченных пленках, намного сложнее. Например, для пленок с относительно низким сопротивлением на квадрат особенности, характерные для SIT, могут быть объяснены квантовыми поправками к проводимости [46]. В этом случае на изоляционной стороне будет проявляться незначительный рост сопротивления, не больше чем на 10%. В случае большого роста сопротивления на изоляционной стороне индуцированный магнитным полем переход сверхпроводник–изолятор в однородных тонких разупорядоченных пленках чаще всего объясняют скейлинговой теорией Фишера [47] (теория дуальности между куперовскими парами и вихрями). Предполагается существование при  $T = 0$  делокализованных куперовских пар и локализованных вихрей ниже перехода, при полях  $B < B_c$  (сверхпроводник), и локализованных пар при делокализованных вихрях выше перехода  $B > B_c$  (изолятор). Зависимость сопротивления на квадрат от магнитного поля и температуры подчиняется скейлинговому закону фазовых переходов

$$R(\delta, T) = R_c F(\delta x / T^{1/\nu z}), \quad (1)$$

где  $F$  — константа, вводимая для соблюдения размерности уравнения,  $\delta$  — изменяемый параметр, под воздействием которого осуществляется фазовый переход, в данном случае — магнитное поле,  $\delta = |B - B_c|$ , а  $\nu z$  — критическая экспонента. В модели предсказывается, что величина критического сопротивления на квадрат  $R_c$  должна быть равна универсальному квантовому сопротивлению  $R_Q = h/4e^2 = 6,5$  кОм. Предложенный в работе Фишера [47] скейлинговый закон для сопротивления хорошо согласуется с рядом экспериментальных данных (см., например, [11,13]). Тем не менее во многих экспериментальных работах обнаружен значительный разброс величин критического сопротивления и критических экспонент  $\nu z$  (см., например, [15,18,36,48]). Таким образом, одно из основных предсказаний теории Фишера — универсальное квантовое сопротивление экспериментально наблюдается не для всех систем при переходе сверхпроводник–изолятор.

В некоторых работах приводятся доказательства, как экспериментальные [19,49], так и теоретические [50–52], в пользу перколяционного механизма SIT. Кроме того, численное моделирование [53] с учетом квантовых флуктуаций в сверхпроводящих пленках с достаточно высоким уровнем беспорядка показало, что ультратонкие пленки распадаются (разделяются) на сверхпроводящие островки в изолирующей матрице. Экспериментальное свидетельство данного явления представлено в работе [53]. Можно предположить, что механизм SIT в однородных тонких неупорядоченных пленках подобен наблюдаемому в гранулированных пленках. Например, в работе [24] двумерная неупорядоченная ультратонкая пленка TiN при температурах близких к 0 К рассматривается как массив джозефсоновских контактов, точнее гранулированная структура, в которой гранулы при низких температурах могут стать сверхпроводящими доменами, при этом сами гранулы разделены изолирующими областями, остающимися такими даже при сверхнизких температурах. Таким образом, окончательной универсальной теоретической модели, объясняющей природу SIT в низкоразмерных системах, в настоящее время не существует.

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник–изолятор в сверхпроводящих наноструктурах, возникающих на интерфейсе между полупроводниковыми слоями эпитаксиальных гетероструктур PbTe/PbS, качественно свидетельствующие в пользу перколяционного механизма перехода сверхпроводник–изолятор в гранулированных пленках.

Интерес к изучению полупроводниковых гетероструктур PbTe/PbS обусловлен возможностью контролируемым образом создавать на их интерфейсе сверхпроводящие наноструктуры различной топологии. Нами установлено [3–6], что сверхпроводимость интерфейса гетероструктур  $A_{IV}B_{VI}$  связана с инверсией зон в узкозонных полупроводниках (PbTe, PbS, PbSe) из-за неоднородных упругих напряжений вдоль сетки дислокаций несоответствия, возникающей на интерфейсе при релаксации псевдоморфных напряжений эпитаксиального роста. Период сверхпроводящих наносеток равен периоду сетки дислокаций несоответствия, зависит от комбинации полупроводников и варьируется в пределах 3,3–40 нм. Для гетероструктур PbTe/PbS он равен 5,2 нм. Таким образом, варьируя параметры гетероструктур, такие как толщины полупроводниковых слоев и их количество, мы можем создавать как массивы единичных квантовых точек со слабыми джозефсоновскими связями, так и непрерывные сверхпроводящие наносетки и квазитрехмерные многослойные структуры (сверхрешетки). Такие сверхпроводящие наноструктуры обладают свойствами, присущими как 0-, 1-, 2-, так и 3-мерным системам. Поэтому полупроводни-

ковые гетероструктуры PbTe/PbS могут служить модельными объектами для изучения эффектов локализованной сверхпроводимости и реализации в них индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник–изолятор. До настоящего момента влияние сильного магнитного поля на такие структуры не изучалось.

