

ДЕФОРМАЦИЯ ВОЛНЫ ЗАРЯДОВОЙ ПЛОТНОСТИ ВБЛИЗИ МИКРОКОНТАКТА С НОРМАЛЬНЫМ МЕТАЛЛОМ

А. А. Синченко

*Московский инженерно-физический институт
115409, Москва, Россия*

*В. Я. Покровский**

*Институт радиотехники и электроники Российской академии наук
103907, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 17 июня 2005 г.

Исследованы вольт-амперные характеристики микроконтактов $\text{Cu-K}_{0.3}\text{MoO}_3$ между металлом и полупроводником с волной зарядовой плотности при разных диаметрах контактов в широком диапазоне температур T и напряжений V . В интервале $80\text{ K} \lesssim T \lesssim 150\text{ K}$ вольт-амперные характеристики хорошо описываются в рамках полупроводниковой модели: экранирование внешнего электрического поля приводит к деформации волны зарядовой плотности, сдвигу химического потенциала квазичастиц и изменению сопротивления микроконтакта. Показано, что в равновесии химический потенциал находится выше середины пайерлсовской щели и приближается к ее середине с повышением температуры. На вольт-амперных характеристиках микроконтактов диаметром $d \gtrsim 100\text{ \AA}$ наблюдается резкое уменьшение сопротивления при $|V| > V_t$, связанное с началом локального, в пределах приконтактной области, скольжения волны зарядовой плотности. Зависимость $V_t(d, T)$ может быть объяснена размерным эффектом в проскальзывании фазы волны зарядовой плотности.

PACS: 71.30.+h, 73.63.Rt, 73.40.Ns, 72.15.Nj

1. ВВЕДЕНИЕ

Волна зарядовой плотности (ВЗП) появляется в низкоразмерных проводниках при понижении температуры в результате пайерлсовского перехода. При этом на поверхности Ферми образуется энергетическая щель 2Δ , в результате чего проводник переходит в полуметаллическое (NbSe_3) или полупроводниковое ($\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ — голубая бронза, TaS_3) состояние [1]. Возникающее состояние характеризуется периодической модуляцией электронной плотности $\rho = \rho_0 + \rho_1 \cos(qx + \phi)$, где ρ_0 и ρ_1 — среднее значение и амплитуда модуляции электронной плотности, $q = 2k_F$ — величина волнового вектора ВЗП, ϕ — фаза ВЗП. Трехмерное упорядочение ВЗП позволяет говорить о ней как об электронном кристалле. В пайерлсовском состоянии при конечной температуре всегда существуют одноэлектронные возбуждения — электроны и дырки, определяющие про-

водимость и другие кинетические свойства системы в электрических полях ниже порогового, т. е. когда ВЗП не может двигаться в кристалле как целое. Очевидно, что учет влияния одноэлектронных возбуждений наиболее актуален для ВЗП с полной диэлектризацией электронного спектра. В этом случае по физическим свойствам пайерлсовский проводник аналогичен полупроводнику. Однако даже в слабых электрических полях существуют значительные различия между свойствами полупроводников с ВЗП и обычных полупроводников. Так, любое изменение волнового вектора ВЗП связано с изменением заряда ВЗП, а значит, в силу электронейтральности, и с изменением баланса между термическими одноэлектронными возбуждениями [2]. В свою очередь, это может приводить при низкой температуре к значительному изменению линейной проводимости, обеспечиваемой этими возбуждениями. Таким образом, изменение волнового вектора ВЗП играет в полупроводниках с ВЗП такую же роль, как легирование в

*E-mail: pok@cplire.ru

обычных полупроводниках: изменяет концентрацию электронов и дырок. Представление о полупроводнике с ВЗП как об обычном полупроводнике с уровнем легирования, зависящим от внешнего возмущения (температуры T или электрического поля E), было использовано для описания термоэдс и проводимости TaS_3 в работах [3, 4].

Развитие данных представлений привело к созданию полупроводниковой модели ВЗП [5]. Суть модели состоит в том, что транспортные свойства при неподвижной (запиннигованной) ВЗП определяются электронными и дырочными возбуждениями через пайерлсовскую щель 2Δ , а разность линейных концентраций квазичастиц, $p-n$, изменяется при изменении волнового вектора q ВЗП: $q - q_0 = (p - n)/\pi$, где q_0 — значение q при $T = 0$. В рамках данной модели было показано, что в униполярных полупроводниках с ВЗП температурная зависимость проводимости определяется главным образом зависимостью $q(T)$, причем $q(T) - q_0 \propto \exp(-\Delta/kT)$, где k — постоянная Больцмана. Для разных соединений удалось адекватно объяснить поведение термоэдс, эффекта Холла и температурного гистерезиса проводимости в терминах сдвига химического потенциала ζ относительно середины запрещенной зоны. Сдвиг $\delta\zeta$ химического потенциала однозначно связан с деформацией δq ВЗП, т. е. с отклонением q от равновесного значения, вызванным изменением температуры или электрическим полем.

При приложении к пайерлсовскому полупроводнику электрического поля меньше или порядка порогового поля E_t вблизи контактов с подводящим металлическим проводником происходит растяжение или сжатие ВЗП. При дальнейшем увеличении поля деформация достигает своего критического значения, ВЗП разрывается и при этом рождается или уничтожается один период ВЗП, т. е. образуются центры проскальзывания фазы и начинается движение ВЗП.

В традиционной геометрии измерения транспортных свойств площадь подводящих контактов из нормального металла сравнима с поперечными размерами образцов с ВЗП, и, как правило, критический сдвиг химического потенциала в этом случае составляет величину порядка нескольких миллизвольт, т. е. существенно меньше kT практически при всех температурах. В работах [6, 7] детально изучались процессы конверсии тока нормальных носителей в ток ВЗП в данной геометрии. Измерения пространственного изменения волнового вектора ВЗП показали, что в приконтактной области деформация ВЗП существует на макроскопическом

масштабе длин. В нашей предыдущей работе [8] мы показали, что ситуация качественно изменяется, если контакт металл–ВЗП имеет микроскопические размеры. В этом случае электрическое поле локализовано в основном в приконтактной области размером порядка диаметра контакта [9]. При этом можно достичь очень большой деформации ВЗП и, соответственно, значительного сдвига химического потенциала при неподвижной ВЗП. Предложенная методика, в принципе, позволяет определять локальное положение уровня химического потенциала при различной температуре.

