

Институт химической кинетики
и горения СО АН СССР,
Новосибирск

Поступило в Редакцию
19 сентября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1

12 января 1991 г.

05.4

© 1991

ИНДУЦИРОВАННАЯ СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ В СВЕРХРЕШЕТКЕ

Г.Б. Д у б р о в с к и й

В последнее время интенсивно обсуждаются возможная роль структуры, состава и других особенностей металлоксидных (123) сверхпроводников в достижении высоких T_c . В ряде работ (например, [1]) отмечается, что в элементарных ячейках этих кристаллов содержится по два квазидвумерных слоя $Si-O$ с сильной связью внутри слоев, слабо связанные друг с другом. Полагают, что высокие T_c в этих материалах могут быть связаны с логарифмическими особенностями плотности состояний, обусловленными таким строением решетки. По существу, такой подход эквивалентен рассмотрению одномерной сверхрешетки. Характерной особенностью сверхрешетки является расщепление основного состояния на подзоны (минизоны). Представляется, что высокие T_c в металлооксидах, а также, вероятно, и в других сверхрешетках могут быть связаны не только с указанными особенностями функции плотности состояний, но и с наличием в них минизон или взаимосогласованных неидентичных электронных состояний. При этом возможен электронный механизм коллективизации электронов в результате суперпозиции состояний с противоположными импульсами и спинами в каждой минизоне с обменом между ними виртуальными фононами [2] или прямой суперпозиции состояний разных минизон.

Типичным представителем полупроводниковых сверхрешеток с минизонным строением электронного спектра является карбид кремния [3], однако в равновесных условиях электроны в такой сверхрешетке имеются только в нижней минизоне и проводимость носит обычный характер. Для заполнения состояний в верхних минизонах необходимо использовать какой-либо способ впрыска, например, поверхностный барьер.

В данной работе приведены результаты измерений сопротивления и магнитных свойств поверхностного барьера в кристаллах SiC

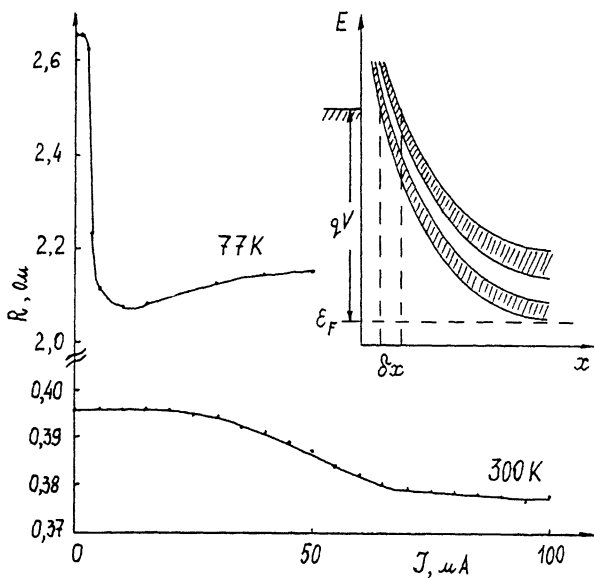


Рис. 1. Зависимость измеренного сопротивления образца от тока смещения при 77 и 300 К. На врезке показана энергетическая диаграмма барьера Шоттки в SiC . Заштрихованные области соответствуют двум первым разрешенным минизонам.

n -типа в зависимости от смещения. Барьер Шоттки создавался путем напыления на травленую поверхность кристалла очень тонкого слоя Au или Cr с тем, чтобы его сопротивление было не ниже 100 Ом. По характерной окраске отбирались образцы ромбоэдрических модификаций $15R$, $21R$ и $27R$ с концентрацией $N_d - N_a$ порядка 10^{19} см^{-3} , при этом толщина области пространственного заряда (ОПЗ) составляет около 10^{-5} см . Электронные состояния 1-й и 2-й минизон в этих кристаллах аналогичны состояниям разных $Cu-O$ слоев в кристаллах (123), пространственно разделены и энергетический зазор между ними имеет порядок kT при $T = 300 \text{ К}$.