### Методика приготовления образцов и транспортных измерений

Исследованы транспортные свойства более десяти двухслойных гетероструктур PbTe/PbS. Толщины полупроводниковых слоев, образующих гетероструктуру в данной работе, равные и изменяются в диапазоне  $d_{PbTe} = d_{PbS} = d = 50\text{--}100$  нм. Халькогениды свинца PbTe и PbS — узкозонные полупроводники (ширина запрещенной зоны которых  $E_g < 0,3$  эВ при температуре 4,2 К). Все исследованные гетероструктуры формировались путем последовательной конденсации паров соответствующих полупроводников PbTe и PbS на нагретую до 520–570 К подложку в безмасляном вакууме  $10^{-6}$  Торр. В качестве подложки использовали свежесколотую поверхность (001) монокристалла KCl. Нижний слой на подложке всегда PbS. Толщины слоев полупроводников  $d$  и скорость осаждения контролировались *in situ* с помощью откалиброванного кварцевого резонатора. Халькогениды свинца испарялись термическим путем из вольфрамовых лодочек. При изготовлении образцов использовали только стехиометрические мишени.

Данные полупроводники имеют кристаллическую структуру типа NaCl с небольшим несоответствием (8%) между параметрами элементарной ячейки, и при эпитаксиальном росте гетероструктур релаксация псевдоморфных напряжений происходит благодаря образованию на межфазной границе (интерфейсе) сетки краевых дислокаций несоответствия. При достижении некоторой критической толщины  $d_c$  верхнего слоя PbTe (для системы PbS/PbTe величина  $d_c = 1$  нм) на интерфейсе возникают первые одиночные островки регулярной сетки дислокаций несоответствия ([6], см. также работу [55]); дальнейшее увеличение толщины приводит к укрупнению островков и последующему их слиянию в сплошную сетку дислокаций несоответствия. При больших толщинах (80–100 нм) сплошная квадратная сетка краевых дислокаций несоответствия покрывает весь интерфейс, но в ней могут быть некоторые локальные дефекты, например нерегулярности периодичности [6]. Присутствие на интерфейсе сеток дислокаций несоответствия подтверждено результатами электронно-микроскопических исследований «на просвет» (см. рис. 1 в работе [6]).

Транспортные измерения проведены в гелиевом криостате, снабженном сверхпроводящим соленоидом Oxford Instruments, в интервале температур 1,4–300 К.

Точность определения и стабилизации температуры не хуже  $10^{-3}$  К.

Сопротивление  $R$  измеряли четырехзондовым методом. Образцы представляли собой двойные холловские структуры. Измерения проводили как на постоянном токе, так и на переменном (50 нА, 13 Гц). Направление транспортного тока  $I$  параллельно плоскости образца при соблюдении условия  $I \perp B$ . Величины верхних критических магнитных полей  $B_{c2}$  определялись по середине резистивных переходов в точке  $R = R_n/2$  ( $R_n$  — остаточное сопротивление перед сверхпроводящим переходом). Более детально методика магнитотранспортных измерений описана в работах [4–6].

### Экспериментальные результаты и их обсуждение

В настоящей работе исследовано влияние сильного магнитного поля на сверхпроводящие свойства более 10 двухслойных гетероструктур PbTe/PbS с разными толщинами полупроводниковых слоев  $d_{\text{PbTe}} = d_{\text{PbS}} = d$ . Детально рассмотрены результаты, полученные на трех образцах, основные параметры которых приведены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры образцов PbTe/PbS

Образец	$d$ , нм	$R_n$ , кОм	$T_c$ , К	$B_{c2  }(0)$ , Тл	$B_{\text{ср  }}$ , Тл M–SIT	$B_{c2\perp}(0)$ , Тл	$B_{\text{ср}\perp}$ , Тл M–SIT
A	70	1,2	3,3	1,86	2,4	0,27	1,23
B	60	1,4	3,1	1,23	не определено	0,17	не определено
C	100	0,17	6,5	2,81	не существует	1,02	не существует

Примечание:  $d_{\text{PbTe}} = d_{\text{PbS}} = d$ .

Как отмечалось во Введении, нами установлено [3–6], что сверхпроводимость интерфейса гетероструктур  $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$  связана с инверсией зон в узкозонных полупроводниках (PbTe, PbS, PbSe) из-за периодических упругих напряжений, создаваемых дислокациями несоответствия вблизи межфазной границы. То есть на интерфейсе возникает проводящая, металлическая наноструктура, которая «повторяет» сетку дислокаций несоответствия. Период такой сверхпроводящей интерфейсной наносетки для гетероструктур PbTe/PbS составляет 5,2 нм [3–6].