В настоящей работе сообщаются результаты детального экспериментального исследования характеристик микроконтактов $\text{Cu-K}_{0.3}\text{MoO}_3$ в диапазоне температур 77–200 К. На основе полученных экспериментальных данных определены температурные зависимости положения химического потенциала и коэффициента экранирования электрического поля вблизи контакта нормального металла и голубой бронзы. Мы показываем также, что при увеличении диаметра контакта можно наблюдать переход к режиму локального скольжения ВЗП. Поведение пороговых характеристик ВЗП в этом случае может быть рассмотрено с точки зрения существования своеобразного размерного эффекта, связанного с тем, что условия проскальзывания фазы определяются диаметром микроконтакта.

В разд. 2 в рамках полупроводниковой модели дано описание физических процессов вблизи микроконтакта. В разд. 3 описана использованная экспериментальная методика. В разд. 4 приведены результаты измерений температурной эволюции высокоомных контактов $\text{Cu-K}_{0.3}\text{MoO}_3$. В разд. 5 приведены результаты аналогичных исследований, но для низкоомных контактов. В этом же разделе обсуждается влияние диаметра контакта на характеристики пайерлсовского проводника вблизи контакта с нормальным металлом. В разд. 6 полученные результаты обсуждаются в рамках полупроводниковой модели ВЗП.

2. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Как уже указывалось выше, электрическое поле локализовано в малой области вблизи точечного контакта [9]. Если оба материала изотропны, размер этой области примерно равен диаметру контакта. В нашем случае контакта нормального металла и анизотропного полупроводника с ВЗП глубина этой области в \sqrt{A} раз больше, где A — анизотропия прово-

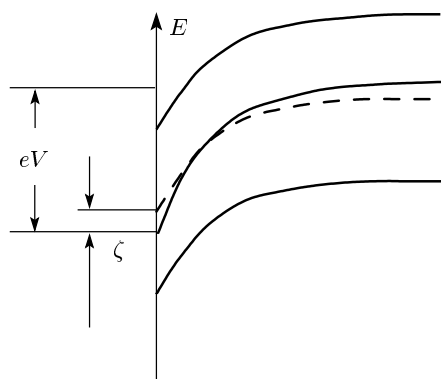


Рис. 1. Схема искажения энергетических зон вблизи точечного контакта металл–ВЗП (полупроводник n -типа) при положительном напряжении смещения. Штрихами обозначена эффективная середина пайерлсовской щели (электростатический потенциал); ζ — химический потенциал, отсчитанный от середины щели. Вблизи контакта происходит частичное экранирование электрического поля: наклон электростатического потенциала меньше, чем электрохимического (средняя сплошная линия). При этом электрохимический потенциал пересекает середину щели (переход от n - к p -типу проводимости)

димости (порядка 10^3 для $K_{0.3}MoO_3$ [1]), в случае, когда ток протекает вдоль проводящих цепочек. Рассмотрим процессы, происходящие в такой области, на примере контакта металла (в нашем случае Cu) с голубой бронзой ($K_{0.3}MoO_3$) при приложении положительного напряжения. Результаты работы [8] показывают, что вблизи точечного контакта деформация δq ВЗП под действием электрического поля приводит к нарушению баланса между электронами и дырками, т. е. к изменению разности концентраций $p - n$. Следовательно, возникает сдвиг химического потенциала $\delta\zeta \approx \delta q(d\zeta/dq)$. Следствием последнего является изменение сопротивления контакта.

Как известно из измерений термоэдс и эффекта Холла [10], голубая бронза обладает n -типом проводимости в пайерлсовском состоянии. Это значит, что химический потенциал в равновесии сдвинут выше эффективной середины пайерлсовской энергетической щели, определяемой из условия $\mu_n n = \mu_p p$, где μ_n и μ_p — соответственно подвижности электронных и дырочных возбуждений.

На рис. 1 показана схема энергетических зон вблизи точечного контакта. Положительный знак напряжения смещения V соответствует сдвигу химического потенциала вниз (считаем $\delta\zeta > 0$). В этом случае максимум сопротивления контакта соответ-

ствует положению химического потенциала в эффективной середине щели. При дальнейшем увеличении напряжения наблюдается переход от электронной проводимости к дырочной. Действительно, как видно из рис. 1, деформация ВЗП вблизи контакта происходит так, что электрическое поле, определяемое градиентом электростатического потенциала (штриховая кривая на рис. 1), вблизи контакта уменьшается: ВЗП деформируется под действием этого электрического поля до тех пор, пока поле не обратится в нуль или его действие не будет скомпенсировано силами пиннинга.

При достаточно большой деформации ВЗП химический потенциал может оказаться ниже середины щели, что соответствует дырочной проводимости. Зависимость сопротивления R контакта от напряжения смещения является асимметричной с максимумом сопротивления, смещенным в область положительных напряжений. Переход через максимум и есть переход к дырочному типу проводимости. Для количественного описания зависимости $R(V)$ нужно принять во внимание, что изменение сопротивления приконтактной области происходит неоднородно (рис. 1). Для простоты представим R как сумму $R(\delta\zeta) + R_0$, где R_0 не зависит от V , а $R(\delta\zeta)$ определяется обычной формулой для проводимости квазичастиц, $\mu_n n + \mu_p p$. Будем считать, что величина $\delta\zeta$ пропорциональна напряжению: $\delta\zeta = bV$; случай $b = 1$ соответствует полному экранированию приложенного поля — отсутствию изгиба зон, изображенных на рис. 1. Иными словами, область падения напряжения представим как последовательное соединение двух участков: с однородным сдвигом химического потенциала и с не зависящим от V сопротивлением:

$$R(V) = \frac{R_1}{\text{ch}[b(V - V_0)/kT]} + R_0. \quad (1)$$

Получается выражение с четырьмя подгоночными параметрами: V_0 соответствует максимуму сопротивления и является химическим потенциалом в эффективной середине щели, а величина bV_0 дает оценку начального сдвига ζ_0 химического потенциала относительно эффективной середины щели. Величина R_1 , как правило, в несколько раз превышает R_0 , т. е. ВЗП деформируется практически во всей области падения контактного напряжения. Формула (1) успешно использовалась в работе [8] для описания зависимостей $R(V)$ для точечных контактов $Cu-K_{0.3}MoO_3$ при $T = 77$ К. Аналогичным образом были изучены и проанализированы свойства микроконтактов $Cu-TaS_3$ [11], причем напряжение V_0

оказалось отрицательным, что соответствует p -типу квазичастичной проводимости, которым, как известно, обладает TaS_3 [12].

