

УДК 621.315.592

© 1990

СПЕЦИФИКА ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СОСТОЯНИЙ
В ИНВЕРСИОННЫХ СЛОЯХ
ПОЛУМЕТАЛЛИЧЕСКОГО $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$
С ФЛУКТУАЦИОННЫМ ПЕРЕКРЫТИЕМ ЗОН

В. Ф. Раданцев, В. В. Завьялов, С. С. Хомутова

Двумерный электронный газ в приповерхностных слоях сильнолегированного компенсированного полуметаллического $\text{Hg}_{0.89}\text{Cd}_{0.11}\text{Te}$ одновременно обнаруживает черты, характерные для инверсионных и обогащенных слоев (нелинейная зависимость плотности $2D$ носителей от напряжения на полевом электроде и большие значения стартовых концентраций для возбужденных подзон, присутствие инверсионным слоям; реализация режима «кинематического связывания», обнаруженного ранее в вырожденных материалах n -типа). Наблюдаемые особенности могут быть объяснены в предположении сосуществования вырожденных дырочного и электронного газов высокой концентрации, что указывает на большую величину флуктуационного перекрытия зоны проводимости с валентной зоной в исследованном материале. Эффективное перекрытие зон $\Delta = 20$ мэВ, определенное из анализа квантовых эффектов, хорошо согласуется с результатами гальваномагнитных измерений.

Двумерный электронный газ в инверсионных слоях узкощелевых и бесщелевых полупроводников наряду с особенностями, обусловленными релятивистскими эффектами и эффектами перемешивания состояний (неквадратичность законов дисперсии $2D$ подзон, спин-орбитальное расщепление спектра, резонансный характер состояний и др.), может обнаруживать ряд специфических черт, связанных, с одной стороны, с большой толщиной инверсионных слоев в таких материалах, а с другой — с малостью уже при умеренных уровнях легирования толщины обедненного слоя [1]. Высокая поверхностная плотность заряда акцепторов в инверсионном слое и существенная нелинейность потенциала, связанного с зарядом слоя обеднения, отражаются не только на процессах рассеяния, но и могут привести к существенной перестройке энергетического спектра подзон размерного квантования. В бесщелевых полупроводниках при уровнях легирования выше перехода Мотта по акцепторной зоне $N_A - N_D > 2 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и в условиях достаточно высокой компенсации возникает эффективное флуктуационное перекрытие зон [2]. Как следствие, электронные состояния инверсионного слоя находятся в резонансе не только с дырочными, но и с электронными состояниями объема и могут проявлять черты, характерные для обогащенных слоев. В столь неупорядоченной системе, вообще говоря, заранее не очевидна сама возможность экспериментального проявления двумеризации электронного газа инверсионного слоя из-за флуктуационного размывания квантовых уровней.

В работе исследовались инверсионные слои на сильно легированном $p\text{-Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ бесщелевого состава ($x=0.11$). Зонные параметры и параметры легирования материала определялись методом туннельной спектроскопии в квантовых магнитных полях и из магнитопольных зависимостей проводимости и коэффициента Холла R_H . В области низких температур $T < 10$ К и слабых магнитных полей $H < 1$ кЭ R_H отрицателен и практически не зависит от магнитного поля. При $H > 2$ кЭ $|R_H|$ уменьшается и в области $H=25$ кЭ R_H испытывает инверсию знака, т. е. про-

являет поведение, характерное для систем с двумя типами носителей. В интервале использованных магнитных полей $H \leq 50$ кЭ $R_H(H)$ не выходит на насыщение, что позволяет оценить лишь верхнюю границу $N_A - N_D$. Однако зависимость $R_H(H)$ хорошо спрямляется в координатах $\Delta R^{-1} - H^{-2}$ и предельное значение $R_H(H \rightarrow \infty)$ может быть найдено экстраполяцией зависимостей $\Delta R_H(H^{-2})$ к $H^{-2} = 0$. Это дает для концентрации дырок значение $p_b = N_A - N_D = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что существенно выше предельной концентрации для перехода Мотта по акцепторной зоне. Концентрация электронов при этом, определенная из гальваномагнитных измерений в слабых полях, составляет $n_b = 9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Сосуществование одновременно столь высоких концентраций электронов и дырок в бесщелевом полупроводнике с идеальной структурой зон невозможно ни при каких положениях уровня Ферми и может быть последовательно объяснено лишь в предположении существенного флуктуационного перекрытия состояний зоны проводимости с состояниями хвоста валентной зоны [2]. Наличие сильного флуктуационного рельефа потенциала подтверждается аномально низкими подвижностями носителей ($\mu_p \approx 75$, $\mu_n \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$). Поскольку плотность состояний в зоне проводимости практически не зависит от флуктуационных возмущений [2], то из экспериментальных значений n_b можно определить энергию Ферми в электронной подсистеме $\mu_b = 15.9$ мэВ.