В ходе комплексного экспериментального исследования установлено, что двухслойные гетероструктуры PbTe/PbS условно можно разделить на 3 категории (хотя четкой границы между этими категориями нет) [6]. К первой категории относятся образцы с толщинами полупроводниковых слоев  $d \geq 80$  нм. Они имеют металлический тип проводимости в нормальном состоянии, отношение сопротивления при комнатной температуре к сопротивлению перед началом сверх-

проводящего перехода  $r = R_{300}/R_n$  изменяется в интервале 2–8, соответствующие критические температуры  $T_c$  лежат в интервале 4,2–6,5 К. К данной категории относится образец С.

Ко второй категории относятся образцы с толщиной 50–70 нм. Эту категорию можно назвать промежуточной. Образец в нормальном состоянии может демонстрировать как металлический тип проводимости, так и полупроводниковый, но независимо от типа проводимости при низких температурах переходит в сверхпроводящее состояние. Критическая температура изменяется в интервале 2,3–3,3 К. Значения  $r = R_{300}/R_n$  находятся в интервале 0,9–1,7. К данной категории относятся образцы А и В.

Третья категория — образцы с  $d \leq 50$  нм. Зависимости  $R(T)$  в нормальном состоянии для таких образцов всегда характеризуются отрицательным коэффициентом сопротивления  $dR/dT$  выше  $T_c$ . Величины сопротивления на квадрат  $R_{\square}$  больше 1,5 кОм, а  $r < 1$ . Для таких систем  $T_c$  часто оказывается меньше 1 К, и они демонстрируют незаконченный переход в сверхпроводящее состояние до самых низких температур, при которых проводились эксперименты (0,3 К), либо вообще не переходят в сверхпроводящее состояние. Образцы из третьей категории в данной экспериментальной работе не рассматриваются.

На рис. 1–5 представлены результаты экспериментального исследования влияния магнитного поля  $B$  на сверхпроводящие свойства образцов А, В и С. Наиболее интересное поведение в сильных магнитных полях демонстрируют образцы второй категории — гетероструктуры PbTe/PbS с толщинами полупроводниковых слоев  $40 \text{ нм} < d < 80 \text{ нм}$ , к которым относятся образцы А и В. Для таких образцов наблюдаются все характерные особенности индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник–изолятор (рис. 1–4), отмеченные во Введении. Следует отметить, что поведение этих образцов существенно зависит от толщины полупроводниковых слоев и, следовательно, от характеристик интерфейсных сверхпроводящих наноструктур. А именно, экспериментально наблюдаются два присущих индуцированному магнитным полем M–SIT типа эволюции зависимостей  $R(T)$  при варьировании магнитного поля. Первый тип, как видно на рис. 1 (образец А), характеризуется наличием горизонтальной сепаратрисы, четко разделяющей кривые  $R(T)$  со сверхпроводящим переходом, идущие вниз с понижением температуры, и кривые  $R(T)$  с ростом сопротивления по типу изолятора, т.е. идущие вверх при понижении температуры. Такой тип «веерных» зависимостей принято считать «идеальным» при наблюдении M–SIT [7]. Данное поведение наблюдается для всех гетероструктур с толщинами полупроводниковых слоев  $d_{\text{PbS}} = d_{\text{PbTe}} = 70 \text{ нм}$  с проводящей сеткой на интерфейсе, имеющей «несильные» дефекты, повторяющие дефекты сетки дислока-

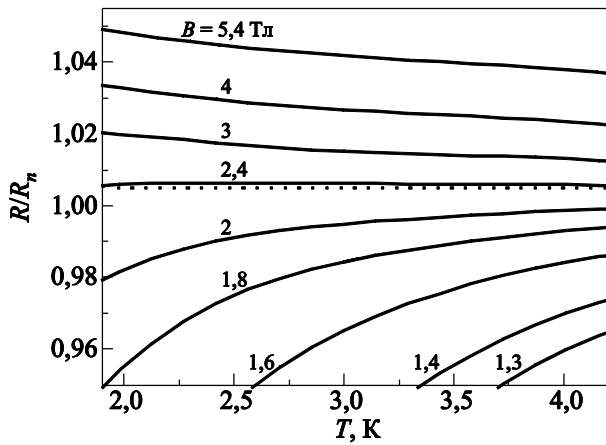


Рис. 1. Зависимости  $R(T)$  при различных значениях магнитного поля ( $B$ , Тл), параллельного интерфейсу,  $d = 70$  нм.