3. ЭКСПЕРИМЕНТ

От других квазиодномерных проводников с ВЗП кристаллы голубой бронзы отличаются относительно большими размерами, что облегчает приготовление к ним точечных контактов, в том числе и для пропускания тока вдоль цепочек. В настоящей работе отбирались кристаллы с совершенной поверхностью, перпендикулярной оси b кристалла. В ряде случаев поверхность получалась путем направленного скола исходного кристалла. В качестве нормальных электродов использовались электрохимически заточенные медные проволоки диаметром 50 и 75 мкм. Радиус закругления игл не превышал 1 мкм. Точечные контакты формировались непосредственно при низкой температуре с помощью прецизионной механической системы передачи движения. Диаметр d контакта оценивался по величине его сопротивления R с помощью формулы Шарвина [13]:

$$R \approx \frac{\rho l}{a^2}, \quad a = d\sqrt{A},$$

где $\rho = 0.2$ Ом·см — удельное сопротивление $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ вдоль цепочек при $T = 77$ К, а $l = 10$ нм — длина свободного пробега [1]. Вся система размещалась в газообразной теплообменной среде с возможностью изменения температуры от 77 до 300 К. Были получены и исследованы контакты в широкой области контактных сопротивлений — от единиц до нескольких сотен килоом при $T = 78$ К. Прикладывая напряжение к высокоомным контактам ($R \gtrsim 30\text{--}40$ кОм, $d \lesssim 100$ Å), в большинстве случаев не удавалось достичь критической деформации ВЗП, соответствующей началу проскальзывания фазы. В случае же контактов большей площади можно было наблюдать локальное скольжение ВЗП в приконтактной области. Получение температурных зависимостей для высокоомных контактов оказалось очень затруднительным из-за их низкой стабильности, особенно при изменении температуры. Однако в нескольких случаях удалось проследить характеристики таких контактов в достаточно широких диапазонах температур. Кроме того, температурная эволюция контактных характеристик исследовалась еще и следующим образом: при каждой заданной температуре измерялись характеристики двух–трех различных контактов.

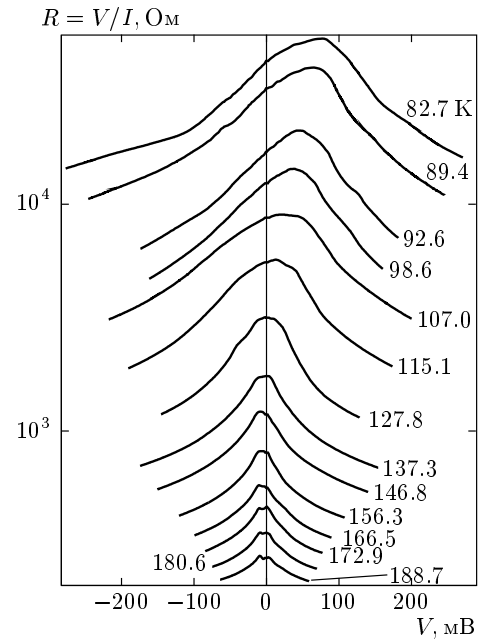


Рис. 2. Зависимости $R(V)$ для одного из контактов в диапазоне температур 80–190 К

4. ВЫСОКООМНЫЕ КОНТАКТЫ

Как было показано в работе [8], в случае точечных контактов с достаточно малым характерным размером (как правило, $d \lesssim 100$ Å) удается достичь значительной деформации ВЗП, такой, что химический потенциал может оказаться ниже эффективной середины пайерлсовской щели ($\delta\zeta > \zeta_0$). Измерения проводились при температуре жидкого азота. В данном разделе описаны результаты исследования характеристик таких контактов при изменении температуры. На рис. 2 показаны зависимости $R(V)$ контакта, для которого удалось провести измерения в диапазоне температур 80–190 К. При низкой температуре зависимости несимметричны и максимум сопротивления смещен в область положительных напряжений.

Как видно, с повышением температуры напряжение V_0 , соответствующее максимуму сопротивления, уменьшается и становится близким к нулю при $T \approx 140$ К. При $T > 140$ К зависимость $R(V)$ становится практически симметричной. Интересно отметить, что нелинейность вольт-амперной характеристики (ВАХ) сохраняется и выше температуры $T_P = 183$ К пайерлсовского перехода, что демонстрирует существование в $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ при $T > T_P$ флуктуационной ВЗП. В этом случае наблюдаемая нелинейность может быть связана с пониженной плотно-

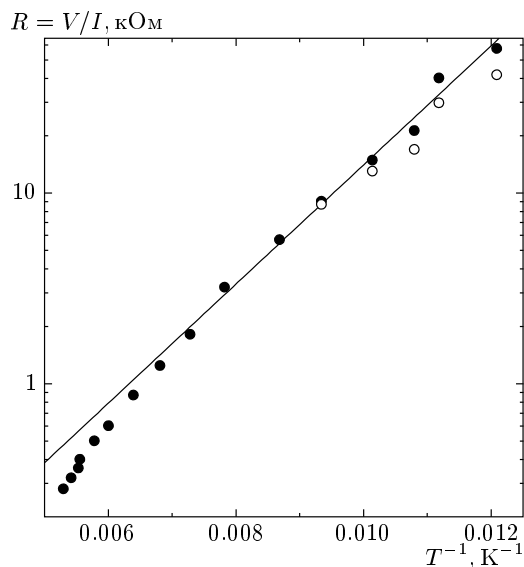


Рис. 3. Температурные зависимости сопротивления того же контакта, что и на рис. 2, при $V = 0$ (светлые кружки) и при $V = V_0$ (темные кружки). Наклон прямой соответствует энергии активации $T_0 = 720$ К

стью состояний вблизи уровня Ферми, которая является результатом флуктуаций параметра порядка ВЗП при $T > T_P$ (псевдощель) [14]. Согласно данным работы [15], флуктуационный пороговый вклад в проводимость наблюдался в тонких образцах TaS₃ при температурах более чем на 40 К выше температуры пайерлсовского перехода.

При $T < 80\text{--}90$ К зависимости $R(V)$ становятся заметно асимметричными не только относительно $V = 0$, но и относительно V_0 , т. е. их уже явно нельзя описать выражением (1). Очевидно, такой вид зависимости $R(V)$ отражает низкотемпературные аномалии ВЗП [16]. В настоящей работе данные эффекты не рассматриваются. Результаты исследования микроконтактов нормального металла с голубой бронзой при низких температурах приведены в работе [17].