В предположении стандартной валентной зоны с эффективной массой $m_p = 0.5m_0$ (ввиду отсутствия сколь-либо надежной информации о распределении плотности состояний в хвосте валентной зоны бесщелевых полупроводников мы ограничиваемся простейшей моделью) наблюдаемые значения n_b и p_b могут быть объяснены, если эффективное дно валентной зоны лежит на $\Delta = 21$ мэВ выше дна зоны проводимости.

Исследование параметров энергетического спектра электронов в инверсионных слоях материалов со столь высокими при самых низких температурах концентрациями носителей традиционными гальваномагнитными методами практически невозможно ввиду шунтирования поверхностного канала материалом объема. Эта трудность может быть обойдена, если вместо традиционных измерений шубниковских осцилляций проводимости исследовать магнитоосцилляции емкости области пространственного заряда [3]. На исходных пластинах формировались МДП конденсаторы с использованием в качестве подзатворного диэлектрика анодного окисла толщиной $\sim 1000 \text{ \AA}$ и проводились измерения вольт-фарадных характеристик (ВФХ) при различных магнитных полях и зависимости емкости от магнитного поля.

Во всем исследованном интервале магнитных полей ($H \leq 50$ кЭ), температур ($T = 1.8 \div 77 \text{ К}$) и частот ($f \leq 10^7 \text{ Гц}$) ВФХ низкочастотного типа (рис. 1, а) и не зависят от f . Наблюдаемые изменения емкости структур с температурой полностью объясняются температурными изменениями диэлектрической проницаемости окисла. На рис. 1, а также представлена теоретическая ВФХ, рассчитанная в квазиклассическом приближении с использованием представленных выше параметров материала с учетом перекрытия зон и непараболичности зоны проводимости в двухзонной кейновской аппроксимации. Используемое при построении расчетной ВФХ напряжение плоских зон V_{fb} определено из сопоставления экспериментальных и расчетных зависимостей концентрации электронов инверсионного слоя от напряжения на полевом электроде V_g (см. ниже). Как нетрудно видеть из сопоставления рис. 1, а и в, найденное таким образом V_{fb} фактически соответствует совмещению по оси V_g минимумов расчетной и измеренной ВФХ. Указанной величине V_{fb} соответствует плотность интегрального встроенного в окисел заряда $N_{ox} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$.

Магнитоосцилляции емкости $\Delta C(V_g)$, обусловленные магнитным квантованием спектра электронов в двумерных подзонах, полученные вычитанием экспериментальных ВФХ в магнитном поле и ВФХ при $H=0$, представлены на рис. 1, б. Наблюдаемые биения осцилляций $\Delta C(V_g)$, хорошо выраженные также в осцилляционных кривых $C(H)$ при фикса-

рованном V_g , связаны со спиновым расщеплением спектра за счет спин-орбитального взаимодействия [4]. Осцилляции при всех H существенно неперiodичны по V_g при $V_g < 0.5$ В, что указывает на нелинейную зависимость поверхностной плотности электронов инверсионного слоя n_s от напряжения, а следовательно, и от индуцированного в МОП конденсаторе заряда $N_{ind} = (C_{ox}/S) [V_g - V_{fb} - (\mu_s - \mu_b)/e]$. Здесь C_{ox} — геометрическая емкость окисла; S — площадь структуры; $\mu_s = \mu(0)$, $\mu_b = \mu(\infty)$ —