ций несоответствия, см. электронно-микроскопическое изображение сетки дислокаций несоответствия на рис. 1(б) в работе [6].

Для образцов с «идеальным» типом «веерных» зависимостей, т.е. с горизонтальной сепаратрисой, мы всегда наблюдаем второй специфический признак М–SIT — единую точку пересечения магнитопольевых зависимостей сопротивления при разных температурах  $R(B)$  как в перпендикулярном, так и в параллельном интерфейсу магнитном поле (рис. 2). Как видно на рис. 2, все магнитопольевые зависимости, соответствующие разным температурам, пересекаются строго в одной точке, параметры которой — критическое сопротивление М–SIT  $R_c = 1,126$  кОм и критическое параллельное магнитное поле М–SIT  $B_{c\parallel} = 2,4$  Тл. Магнитопольевые зависимости для перпендикулярного магнитного поля качественно выглядят точно также, но величина критического перпендикулярного магнитного поля  $B_{c\perp} = 1,23$  Тл.

Наличие горизонтальной сепаратрисы дает возможность провести скейлинговую процедуру по формуле (1) согласно теоретической модели Фишера [47]. Строго говоря, теоретическая модель Фишера применима только для перпендикулярного магнитного поля. Поэтому для образца А результат данного скейлинга в перпендикулярном интерфейсу магнитном поле представлен на вставке рис. 2. Из скейлинговых зависимостей определены критические параметры М–SIT: перпендикулярное критическое магнитное поле М–SIT  $B_{c\perp} = 1,23$  Тл, которое естественно соответствует значению единой точки пересечения магнитопольевых зависимостей, и критическая экспонента  $\nu z = 3,7$ . Значение перпендикулярного критического поля М–SIT для образца А значительно больше, чем значение верхнего перпендикулярного критического поля  $B_{c2\perp}(0) = 0,17$  Тл, определенного методом экстраполяции линейного участка  $B_{c2\perp}(T)$  к  $T = 0$ . Хотя отметим, что  $B_{c2\perp}(0)$  мо-

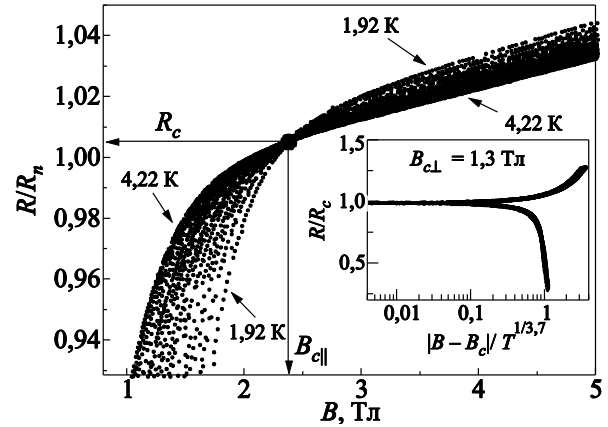


Рис. 2. Зависимости  $R(B)$  при различных температурах в параллельном интерфейсу магнитном поле,  $d = 70$  нм. Вставка — скейлинговые соотношения  $R/R_c$  в перпендикулярном магнитном поле [47].

жет быть определено нами неточно ввиду наличия только небольшого линейного участка на зависимости  $B_{c2\perp}(T)$  [6].

Проведен скейлинг для резистивных кривых, измеренных в параллельном магнитном поле, когда представления о дуальности куперовских пар и вихрей [47] не применимы, а критическая экспонента имеет иной смысл. Из скейлинговых зависимостей определены критические параметры М–SIT для параллельного магнитного поля:  $B_{c\parallel} = 2,4$  Тл и критическая экспонента  $\nu z = 1,23$ . Значение параллельного критического поля SIT  $B_{c\parallel} = 2,4$  Тл также выше значения верхнего критического поля  $B_{c2\parallel}(0) = 1,86$  Тл, определенного из температурной зависимости  $B_{c2\parallel}(T)$ . Детальное сопоставление верхних критических магнитных полей и критических полей индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник–изолятор будет проведено в следующей работе.

Следует отметить, что для образцов с «идеальным» типом «веерных» зависимостей, т.е. с горизонтальной сепаратрисой, сопротивление в сильных магнитных полях по сравнению с  $R_c$  возрастает примерно на 10% в магнитных полях около 6 Тл уже при температурах около 1,5 К, а не при сверхнизких температурах, как в случае ультратонких неупорядоченных пленок.