Измерения сопротивления образцов при различных отрицательных смещениях производились четырехзондовым методом на переменном токе при температурах 77 и 300 К. Омические измерительные контакты располагались в ряд на поверхности образца, противоположной барьеру, и создавались вплавлением Sn или термокомпрессией Al . Для подачи смещения на барьер использовался дополнительный 5-й контакт, расположенный симметрично по отношению к измерительным. Измерения проводились на частотах от 20 Гц до 200 кГц, но какой-либо зависимости от частоты обнаружено не было. Температура образцов контролировалась термопарой, и их нагрева током не наблюдалось во всем диапазоне смещений.

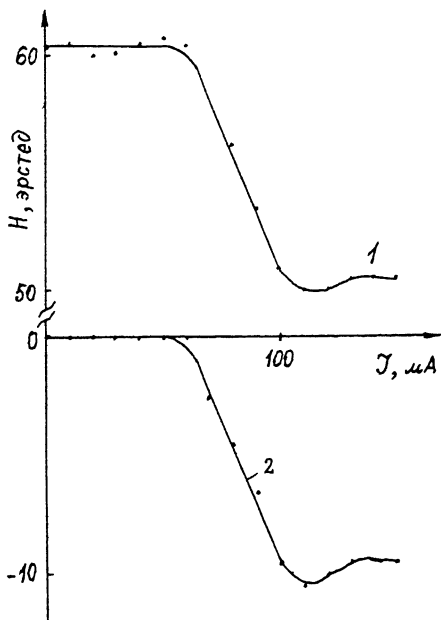


Рис. 2. 1 – Зависимость магнитного поля, прошедшего через образец, от смещения при постоянном внешнем магнитном поле. 2 – Магнитное поле от образца сразу после выключения внешнего магнитного поля при разных токах смещения. $T = 300$ К.

Из общего количества более 50 образцов на четырех наблюдались существенное уменьшение измеряемого сопротивления, достигавшее 15–25% исходной величины при 77 К и 4–10% при 300 К. Данные для одного из этих образцов приведены на рис. 1. Видно, что с ростом тока смещения происходит „переключение“ сопротивления с одного постоянного значения при малых токах на другое, более низкое, при больших. При 77 К это переключение наблюдается при токах в несколько мА, а при 300 К – в районе 30–60 мА. Вычисления с использованием измеренных значений сопротивления контактов и объема образца показывают, что шунтирующее образец сопротивление после переключения составляет от 0,1 до 10 Ом.

Таким образом, в рассматриваемых образцах приложение отрицательного смещения к барьеру приводит к образованию области с высокой проводимостью, очевидно, связанной с ОПЗ. В обычных полупроводниках такой эффект не наблюдается, поэтому естественно связать его с минизонным строением электронного спектра *SiC*. На врезке рис. 1 показана схематически энергетическая диаграмма барьера Шоттки в *SiC*, на которой заштрихованные области соот-

ветствуют двум первым разрешенным минизонам сверхрешетки. Из этой диаграммы видно, что при отрицательном смещении на металле барьера в некоторой области δx кристалла вблизи поверхности будет происходить частичное заполнение состояний в обеих минизонах за счет туннелирования электронов из металла. В измеренных нами образцах эта область имеет ширину в несколько десятков Å и располагается на глубине порядка 100 Å . По-видимому, именно эта область и является ответственной за наблюдаемое закорачивание образцов при смещении. Оценивая удельное сопротивление в ней по данным измерений, мы получаем в качестве верхних оценок величины от 10^{-8} до $10^{-6} \text{ Ом}\cdot\text{см}$. Такие низкие значения свидетельствуют о том, что в этой области, вероятно, возникает сверхпроводимость.