Для того чтобы проверить, можно ли наблюдаемые характеристики микроконтактов отнести к свойствам микрообъемов пайерлсовского проводника, целесообразно сравнить температурные зависимости сопротивления микроконтактов с аналогичной зависимостью, полученной для массивного образца. На рис. 3 для контакта, характеристики которого приведены на рис. 2, светлыми кружками показано сопротивление при $V = 0$, а черными кружками — при $V = V_0$. Сплошная прямая соответствует

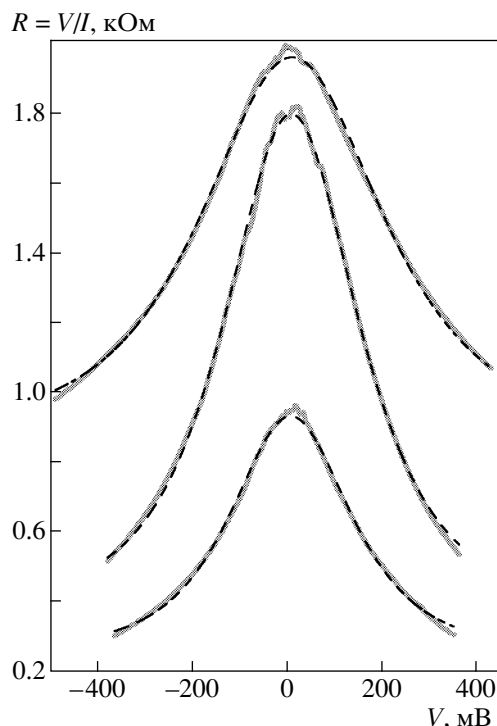


Рис. 4. Экспериментальные зависимости $R(V)$ для трех различных контактов Cu-K_{0.3}MoO₃ при $T = 119.6$ К (сплошные кривые). Штрихами показана подгонка с помощью выражения (1)

активационной зависимости с температурой активации $T_0 = 720$ К, что неплохо согласуется с известными результатами измерения пайерлсовской щели $\Delta \approx 50\text{--}75$ мэВ (500–700 К) в K_{0.3}MoO₃, полученными в туннельных экспериментах [18] и при измерении отражения и поглощения света [19]. Полученное значение T_0 находится также в согласии с энергией активации проводимости, полученной для массивных образцов голубой бронзы [1, 10]. Экспериментальные значения R при $V = V_0$ при низкой температуре лучше соответствуют активационной зависимости, чем значения сопротивления при $V = 0$. Этот результат можно было ожидать: согласно соотношению (1), величина $R(V_0)$ соответствует положению химического потенциала в середине щели.

Для получения более надежной информации в диапазоне $T = 80\text{--}200$ К мы измеряли при нескольких заданных температурах характеристики различных контактов. Несмотря на их разброс, качественная картина температурного изменения ВАХ контактов во всех случаях была одинакова и соответствовала данным, приведенным на рис. 2. Так, значение напряжения V_0 уменьшалось с повышением

температуры. При достаточно высоких температурах ($T > 140$ К) для всех контактов зависимости $R(V)$ становились практически симметричными относительно изменения полярности приложенного напряжения.

Пример результатов, полученных для трех различных контактов при $T = 119.6$ К, показан на рис. 4. При фиксированной температуре напряжение, соответствующее максимуму сопротивления на зависимости $R(V)$, менялось незначительно от контакта к контакту.

5. НИЗКООМНЫЕ КОНТАКТЫ

Точечные контакты с сопротивлением $R(0) < 30$ кОм при азотной температуре отличались значительно большей стабильностью, что позволило детально изучить их характеристики в широком интервале температур. Отличительной особенностью характеристик таких контактов является резкое уменьшение сопротивления при некотором напряжении смещения $\pm V_t$, часто имеющее характер «срыва». Для наглядности для таких контактов целесообразно представить дифференциальное, а не обычное сопротивление в зависимости от напряжения. На рис. 5 показана зависимость дифференциального сопротивления $R_d = dV/dI$ от напряжения смещения при $T = 77$ К для контакта, где данный эффект был наиболее

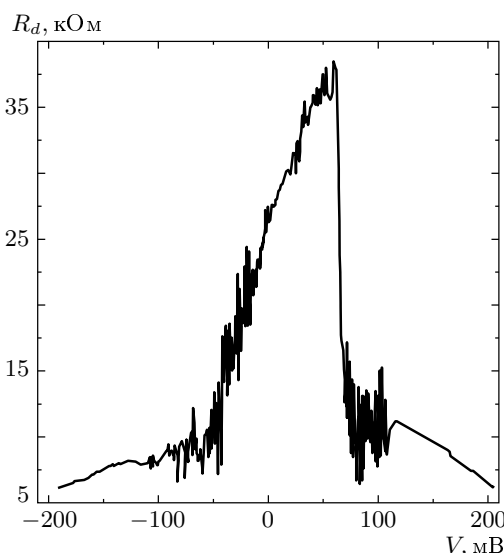


Рис. 5. Зависимости $R_d(V)$ для контакта $\text{Cu-K}_{0.3}\text{MoO}_3$ с $R = 26$ кОм при $T = 77$ К, $V = 0$

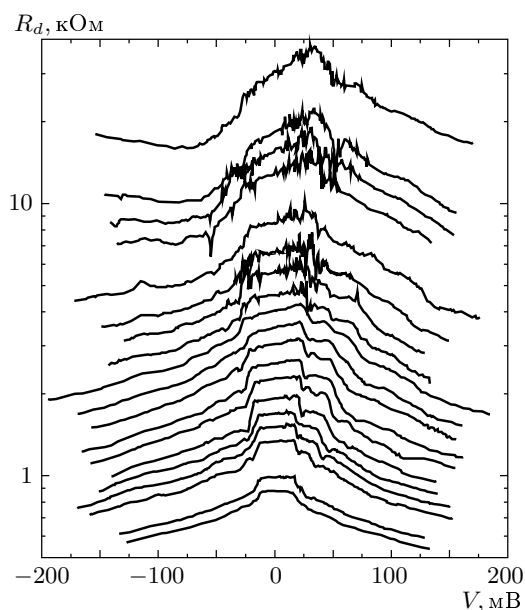


Рис. 6. Температурная эволюция зависимости $R_d(V)$ одного из низкоомных контактов $\text{Cu-K}_{0.3}\text{MoO}_3$. Температура увеличивается сверху вниз от 80 до 154 К

выраженным. При $V = V_t > 0$ для данного контакта сопротивление скачкообразно уменьшается почти на порядок. При $V = -|V_t|$ также можно заметить достаточно резкое изменение R_d . Однако амплитуда скачка сопротивления при отрицательной полярности смещения значительно меньше, чем при положительной. В большинстве случаев скачок дифференциального сопротивления четко прослеживался для обеих полярностей напряжения.