На более тонких образцах  $d_{PbS} = d_{PbTe} = 60$  нм экспериментально наблюдается более сложный веерный тип зависимостей  $R(T)$  (рис. 3, образец В). В диапазоне промежуточных магнитных полей  $B = 0,8$  Тл и до  $B = 1,6$  Тл зависимости  $R(T)$  имеют два экстремума — минимум вблизи начала сверхпроводящего перехода и максимум при более низких температурах с последующим переходом в сверхпроводящее состояние [7]. Сепаратриса наклонная и нелинейная, поэтому однопараметрическая скейлинговая теория Фишера неприменима, а критическое значение сопротивления перехода сверхпроводник–изолятор  $R_c$  определить не-

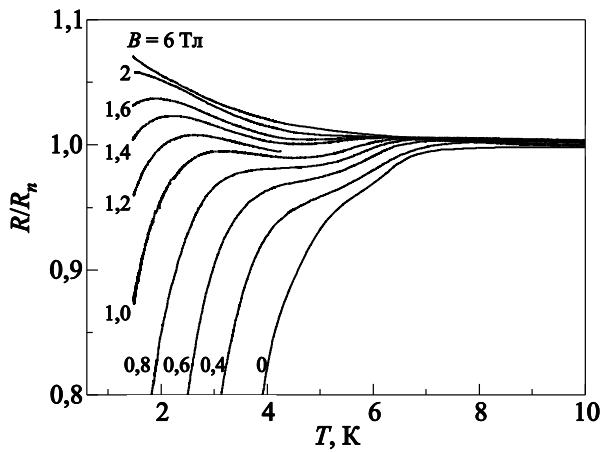


Рис. 3. Зависимости  $R(T)$  при различных значениях магнитного поля ( $B$ , Тл), параллельного интерфейсу,  $d = 60$  нм.

возможно [56]. Зависимости  $R(B)$ , полученные при разных температурах, также пересекаются, но из-за наклона сепаратриссы единая точка пересечения отсутствует. Минимум сопротивления наблюдается в системах с большой толщиной диэлектрических прослоек. Если их толщина соизмерима с длиной когерентности, то сверхпроводимость возникает поэтапно — сначала в гранулах, а затем при понижении температуры между ними устанавливается джозефсоновская связь. Отрицательная величина  $dR/dT$  объясняется «вымораживанием» термоактивированного одночастичного транспорта по полупроводниковым прослойкам между сверхпроводящими гранулами [7,15].

Для гетероструктур с толщинами  $40 \text{ нм} < d < 80 \text{ нм}$  в параллельном магнитном поле наблюдается третий признак SIT — отрицательное магнитосопротивление, наиболее ярко проявляющееся для образцов с  $d < 60 \text{ нм}$  (рис. 4, образец В).

Ранее считалось, что фазовый переход сверхпроводник–изолятор характеризуется универсальным квантовым сопротивлением  $R_c = R_Q = h/4e^2 \approx 6,5 \text{ кОм}$  [47]. В настоящее время, опираясь на большое количе-

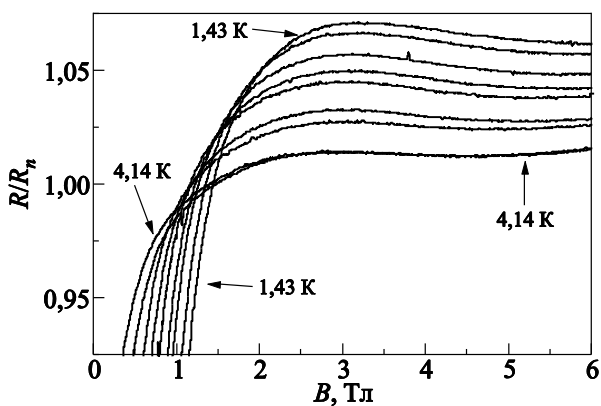


Рис. 4. Зависимости  $R(B)$  при различных температурах в параллельном интерфейсу магнитном поле,  $d = 60$  нм.

ство экспериментов, полагают, что универсального для всех систем сопротивления  $R_c$  не существует [7]. Для наших образцов универсальное квантовое сопротивление тоже не наблюдается. Но в нашем случае ситуация усложняется невозможностью точно определить величину критического сопротивления на квадрат  $R_c$  ввиду неясной геометрии сверхпроводящего интерфейса, который представляет собой многосвязную сверхпроводящую наноструктуру непостоянной толщины [5]. Кроме того, критическое сопротивление занижено шунтирующим влиянием полупроводниковых слоев PbTe и PbS, имеющих конечное сопротивление [6]. Мы также не видим особого смысла в поиске эффектов слабой локализации, поскольку увеличение сопротивления в магнитном поле на изолирующей стороне SIT четко коррелирует с началом сверхпроводящего перехода, а также ввиду многофазности гранулированной среды.