Измерения магнитных свойств выполнялись на образцах с двумя барьерами на противоположных гранях, создаваемых напылением Au . Измерения производились при 77 и 300 К в специальной оправке с подпружиненными контактами, на которые подавалось напряжение смещения. С одной стороны образца располагался миниатюрный соленоид, создававший поле $\approx 60 \text{ Э}$, с другой – датчик Холла. Как и при измерениях сопротивления, эффект наблюдался не на всех образцах, а лишь на трех из 40. Процедура измерений заключалась в ступенчатом изменении тока смещения с включением и выключением соленоида на каждой ступени и регистрации поля, прошедшего образец. В зависимости от знака приложенного напряжения большая его часть оказывается приложенной к тому барьеру, для которого оно является отрицательным. Существенной разницы при изменении знака смещения не отмечалось, что означает, что барьеры на Si - и C -гранях с точки зрения наших измерений одинаковы.

На рис. 2 показана зависимость поля, регистрируемого датчиком Холла, от смещения на образце при 300 К. В общих чертах эта зависимость очень похожа на зависимость сопротивления от смещения: с ростом смещения здесь также происходит „переключение“ с одного постоянного значения на другое. При включенном соленоиде поле, прошедшее образец, уменьшается, а в отсутствие внешнего поля датчик регистрирует поле обратного знака, возбужденное в образце. Это свидетельствует о появлении аномального диамагнетизма образцов под действием смещения. После выключения смещения поле в образце, медленно спадая, сохраняется в течение нескольких минут.

Совокупность полученных данных позволяет предположить, что при заполнении путем впрыска электронных состояний двух нижних минизон сверхрешетки возможна коллективизация электронов с образованием сверхпроводящего состояния. В дальнейшем мы предполагаем выяснить роль конкретной политипной структуры кристаллов SiC в наблюдаемых свойствах барьеров, а также изучить возможность получения описанных эффектов в других политипных материалах с минизонной структурой электронного спектра и кластерных сверхрешетках [5], характеризующихся пространственным разделением электронных подсистем.

Автор благодарен Е.Н. Мохову за предоставление кристаллов, А.Г.Остроумову за помощь в изготовлении образцов, В.Н. Богомолову и Е.К. Кудинову за полезные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Zidan Wang, Nanzhi Zou, Jinzhong, Pang, Changde Gong // Sol. State. Commun. 1987. V. 64. N 4. P. 531-533.
- [2] Гейликман Б.Т. // УФН. 1966. Т. 88. В. 2. С. 327-345.
- [3] Дубровский Г.Б. // ФТТ. 1971. Т. 13. В. 8. С. 2505-2507.
- [4] Дубровский Г.Б., Пикус Ф.Г.// ФТТ. 1989. Т. 31. В. 1. С. 19-23.
- [5] Богомолов В.Н., Задорожный А.И., Павлова Т.М., Петрановский В.П., Подхалюзин В.П., Холкин А.Л. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 31. В. 7. С. 406-409.

Физико-технический институт
им. А.Ф. Иоффе АН СССР,
Ленинград

Поступило в Редакцию
19 июля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 17, вып. 1

12 января 1991 г.

09; 12

© 1991

ЭПР ИЗОБРАЖЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМАГНИТНЫХ ЦЕНТРОВ С МАКРОСКОПИЧЕСКОЙ МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

Б.Ф. Алексеев, М.Б. Гайфуллин,
А.Б. Тихонов

ЭПР томографии посвящается большое число работ (см., например, [1]). Интерес к этому приложению метода ЭПР обусловлен необходимостью контроля во многих технологических процессах и в научных исследованиях распределения парамагнитных центров (ПЦ) по объему твердого образца. Традиционные методы ЭПР томографии [1] позволяют решать эту задачу с приемлемыми для практических нужд пространственным разрешением и чувствительностью, но дают лишь интегральную картину распределения центров по объему, не допуская возможности разделения их по принадлежности к кристаллическим или неупорядоченным мелкодисперсным (с размерами час-