На рис. 6 показана температурная эволюция зависимости $R_d(V)$ для одного из контактов такого типа в диапазоне температур 80–154 К. Отметим, что и в этом случае кривая $R_d(T)$ при нулевом напряжении смещения следует активационной зависимости с энергией активации $T_0 \approx 700$ К.

При достаточно высокой температуре ($T > 130$ К) зависимости становятся практически симметричными относительно $V = 0$, а сами зависимости качественно подобны дифференциальным ВАХ типичного проводника с ВЗП. В последнем случае, как известно, резкое уменьшение дифференциального сопротивления наблюдается при достижении порогового электрического напряжения начала скольжения ВЗП. На рис. 7 показана температурная зависимость напряжения V_t для того же контакта.

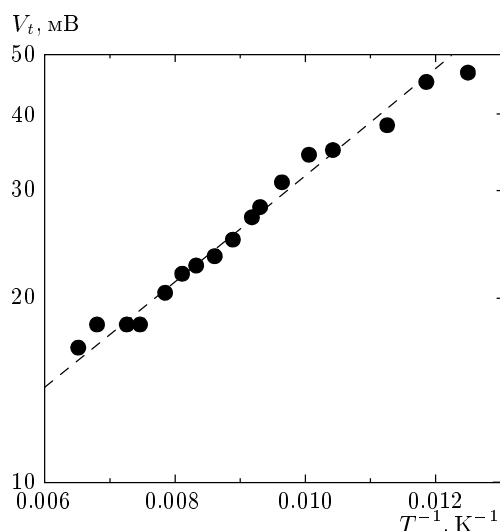


Рис. 7. Температурная зависимость напряжения V_t контакта, ВАХ которого приведены на рис. 6. Штриховая линия — функция $V = V_0 \exp(T_0/T)$, где $T_0 = 200$ К

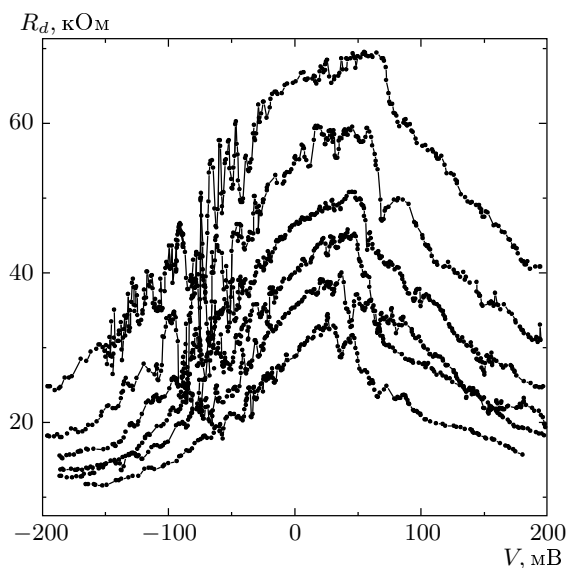


Рис. 8. Зависимости $R_d(V)$ для контакта $\text{Si-K}_{0.3}\text{MoO}_3$ при уменьшении его сопротивления (увеличении диаметра) при $T = 77$ К

В ряде случаев удалось проследить изменение характеристик контактов при уменьшении сопротивления, т. е. при увеличении их площади. Последнее достигалось путем плавного увеличения силы прижима иглы нормального электрода. На рис. 8 показаны дифференциальные ВАХ, полученные при $T = 77$ К для одного из контактов. Как видно, при уменьше-

нии сопротивления контакта значение V_t монотонно уменьшается.

6. ОБСУЖДЕНИЕ

Обсуждение результатов начнем с высокоомных контактов. Используя выражение (1), мы получали расчетные зависимости $R(V)$ при варьировании подгоночных параметров до наилучшего совпадения с экспериментом. Примеры такой процедуры показаны на рис. 4 штриховыми линиями. Полученное в результате начальное положение химического потенциала для образца, характеристики которого приведены на рис. 2, показано на рис. 9 в зависимости от температуры черными кружками. На этом же графике светлыми кружками показаны данные, полученные в результате подгонки зависимостей $R(V)$, измеренных при заданных температурах для различных контактов. Разброс значений в последнем случае можно объяснить тем фактом, что пиннинг приводит к пространственно-неоднородной деформации ВЗП, что может проявиться в пространственных флуктуациях химического потенциала порядка $\sqrt{E_t(d\zeta/dq)}$ [20], которые могут достигать 1 мэВ при низких температурах. Несмотря на это, нельзя не отметить качественное согласие результатов, полученных в обоих типах эксперимента. В дальнейшем, при анализе результатов мы не будем учитывать исход-

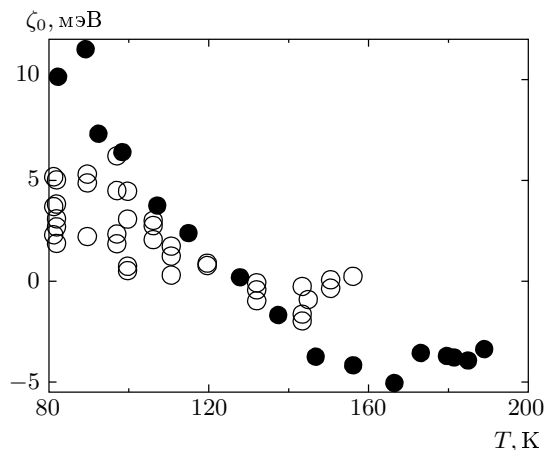


Рис. 9. Температурная зависимость начального сдвига химического потенциала относительно середины энергетической щели для контакта, показанного на рис. 2 (темные кружки), и для различных контактов, сформированных при фиксированных температурах (светлые кружки)

ную, т. е. в отсутствие приложенного напряжения, деформацию.

Как видно из рис. 9, сдвиг химического потенциала вверх уменьшается с повышением температуры и практически становится равным нулю при $T \approx 140$ К. Выше данной температуры в ряде случаев получались отрицательные значения V_0 (начальное положение химического потенциала ниже середины энергетической щели). Возможно, некоторый дополнительный сдвиг химического потенциала может быть обусловлен исходной (в отсутствие напряжения смещения) деформацией ВЗП, обсуждавшейся выше.