Как видно на рис. 5, для гетероструктур первой категории (величина  $d > 100 \text{ нм}$ ) с непрерывной сеткой дислокаций несоответствия и, следовательно, сплошным [6] сверхпроводящим интерфейсом характерные признаки M–SIT не наблюдаются (образец С). Таким образом, показано, что основным условием реализации индуцированного магнитным полем SIT в гетероструктурах PbS/PbTe является островковый характер сверхпроводящего интерфейса.

В то же время остается еще много вопросов (см. также [7,36]) в проблеме реализации SIT. Почему универсальное квантовое сопротивление во многих экспериментах не является необходимым атрибутом SIT? Должна ли структура быть однородно гранулированной или достаточно случайной перколяции [52]? Какими должны быть форма и размер [57] гранул, как надежно подавить квазичастичный транспорт между гранулами сверхпроводника? Действительно ли необходима кулоновская блокада? Как формируется пространственная неоднородность параметра порядка в однородных разупорядоченных пленках? Для ответов

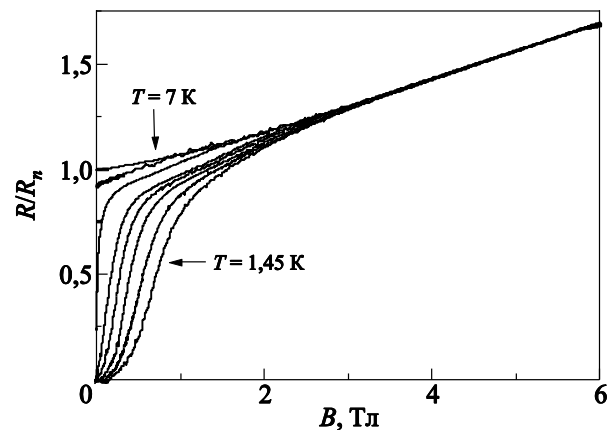


Рис. 5. Зависимости  $R(B)$  при различных температурах в параллельном интерфейсу магнитном поле,  $d = 100$  нм.

на эти вопросы требуются более детальные исследования особенностей перехода сверхпроводник–изолятор в области более низких температур.

### Выводы

Экспериментально исследовано подавление сверхпроводимости сильным магнитным полем в самоорганизованных интерфейсных сверхпроводящих наноструктурах, возникающих в гетероструктурах PbTe/PbS с разными толщинами полупроводниковых слоев.

Впервые для таких структур обнаружены все характерные признаки индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник–изолятор. Установлено, что структурные особенности интерфейса существенно влияют на условия реализации и характерные особенности M–SIT. Показано, что SIT наблюдается в образцах с дефектной (островковой) структурой сверхпроводящего интерфейса, но отсутствует в образцах с бездефектной, практически идеальной структурой сверхпроводящего интерфейса.

Механизм SIT в данных объектах подобен перколяционному механизму в гранулированных системах.

Таким образом, показано, что полупроводниковые гетероструктуры  $A^{IV}B^{VI}$  типа могут служить модельным объектом для изучения особенностей индуцированного магнитным полем перехода сверхпроводник–изолятор, так как в них контролируемым образом можно изменять свойства сверхпроводящего интерфейса.

Работа выполнена при частичной поддержке целевой комплексной программы фундаментальных исследований НАН Украины «Фундаментальные проблемы наноструктурных систем, наноматериалов, нанотехнологий» (грант № 26/13-Н).