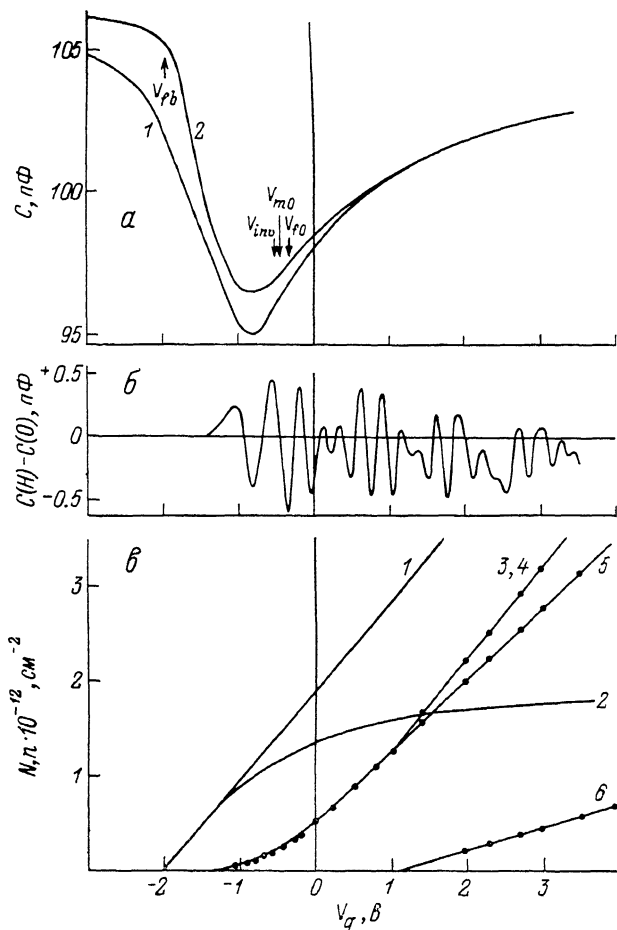


Рис. 1.

a — вольт-фарадные характеристики при 4.2 К. 1 — эксперимент, 2 — расчет; $б$ — магнитоосцилляции емкости $\Delta C(V_g)$ при $H = 45$ кЭ. $в$ — поверхностные плотности полного индуцированного в ОПЗ заряда $N_{ind}(1)$, заряда ионизованных акцепторов $N_{dep}(2)$, заряда носителей в двумерных подзонах (3 — $n_s = n_1 + n_0$), 5 — n_0 , 6 — n_1) и $N_s = N_{ind} - N_{dep}$ (4) в зависимости от напряжения на структуре. Линии — расчет, точки — эксперимент.

отсчитанные от дна зоны проводимости поверхностный и объемный химпотенциалы. Суперлинейный рост n_s с V_g отчетливо проявляется на зависимостях от V_g поверхностных плотностей носителей n_i в подзонах размерного квантования (n_i определялись из периодов по обратному магнитному полю относящихся к подзоне i осцилляций $C(H)$), причем в интервале $V_g < 0.5$ В скорости заполнения подзон dn_i/dV_g существенно ниже скорости изменения индуцированного заряда dN_{ind}/dV_g . При $V_g > 1$ В для представленной структуры dn_s/dV_g и dN_{ind}/dV_g фактически совпадают, хотя зачастую первая из них на 5—10 % выше, что скорее всего связано с систематической погрешностью в определении площади МОП структур, поскольку при использованных малых размерах конденсаторов реальная эффективная площадь структур из-за краевых эффектов может отличаться

от измеряемой геометрической площади металлических электродов. На рис. 1, в приведены результаты расчета заселенностей $2D$ подзон (сплошные кривые 5, 6), проведенного в квазиклассическом приближении [5]

$$\int_0^{z_i} p(z) dz = \frac{1}{s} \int_{\mu_s}^{\mu_i} \left[\frac{(\epsilon_i - \mu_s + \mu) (\epsilon_i - \mu_s + \mu + 2m_n s^2) - \hbar^2 k_i^2 s^2}{d\mu/dz} \right]^{1/2} d\mu = \pi \hbar \left(i + \frac{3}{4} \right) \quad (1)$$

(μ_i — химпотенциал в точке поворота z_i ; $s = \sqrt{\epsilon_g/2m_n}$ — межзонный матричный элемент оператора скорости; $\epsilon_g = |E(\Gamma_s) - E(\Gamma_6)|$; m_n — эффективная масса на дне зоны проводимости) с использованием самосогласованного приповерхностного потенциала $\mu(z)$, рассчитанного в рамках метода локальной плотности с учетом перекрытия зон. Отметим, что соотношение концентраций носителей в различных подзонах, в частности значение концентрации в основной подзоне при старте первой возбужденной, в узкощелевых полупроводниках из-за влияния заряда слоя обеднения весьма чувствительно к уровню легирования и может быть использовано для определения $N_A - N_D$. Так, для исследованного образца наилучшее согласие между расчетом и экспериментом для зависимостей $n_i(n_s)$ имеет место при $N_A - N_D = 6 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, что совпадает с результатами гальваномангнитных измерений. В то же время при одинаковых уровнях легирования теоретические зависимости $n_i(n_s)$ слабо чувствительны к величине перекрытия зон.