Однако наиболее вероятным представляется следующее объяснение. С ростом температуры уменьшается сопротивление приконтактной области голубой бронзы. Соответственно возрастает относительный вклад сопротивления границы. В этом случае следует ожидать проявления в характеристиках микроконтактов собственно барьерных, т. е. туннельных, эффектов, а именно эффекта отражения инжектируемых из нормального металла нормальных носителей от барьера, обусловленного пайерлсовской энергетической щелью [21, 22]. В эксперименте отражение носителей проявляется в виде избыточного дифференциального сопротивления контакта между нормальным металлом и полупроводником с ВЗП в области $|V| < \Delta$. Данный эффект надежно наблюдается в системах с ВЗП при неполной диэлектризации электронного спектра, в частности в NbSe_3 [23, 24], где присутствие несконденсированных в ВЗП носителей обеспечивает эффективную экранировку электрического поля и, как следствие, отсутствие заметного зонного искажения в приконтактной области.

На рис. 10 показаны зависимости дифференциального сопротивления контакта, характеристики которого показаны на рис. 2, в области малых напряжений смещения при температурах, близких к T_P . Видно, что при приближении к T_P кривые становятся все более несимметричными относительно максимума R_d и на них начинает проявляться тонкая структура. Асимметричный вид ВАХ туннельной структуры металл–изолятор–ВЗП был получен недавно в теоретической работе [25], причем, что необычно, при $|V| > \Delta/e$ предсказываются осцилляции плотности состояний. Такое поведение объясняется наличием открытой границы ВЗП.

Дифференциальные ВАХ прямого контакта металл–ВЗП (без изолирующего барьера) также отражают особенности плотности состояний, что подтверждается результатами, полученными при ис-

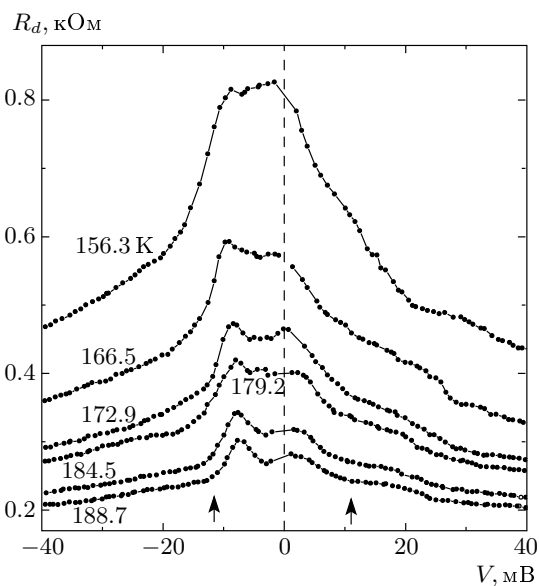


Рис. 10. Температурная эволюция дифференциальных ВАХ контакта, показанного на рис. 2, в области малых напряжений смещения и при температуре, близкой к T_P . Стрелками указаны примерные положения напряжения, соответствующие энергетической щели

следовании материалов с ВЗП с полуметаллическим основным состоянием [23, 24]. В случае полной диэлектризации спектра при пайерлсовском переходе — случай $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ — при низкой температуре данные особенности не заметны на фоне значительно более сильных эффектов деформации ВЗП в приконтактной области. При температурах, близких к T_P , туннельные эффекты в микроконтакте металл– $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$ могут проявиться. Очевидно, энергетическая щель при столь значительных температурах сильно размыта. На рис. 10 примерное положение напряжений смещения, соответствующих пайерлсовской энергетической щели, обозначено стрелками. Видно, что данная особенность ВАХ начинает проявляться при $T \approx 160$ К. Еще раз отметим, что данные особенности ВАХ, соответствующие пайерлсовской энергетической щели, наблюдались и при $T > T_P$, что может являться указанием на существование флуктуационного параметра порядка ВЗП.

Вследствие проявления туннельных эффектов зависимости сопротивления $R = V/I$ от напряжения смещения в области температур вблизи T_P также являются асимметричными с максимумом сопротивления, смещенным в область отрицательных напря-

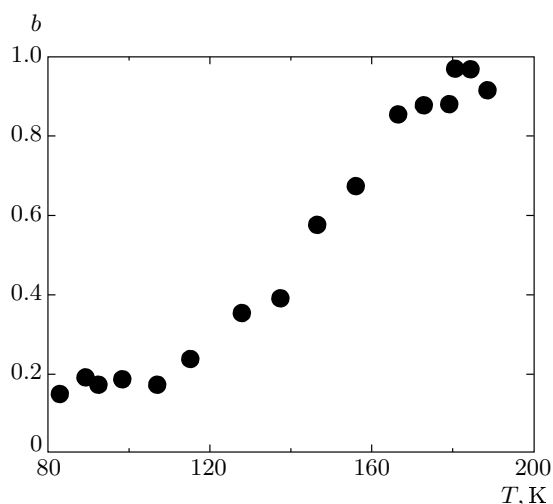


Рис. 11. Температурная зависимость коэффициента экранирования b для контакта, характеристики которого приведены на рис. 2

жений. Поэтому описание характеристик контактов только в рамках полупроводниковой модели с помощью формулы (1) без учета туннельных эффектов в области температур 160–190 К представляется не вполне корректным.

Интересный результат получен для коэффициента экранирования b при приближении зависимостей $R(V)$ с помощью уравнения (1). На рис. 11 показана температурная зависимость коэффициента b для того же контакта, что и на рис. 2. Видно, что с понижением температуры экранирование поля волной зарядовой плотности уменьшается, что может свидетельствовать о возрастании поперечной жесткости, а значит, и когерентности ВЗП. Действительно, электрическое поле деформирует ВЗП в локальной области вблизи контакта. Однако вследствие взаимодействия с соседними цепочками (пиннинга), деформационная область оказывается больше и увеличивается с понижением температуры. Данный процесс может рассматриваться как эффективное увеличение объема когерентности.

При $T > 140$ К, наоборот, экранирование ВЗП становится практически полным, т. е. электростатический потенциал не изменяется у поверхности образца. Параметры экранирования, полученные для отдельных контактов и измеренные при фиксированной температуре, различались значительным разбросом значений b и не показаны на рисунке. Однако общая тенденция уменьшения экранирования (коэффициента b) с понижением температуры прослеживалась во всех случаях.