1. О.А. Миронов, Б.А. Савицкий, А.Ю. Сипатов, А.И. Федоренко, А.И. Чиркин, С.В. Чистяков, Л.П. Шпаковская, *Письма в ЖЭТФ* **48**, 100 (1988) [*JETP Lett.* **48**, 106 (1988)].
2. А.И. Федоренко, В.В. Зорченко, А.Ю. Сипатов, О.А. Миронов, С.В. Чистяков, О.Н. Нащекина, *ФТТ* **41**, 1693 (1999) [*Phys. Solid State* **41**, 1551 (1999)].
3. N.Ya. Fogel, A.S. Pokhila, Yu.V. Bomze, A.Yu. Sifatov, A.I. Fedorenko, and R.I. Shekhter, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 512 (2001).
4. N.Ya. Fogel, E.I. Buchstab, Yu.V. Bomze, O.I. Yuzepovich, M.Yu. Mikhailov, A.Yu. Sifatov, E.A. Pashitskii, R.I. Shekhter, and M. Jonson, *Phys. Rev. B* **73**, 161306(R) (2006).
5. N.Ya. Fogel, E.I. Buchstab, Yu.V. Bomze, O.I. Yuzepovich, A.Yu. Sifatov, E.A. Pashitskii, A. Danilov, V. Langer, R.I. Shekhter, and M. Jonson, *Phys. Rev. B* **66**, 174513 (2002).
6. О.И. Юзефович, М.Ю. Михайлов, С.В. Бенгус, А.Ю. Аладышкин, Е.Е. Пестов, Ю.Н. Ноздрин, А.Ю. Сипатов, Е.И. Бухштаб, Н.Я. Фогель, *ФНТ* **34**, 1249 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 985 (2008)].
7. В.Ф. Гантмахер, В.Т. Долгополов, *УФН* **180**, 3 (2010) [*Phys. Usp.* **53**, 1 (2010)].
8. D.B. Haviland, Y. Liu, and A.M. Goldman, *Phys. Rev. Lett.* **62**, 2180 (1989); B.G. Orr, H.M. Jaeger, A.M. Goldman, and C.G. Kuper, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 378 (1986); H.M. Jaeger, D.B. Haviland, B.G. Orr, and A.M. Goldman, *Phys. Rev. B* **40**, 182 (1989).
9. N. Markovic, C. Christiansen, A.M. Mack, W.H. Huber, and A.M. Goldman, *Phys. Rev. B* **60**, 4320 (1999).
10. D. Shahar and Z. Ovadyahu, *Phys. Rev. B* **46**, 10917 (1992).
11. N. Marković, C. Christiansen, and A.M. Goldman, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5217 (1998).
12. C.A. Marrache-Kikuchi, H. Aubin, A. Pourret, K. Behnia, J. Lesueur, L. Bergé, and L. Dumoulin, *Phys. Rev. B* **78**, 144520 (2008).
13. A.F. Hebard and M.A. Paalanen, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 927 (1990).
14. M.A. Paalanen, A.F. Hebard, and R.R. Ruel, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1604 (1992).
15. A. Yazdani and A. Kapitulnik, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3037 (1995).
16. D. Ephron, A. Yazdani, A. Kapitulnik, and M.R. Beasley, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 1529 (1996).
17. V.F. Gantmakher, M.V. Golubkov, V.T. Dolgoplov, G.E. Tsydynzhapov, and A.A. Shashkin, *Письма в ЖЭТФ* **71**, 231 (2000) [*JETP Lett.* **71**, 160 (2000)].
18. E. Bielejec and W. Wu, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 206802 (2002).
19. G. Sambandamurthy, L.W. Engel, A. Johansson, and D. Shahar, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 107005 (2004).
20. G. Sambandamurthy, L.W. Engel, A. Johansson, E. Peled, and D. Shahar, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 017003 (2005).
21. G. Sambandamurthy, A. Johansson, E. Peled, D. Shahar, P.G. Bjornsson, and K.A. Moler, *Europhys. Lett.* **75**, 611 (2006).
22. H. Aubin, C.A. Marrache-Kikuchi, A. Pourret, K. Behnia, L. Bergé, L. Dumoulin, and J. Lesueur, *Phys. Rev. B* **73**, 094521 (2006).
23. T.I. Baturina, C. Strunk, M.R. Baklanov, and A. Satta, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 127003 (2007); M.V. Fistul, V.M. Vinokur, and T.I. Baturina, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 086805 (2008).
24. V.M. Vinokur, T.I. Baturina, M.V. Fistul, A.Yu. Mironov, M.R. Baklanov, and C. Strunk, *Nature* **452**, 613 (2008).
25. M.A. Steiner, G. Boebinger, and A. Kapitulnik, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 107008 (2005).
26. Yen-Hsiang Lin and A.M. Goldman, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 127003 (2011).
27. О.И. Юзефович, Б. Костельска, С.В. Бенгус, А. Витковска, *ФНТ* **36**, 1312 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 1058 (2010)].
28. K.A. Parendo, K.H. Sarwa B. Tan, A. Bhattacharya, M. Eblen-Zayas, N.E. Staley, and A.M. Goldman, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 197004 (2005).
29. C.A.M. dos Santos, Y. Kopelevich, S. Moehlecke, and A.J.S. Machado, *Physica C* **341**, 1047 (2000).