Ввиду малости диффузионного потенциала и больших значений длины экранирования в узкощелевых, а тем более в бесщелевых полупроводниках общая толщина приповерхностной области пространственного заряда (ОПЗ) сравнима с толщиной инверсионного слоя. В связи с этим по мере роста приповерхностного изгиба зон наряду с ростом плотности электронов инверсионного слоя имеет место заметное возрастание поверхностной плотности нескомпенсированного дырками заряда акцепторов $N_{\text{деп}}$ в ОПЗ. Это существенно отличается от ситуации в широкозонных полупроводниках, где изменения $N_{\text{деп}}$ при напряжениях выше порогового могут быть, как правило, игнорированы.

Расчет поверхностной плотности заряда обеднения

$$N_{\text{деп}} = \int_0^{\infty} [N_A - p(z)] dz = \int_{\mu_s}^{\mu_b} [N_A - p(\mu)] \left(\frac{d\mu}{dz} \right)^{-1} d\mu$$

с использованием приведенных выше зонных параметров и параметров легирования (расчетные зависимости $N_{\text{деп}}(V_g)$ приведены на рис. 1, в) показывает, что $N_{\text{деп}}$ в исследованном материале доминирует в полном заряде ОПЗ вплоть до изгибов зон ~ 300 мэВ (при этом $N_{\text{деп}} \sim n_s \sim 1.5 \times 10^{12} \text{ см}^{-2}$), достигая в области насыщения значений $\sim 1.9 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ (при $n_s \approx 10^{13} \text{ см}^{-2}$). Экспериментальные зависимости $n_s(V_g)$ фактически совпадают с кривой $N_s(V_g) = N_{\text{инд}} - N_{\text{деп}}$, т. е. наблюдаемые расхождения между величиной индуцированного заряда и поверхностной плотностью электронов в двумерных подзонах полностью объясняются изменениями $N_{\text{деп}}$, а не связаны с заполнением состояний границы раздела либо заглубленных в окисел ловушек.

Особого рассмотрения требует поведение осцилляций вблизи старта основной подзоны. При уменьшении напряжения на структуре ниже -0.95 В периоды осцилляций перестают существенно изменяться с V_g , а при $V_g < -1.05$ В осцилляции исчезают. Между тем $N_s = N_{\text{инд}} - N_{\text{деп}}$

¹ Исследование структур с существенно большими площадями затруднено малостью в них амплитуд магнитоосцилляций емкости из-за размытия уровней за счет пространственных флуктуаций встроеного заряда.

в этом диапазоне напряжений изменяется более чем вдвое. Пиннинг периодов осцилляций, как это было обнаружено в [5, 6], является характерной чертой для двумерных систем на основе обогащенных слоев узкощелевых материалов. Наличие вырожденного электронного газа континуума в таких системах (ввиду малости эффективной массы электронов, а следовательно, и предельной концентрации перехода Мотта $N_M < 10^{14}$ см⁻³ вырождение в узкощелевых материалах n -типа имеет место практически при всех уровнях легирования) приводит к тому, что фермиевский двумерный квазиимпульс в подзонах не может быть меньше его значения в объеме k_{Fb} , что и обуславливает наличие предельного периода магнитоосцилляций