При увеличении диаметра контакта возрастает и длина проникновения электрического поля в полупроводник с ВЗП. При этом облегчается возникновение проскальзывания фазы. Действительно, единственный акт проскальзывания фазы соответствует вхождению или уничтожению одного периода ВЗП. Изменение волнового вектора при этом можно оценить как $\delta q \approx 2\pi/a$, где $a \approx d\sqrt{A}$ — размер области проникновения поля в глубину образца, а соответствующую величину $\delta\zeta_{2\pi}$ легко найти, зная температурную зависимость сопротивления, $R(T)$:

$$\delta\zeta_{2\pi} \approx \delta q \frac{d\zeta}{dq} \approx kT \frac{2\pi}{aq} \frac{R(T)}{R(300\text{ К})}. \quad (2)$$

Величина для $d\zeta/dq$ взята из работы [20] в пренебрежении температурной зависимостью подвижностей μ . Пока $\delta\zeta$ не достигнет примерно величины $\delta\zeta_{2\pi}$, проскальзывание фазы, а значит, и движение ВЗП невозможны. Величина $\delta\zeta_{2\pi}$ обратно пропорциональна a , а следовательно, и диаметру d контакта. При увеличении последнего становится возможным достижение критической деформации ВЗП при определенном напряжении смещения V_t . В некотором смысле данное напряжение может рассматриваться как критическое напряжение начала локального (на длине порядка a) скольжения ВЗП. При меньшем напряжении (т. е. меньшем $\delta\zeta$) рождение или исчезновение периода ВЗП на длине a невыгодно, так как привело бы к возникновению еще большей деформации ВЗП противоположного знака.

Описанный выше сценарий депиннинга ВЗП, определяемого проскальзыванием фазы, реализуется, по-видимому, в низкоомных контактах, характеристики которых показаны на рис. 5, 6 и 8. Оценка (2) дает разумную величину $\delta\zeta_{2\pi}$: так, подставляя $T = 120$ К, $R(T)/R(300\text{ К}) = 30$, $a = 300 \text{ \AA}$, получаем $\delta\zeta_{2\pi} \approx 10 \text{ мэВ}$, что сравнимо с величиной $V_t b$ (см. рис. 7, 11). Для этой оценки нам не понадобилось знать величину объемного порогового поля, т. е. срыв ВЗП в рамках данной модели не определяется примесным пиннингом.

Температурное поведение порогового напряжения V_t в микроконтактах отличается от температурной эволюции порогового поля E_t в массивных образцах $\text{K}_{0.3}\text{MoO}_3$. Действительно, в голубой бронзе величина E_t при $T > 50$ К в зависимости от качества кристаллов либо монотонно возрастает с повышением температуры [10], либо растет в диапазоне температур $50 \text{ К} < T < 100 \text{ К}$ и уменьшается при дальнейшем повышении температуры [26]. Как видно из рис. 7, в нашем случае величина V_t монотонно уменьшается во всем диапазоне температур 80–160 К. Дан-

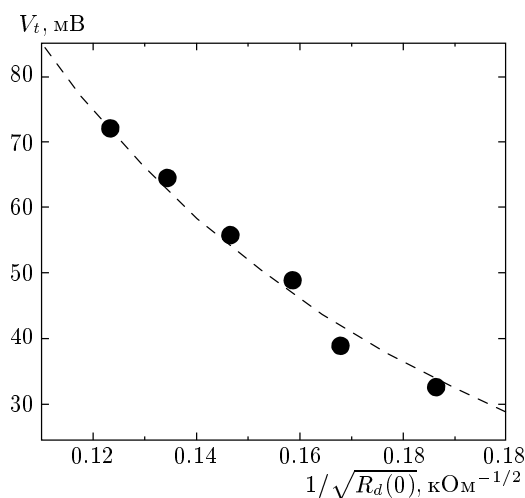


Рис. 12. Зависимость порогового напряжения V_t от $1/\sqrt{R_d(0)} \propto d$ для контакта, показанного на рис. 8, $T = 77$ К. Штриховая кривая соответствует гиперболической зависимости $V_t \propto 1/d$

ный факт не является удивительным, так как в случае микроконтакта начало скольжения ВЗП определяется проскальзыванием фазы, а не пиннингом ВЗП. Выражение (2) качественно описывает рост V_t с понижением температуры. Физически такое поведение обусловлено ростом модуля упругости ВЗП, $d\zeta/dq$. Экспериментальные данные неплохо описываются зависимостью типа $V = V_0 \exp(T_0/T)$, где $T_0 = 200$ К (штриховая прямая на рис. 7). Эта энергия активации более чем в два раза меньше Δ , что не согласуется с формулой (2). Некоторые экспериментальные данные указывают, однако, на более медленный рост модуля упругости ВЗП с понижением температуры [27]. Возможно, уменьшение $d\zeta/dq$ связано с конечной плотностью состояний внутри щели. Существование таких состояний в полупроводниках с ВЗП предсказывалось теоретически в работе [28] для амплитудных солитонов. Кроме того, нужно иметь в виду флуктуационное размытие краев электронной и дырочной зон.

На рис. 12 показана зависимость напряжения V_t от величины $1/\sqrt{R_d(0)}$, пропорциональной диаметру контакта [13]. Видно, что пороговое напряжение монотонно уменьшается с увеличением диаметра контакта, что также соответствует выражению (2). Ранее возрастание порогового поля при уменьшении поперечного размера образцов наблюдалось при исследовании размерного эффекта в NbSe_3 [29–31] и в TaS_3 [4], и был сделан вывод, что $E_t \propto 1/d$, где d — толщина образца. Как видно на рис. 12, наши экс-

периментальные значения V_t также хорошо согласуются с гиперболической зависимостью (штриховая кривая). Однако, согласно соотношению (2), срыв ВЗП связан не с преодолением объемного пиннинга, а с размерным ограничением для проскальзывания фазы, т. е. с тем, что проскальзывание фазы происходит на ограниченной длине. Таким образом, соотношение (2) описывает зависимости V_t как от температуры, так и от размера контакта, причем все зависимости можно объяснить размерным эффектом в проскальзывании фазы.

Итак, в данной работе исследована и проанализирована эволюция свойств микроконтактов металл–ВЗП при изменении диаметра контакта и температуры. В диапазоне температур 80–150 К экспериментальные данные удается адекватно описать в рамках полупроводниковой модели ВЗП [5]. Мы показали, что сопротивление контактов определяется микроскопической областью, размеры которой определяются диаметром контакта и анизотропией проводимости пайерлсовского образца. Именно в этой области под действием электрического поля происходит существенное изменение проводимости: экранирование внешнего электрического поля приводит к деформации ВЗП, сдвигу химического потенциала квазичастиц и изменению сопротивления микроконтакта. Определена температурная зависимость положения химического потенциала. Показано, что в равновесии химический потенциал находится выше середины пайерлсовской щели и приближается к ее середине с повышением температуры. Обнаружено, что локальное движение ВЗП в приконтактной области может наблюдаться лишь при достаточно больших значениях диаметра контакта, $d \gtrsim 100$ Å. Для данного типа контактов определены зависимости напряжения срыва ВЗП от диаметра контакта и температуры, предложена модель, объясняющая эти зависимости размерным эффектом в проскальзывании фазы ВЗП. При температурах, близких к T_P , на дифференциальных ВАХ контактов начинают проявляться особенности спектра одночастичных возбуждений. Наблюдающаяся нелинейность ВАХ при $T > T_P$ объясняется существованием флуктуационного параметра порядка ВЗП.