30. Kevin A. Parendo, K.H. Sarwa B. Tan, and A.M. Goldman, *Phys. Rev. B* **73**, 174527 (2006).
31. V.F. Gantmakher, *Physica C* **404**, 176 (2004).
32. G.T. Seidler, T.F. Rosenbaum, and B.W. Veal, *Phys. Rev. B* **45**, 10162 (1992).
33. S. Tanda, S. Ohzeki, and T. Nakayama, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 530 (1992).
34. A.T. Bollinger, G. Dubuis, J. Yoon, D. Pavuna, J. Misewich, and I. Božović, *Nature* **472**, 458 (2011).
35. Hyunjeong Kim, Shirin Jamali, and A. Rogachev, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 027002 (2012).
36. A.M. Goldman, *Int. J. Mod. Phys. B* **24**, 4081 (2010).
37. К.Б. Ефетов, *ЖЭТФ* **78**, 2017 (1980) [*Sov. Phys. JETP* **51**, 1015 (1980)].
38. I.S. Beloborodov, A.V. Lopatin, V.M. Vinokur, and K.B. Efetov, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 469 (2007).
39. P. Delsing, C.D. Chen, D.B. Haviland, Y. Harada, and T. Claeson, *Phys. Rev. B* **50**, 3959 (1994).
40. H.S.J. van der Zant, F.C. Fritschy, W.J. Elion, L.G. Geerlings, and J.E. Mooji, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 2971 (1992).
41. H.S.J. van der Zant, W.J. Elion, L.G. Geerlings, and J.E. Mooji, *Phys. Rev. B* **54**, 10081 (1996).
42. Watson Kuo and C.D. Chen, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 186804 (2001).
43. I.V. Protopopov and M.V. Feigel'man, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 621 (2007) [*JETP Lett.* **85**, 513 (2007)].
44. M.V. Feigel'man, L.B. Ioffe, and M. Mézard, *Phys. Rev. B* **82**, 184534 (2010).
45. R. Fazio and H.S.J. van der Zant, *Phys. Rep.* **355**, 235 (2001).
46. V.M. Galitski and A.I. Larkin, *Phys. Rev. B* **63**, 174506 (2001).
47. M.P.A. Fisher, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 923 (1990).
48. A.M. Goldman, *Fiz. Nizk. Temp.* **36**, 1107 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 884 (2010)].
49. K.H. Sarwa, B. Tan, Kevin A. Parendo, and A.M. Goldman, *Phys. Rev. B* **78**, 014506 (2008).
50. Y. Dubi, Y. Meir, and Y. Avishai, *Phys. Rev. B* **71**, 125311 (2005); *Phys. Rev. B* **73**, 054509 (2006).
51. Y. Dubi, Y. Meir, and Y. Avishai, *Nature* **449**, 876 (2007).
52. Y.M. Strelniker, A. Frydman, and S. Havlin, *Phys. Rev. B* **76**, 224528 (2007).
53. A. Ghosal, M. Randeria, and N. Trivedi, *Phys. Rev. B* **65**, 014501 (2001).
54. D. Kowal and Z. Ovadyahu, *Solid State Commun.* **90**, 783 (1994).
55. L.S. Palatnik and A.I. Fedorenko, *J. Cryst. Grow* **52**, 917 (1981).
56. В.Ф. ГАНТМАХЕР, *УФН* **168**, 231 (1998) [*Phys. Usp.* **41**, 214 (1998)].
57. В.Ф. ГАНТМАХЕР, *ФHT* **37**, 71 (2011) [*Low Temp. Phys.* **37**, 59 (2011)].

Suppression of superconductivity by strong magnetic field in PbTe/PbS heterostructures with superconducting interface

S.V. Bengus, A.Yu. Sipatov, and O.I. Yuzepovich

The influence of strong magnetic field on superconductivity of PbTe/PbS heterostructures with different thickness of semiconductor layers has been studied comprehensively. The metal-type conductivity and superconductivity ( $T_c \leq 6.5$  K) of PbTe/PbS heterostructures are related to the band inversion in narrow-gap semiconductors due to the elastic stress field formed by misfit dislocation networks arising at the interface between the semiconductor layers of sufficient thickness ( $d > 80$  nm). If  $d$  decreases the continuity of the superconducting interface is broken,  $T_c$  decreases and the metallic type conductivity changes to a semiconductive type. It is found that the discontinuity of the superconducting interface is a necessary condition for the observation of the magnetic field-induced superconductor–insulator transition (SIT) and it significantly affects its features (a fan-like set of curves  $R(T)$ , intersection of curves  $R(B)$  both in perpendicular and parallel to interface magnetic fields, and negative magnetoresistance). In the framework of Fisher's theoretical model the scaling analysis was made for these samples. In heterostructures with the perfect interface no evidence of the SIT was observed. We suppose that this effect is connected with the percolation phenomena inherent to granular superconductors.

PACS: 74.78.Fk Multilayers, superlattices, heterostructures;  
74.25.F– Transport properties;  
74.40.Kb Quantum critical phenomena.

Keywords: superconductivity, superconductor–insulator transition, semiconducting heterostructures.