$$\Delta_i(1/H) = 2e/c\hbar k_{Fb}^2.$$

Для материалов с параболическим законом дисперсии это означает существование предельной минимальной концентрации $2D$ электронов $n_i = k_{Fb}^2/2\pi$, что приводит к скачкообразному заполнению $2D$ подзон (от $n_i=0$ до $n_i=n_i$) при их стартах [3, 5, 6]. Однако такая интерпретация не учитывает релятивистских эффектов, играющих существенную роль в узкощелевых полупроводниках. Из-за зависимости эффективной массы от энергии условия связывания в приповерхностной квантовой яме в таких материалах зависят от величины квазиимпульса, связанного с движением параллельно поверхности, как это было недавно показано в [7-9]. Для стандартных связанных состояний (связанных при всех k_i) наименьший приповерхностный потенциал μ_{fi} , соответствующий началу заполнения подзоны i , определяется из условия совпадения энергии дна $2D$ подзон $\epsilon_i(0)$ с положением дна зоны проводимости в объеме, т. е. решениями (4) при $\epsilon_i = \mu_s - \mu_b$ и $k_i = 0$. Уравнение (4), однако, имеет физически допустимые решения ($\mu_s > \mu_b$) и при меньших изгибах зон $\mu_s - \mu_b$, если величина поперечного квазиимпульса $\hbar k_i$ превосходит некоторое пороговое значение $\hbar k_{ci}(\mu_s)$. Такие «кинематически связанные» состояния с $k_i > k_{ci} \geq 0$ должны иметь место в узкощелевых полупроводниках как n -, так и p -типа, однако в магнитоосцилляциях кинетических или термодинамических величин могут проявляться только при $k_{ci} < k_{Fb}$, т. е. при вырождении электронного газа в объеме. Величина поверхностного потенциала μ_{mi} , соответствующего началу заполнения в режиме кинематического связывания, определяется из (4) при условии $k_i = k_{ci} = k_{Fb}$, $\epsilon_i = \mu_s$. В интервале $\mu_{mi} < \mu_s < \mu_{fi}$ состояния с $k_i < k_{ci}$ не являются связанными и должны классифицироваться не как двумерные, а, по-видимому, как состояния континуума. Концентрация носителей в подзонах в таком случае должна определяться соотношением

$$n_i = (1/2\pi) (k_{Fb}^2 - k_{ci}^2),$$

т. е. при учете релятивистских эффектов $2D$ подзоны в узкощелевых полупроводниках с вырожденным электронным газом в зоне проводимости заполняются непрерывно начиная с $n_i=0$ (при $\mu_s = \mu_{mi}$, когда $k_{ci} = k_{Fb}$), тогда как периоды магнитоосцилляций, как и в материалах со стандартной зоной, имеют пороговое значение. В области пиннинга $\mu_{mi} < \mu_s < \mu_{fi}$ периоды $\Delta(1/H)$ несколько уменьшаются, переходя при $\mu_s > \mu_{fi}$, когда $k_{ci}=0$, к обычному поведению $\Delta(1/H) = 2e/c\hbar n_i$.

Пиннинг осцилляций в исследованных материалах p -типа указывает на вырождение электронного газа в объеме, причем периоды осцилляций при старте основной подзоны хорошо согласуются с концентрацией электронов в подложке

$$\Delta \frac{1}{H} \Big|_i \approx 2e/c\hbar (3\pi^2 n_b)^{2/3}.$$

Как показано выше, и концентрации дырок, определенные из стартовых концентраций возбужденных подзон, согласуются с холловскими изме-

рениями. Таким образом, как результаты гальваномангнитных измерений, так и данные, полученные из анализа квантовых эффектов в приповерхностных слоях, приводят к выводу о перекрытии зон в исследованном материале и фактически к одному и тому же значению параметра перекрытия Δ .

Расчитанные на основании (1) стартовые значения μ_{mi} и μ_{fi} составляют соответственно 138 и 151 мэВ для основной и 321 и 347 мэВ для первой возбужденной подзоны. Отметим, что μ_{m0} оказывается близким к величине поверхностного потенциала $\mu_{inv} = 132$ мэВ, соответствующего классическому определению инверсии $n_{vs} = p_b$ (n_{vs} — локальная объемная концентрация электронов при $z=0$ для классической приповерхностной ямы).²

Теоретические дисперсионные кривые для основной подзоны при $\mu_s = 145$ мэВ, соответствующем режиму кинематического связывания, приведены на рис. 2, а, а на рис. 2, б представлена определенная из такого