Результаты в целом раскрывают новую область физики ВЗП: полупроводниковые и динамические свойства ВЗП в микроскопических объемах в условиях огромных электрических полей и деформации ВЗП. Показано, что микроконтакт можно использовать как локальный зонд для исследования энергетической структуры ВЗП. Микроконтактные исследования ВЗП продолжаются. Представля-

ется интересным исследование микроконтактов с использованием в качестве нормальных контрольных электродов металлов с различными значениями работы выхода, а также образцов с различными значениями объемного порогового поля E_t . Особый интерес представляет исследование микроконтактов металл-ВЗП при температурах ниже азотной температуры.

Авторы благодарны Р. Е. Торну (R. E. Thorne) за предоставление высококачественных образцов голубой бронзы больших размеров, С. А. Бразовскому, А. В. Головне, С. В. Зайцеву-Зотову и С. Г. Зыбцеву за полезное обсуждение результатов. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 05-02-17578, 03-02-22001 CNRS), INTAS (грант № 01-0474) и программ «Университеты России» (грант № 146-05) и «Новые материалы и структуры» Президиума РАН.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Charge Density Waves in Solids*, ed. by L. Gor'kov and G. Grüner, Elsevier Sci. Publ., Amsterdam (1989); G. Grüner, *Density Waves in Solids*, Addison-Wesley Reading, Massachusetts (1994).
2. С. Н. Артеменко, А. Ф. Волков, ЖЭТФ **81**, 1872 (1981).
3. М. Е. Иткис, Ф. Я. Надь, В. Я. Покровский, ЖЭТФ **90**, 307 (1986).
4. Д. В. Бородин, С. В. Зайцев-Зотов, Ф. Я. Надь, ЖЭТФ **93**, 1394 (1987).
5. С. А. Артеменко, С. В. Зайцев-Зотов, В. Я. Покровский, ЖЭТФ **110**, 1069 (1996).
6. Н. Requardt, F. Ya. Nad, P. Monceau et al., Phys. Rev. Lett. **80**, 5631 (1998).
7. S. Brazovskii, N. Kirova, H. Requardt et al., Phys. Rev. B **61**, 10640 (2000).
8. А. А. Синченко, В. Я. Покровский, С. Г. Зыбцев, Письма в ЖЭТФ **74**, 191 (2001).
9. И. О. Кулик, А. Н. Омелянчук, Р. И. Шехтер, ФНТ **3**, 1543 (1977).
10. C. Schlenker, in *Low-Dimensional Electronic Properties of Molybdenum Bronzes and Oxides*, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht (1989).
11. А. А. Синченко, Yu. I. Latyshev, V. Ya. Pokrovskii et al., J. Phys. A **36**, 9311 (2003).
12. A. W. Higgs, in *Springer Lecture Notes in Physics*, ed. by G. Hütirai and J. Solyom, Vol. **217**, p. 422 (1985); Ю. И. Латышев, Я. С. Савицкая, В. В. Фролов, Письма в ЖЭТФ **38**, 446 (1983).
13. Ю. В. Шарвин, ЖЭТФ **48**, 984 (1965).
14. B. P. Gorshunov, A. A. Volkov, G. V. Kozlov et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 308 (1994).
15. V. Ya. Pokrovskii, S. V. Zaitsev-Zotov, and P. Monceau, Phys. Rev. B **55**, R13377 (1997).
16. С. В. Зайцев-Зотов, Письма в ЖЭТФ **46**, 453 (1987); S. V. Zaitsev-Zotov, Phys. Rev. Lett. **71**, 605 (1993); N. Ogawa, A. Shiraga, R. Kondo et al., Phys. Rev. Lett. **87**, 256401 (2001); J. Odin, J. C. Lasjaunias, K. Biljaković et al., Eur. Phys. J. **24**, 315 (2001); D. Starešinić, K. Biljaković, W. Brütting et al., Phys. Rev. B **65**, 165109 (2002).
17. А. А. Синченко and V. Ya. Pokrovskii, in *Abstracts of the Int. Workshop on Electronic Crystals ECRYS-2005*, August 2005, Corsica, France, p. 49 (to be published in J. de Phys. IV (2005)).
18. А. А. Синченко, Ю. И. Латышев, С. Г. Зыбцев, И. Г. Горлова, ЖЭТФ **113**, 1830 (1998).
19. G. Travaglini, P. Wachter, P. Marcus, and C. Shlenker, Sol. St. Comm. **37**, 599 (1981).
20. V. Ya. Pokrovskii and S. V. Zaitsev-Zotov, Synth. Met. **32**, 321 (1989).
21. M. I. Visscher and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **54**, 2798 (1996).
22. B. Rejaei and G. E. W. Bauer, Phys. Rev. B **54**, 8487 (1996).
23. А. А. Синченко, Yu. I. Latyshev, S. G. Zytsev, I. G. Gorlova, and P. Monceau, Phys. Rev. B **60**, 4624 (1999).
24. А. А. Синченко and P. Monceau, Phys. Rev. B **67**, 125117 (2003).
25. B. Dora, E-print archives, cond-mat/0503435.
26. J. Dumas, C. Schlenker, J. Marcus, and R. Buder, Phys. Rev. Lett. **50**, 757 (1983).
27. B. Hennion, J. P. Pouget, and M. Sato, Phys. Rev. Lett. **68**, 2374 (1992); A. Virosztek and K. Maki, Phys. Rev. Lett. **69**, 3265 (1992); A. V. Golovnya, V. Ya. Pokrovskii, and P. M. Shadrin, Phys. Rev. Lett. **88**, 246401 (2002).
28. S. I. Matveenko and S. A. Brazovskii, Phys. Rev. B **65**, 245108 (2002).
29. J. McCarten, D. A. DiCarlo, M. P. Maher, T. L. Adelman, and R. E. Thorne, Phys. Rev. B **46**, 4456 (1992).
30. P. J. Yetman and J. C. Gill, Sol. St. Comm. **62**, 201 (1987).
31. R. E. Thorne and J. McCarten, Phys. Rev. Lett. **65**, 272 (1990).