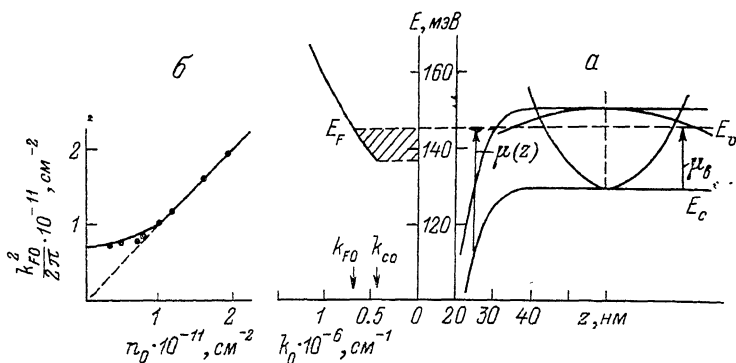


Рис. 2. Ход потенциала в приповерхностной области $\mu(z)$ и закон дисперсии в основной двумерной подзоне в режиме кинематического связывания при $\mu_s = \mu(0) = 145$ мэВ (а) и зависимость фермиевского квазиимпульса k_{F0} от поверхностной плотности носителей $n_0 = 2\pi(k_{F0}^2 - k_{c0}^2)$ (в координатах $k_{F0}^2/2\pi - n_0$) (б).

Линии — расчет, точки — эксперимент.

рода кривых зависимость двумерных фермиевских квазиимпульсов от концентрации носителей в основной подзоне. Представленные там же экспериментальные значения k_{Fb}^2 , измеренные по периодам осцилляций, находятся в хорошем количественном согласии с теорией.

Следует отметить, что соответствующие расчетным стартовым значениям μ_{m0} , μ_{f0} значения емкости и напряжения на структуре (показаны стрелками на рис. 1, а) отличаются от экспериментальных. Тогда как теория предсказывает старт основной подзоны при напряжениях, несколько больших значения, соответствующего минимуму ВФХ, экспериментально наблюдается обратная ситуация (рис. 1, а, в). Расхождение может быть связано с влиянием дырочного газа континуума и, как следствие, автолокализацией дырок у поверхности при $N_s = 0$ [10, 11], что не учитывалось ввиду сложности при расчетах, либо с хвостами плотности состояний дырочной зоны. Укажем также, что поведение осцилляций вблизи старта основной подзоны в исследованном материале не полностью аналогично поведению в обогащенных слоях [12]. Если в вырожденных материалах n -типа магнитоосцилляции емкости в области пиннинга не зависят от ориентации магнитного поля и наблюдаются в полях, параллельных поверхности, что, по-видимому, обусловлено участием в поверхностном экранировании электронов континуума, то в исследованных здесь образцах осцилляций при параллельной ориентации поля не наблюдается. Возможная причина этого — сильное флуктуационное размытие уровней Ландау электронных состояний континуума.

² Как показывают расчеты с использованием других параметров легирования и перекрытия, это достаточно общее правило для инверсионных слоев.

Список литературы

- [1] Mosser V., Sizmann R., Koch F., Ziegler J., Maier H. // *Semicond. Sci. Technol.* 1988. V. 3. P. 808—812.
- [2] Tsidilkovski I. M., Narus G. I., Shelushinina N. G. // *Adv. Phys.* 1985. V. 34. P. 43—174.
- [3] Раданцев В. Ф., Дерябина Т. И., Зверев Л. П. и др. // *ЖЭТФ.* 1985. Т. 88. С. 2088—2107.
- [4] Раданцев В. Ф. // *ЖЭТФ.* 1989. Т. 96. С. 1793—1799.
- [5] Раданцев В. Ф., Дерябина Т. И., Зверев Л. П. и др. // *ЖЭТФ.* 1986. Т. 91. С. 1016—1029.
- [6] Reisinger H., Schaber H., Doezema R. E. // *Phys. Rev. B.* 1981. V. 24. P. 5960—5969.
- [7] Doezema R. E., Drew H. D. // *Phys. Rev. Lett.* 1986. V. 57. P. 762—765.
- [8] Кучма А. Е., Свердлов В. А. // *Письма в ЖЭТФ.* 1988. Т. 47. С. 266—267.
- [9] Slinkman J., Zhang A., Doezema R. E. // *Phys. Rev. B.* 1989. V. 39. P. 1251—1254.
- [10] Константинов О. В., Шик А. Я. // *ЖЭТФ.* 1970. Т. 58. С. 1662—1674.
- [11] Baraff G. A., Appelbaum J. A. // *Phys. Rev.* 1972. V. 5. P. 475—497.
- [12] Дерябина Т. И., Завьялов В. В., Раданцев В. Ф. // *ЖЭТФ.* 1987. Т. 92. С. 1061—1073.

Уральский государственный университет
им. А. М. Горького
Свердловск

Поступило в Редакцию
8 января 1990 г.