

гласно [5], могут быть отнесены к возбуждению поляризационных волн в заполненных оболочках. Энергия возбуждения электронов 4*p*-оболочки иттрия равна 36 эВ, а 5*p*-оболочки бария 24 эВ. Как показали предварительные исследования, если заменить итрий и барий на лантан и стронций, то в системе La—Sr—Cu—O наблюдаются следующие потери энергии электронов: 3.5, 8.3, 13.3, 20.1, 22.6, 28.2 эВ. Самые интенсивные из них — 13.3 и 28.2. Потеря гверзии 28.2 эВ близка к энергии возбуждения поляризационных волн в 5*p*-оболочке лантана и 4*p*-оболочке стронция [5]. Следует подчеркнуть, что в состав всех в настоящее время известных материалов, обладающих высокотемпературной сверхпроводимостью, обязательно входят такие элементы, в спектрах ХПЭЭ которых обнаруживаются высокочастотные интенсивные потери энергии электронов.

В заключение авторы выражают благодарность В. Г. Флейшеру и Ф. А. Чудновскому за обсуждение результатов, а также Л. П. Козееву и А. А. Павлюку за предоставление монокристаллов.

Л и т е р а т у р а

- [1] Chany Y., Onellion M., Niles D. W. et al. // Sol. St. Comm. 1987. V. 63. №8. P. 717—720.
- [2] Yuan J., Brown L. M., Liang W. Y. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1988. V. 21 N 3. P. 517—526.
- [3] Cava R. J., Batlogg B., van Dover R. B. et al. // Phys. Rev. 1987. V. 58. N 16. P. 1676—1679.
- [4] Francois M., Walker E., Jorda J. L. et al. // Sol. St. Comm. 1987. V. 63. N 12. P. 1149—1153.
- [5] Hartley B. M. // Phys. St. Sol. 1969. V. 31, N 1. P. 259—269.

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

Поступило в Редакцию
27 июля 1988 г.

УДК 532.971

Физика твердого тела, том 31, в. 2, 1989
Solid State Physics, vol. 31, № 2, 1989

ДВУМЕРНОЕ ПОЛУМЕТАЛЛИЧЕСКОЕ СОСТОЯНИЕ В ГЕТЕРОПЕРЕХОДАХ НА ОСНОВЕ АНИЗОТРОПНЫХ УЗКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ $A^3B^5C_2^6$

В. Г. Канцер, И. А. Леляков

Работа посвящена исследованию особенностей электронного спектра носителей заряда, которые обусловлены гетеропереходом между анизотропными полупроводниками $A^3B^5C_2^6$. Согласно результатам теоретических расчетов [1], соединения $A^3B^5C_2^6$ (тройные изоэлектронные аналоги полупроводников группы A^4B^6 и полуметаллов типа висмута) в ромбоэдрической фазе являются узкозонными полупроводниками с двумя группами актуальных зонных экстремумов в валентной зоне и зоне проводимости, локализованных в *L*- и Γ -точках зоны Бриллюэна. При этом в зависимости от того, какой элемент — висмут или сурьма — образует одну из катионных подрешеток, спектр полупроводников типа $TiB^5C_2^6$ является нормальным или инверсным, причем инвертируют термы как в Γ -точке, так и в *L*-точке зоны Бриллюэна. Вследствие этого в твердых растворах $TiBi_{1-x}Sb_xC_2^6$ на основе данных полупроводников имеет место двукратная инверсия зонной структуры [2].

Сравнительно недавно [3] для полупроводников группы A^4B^6 было показано, что если контактная структура между ними сформирована из двух полупроводников с взаимно-инвертированными спектрами, то на

границе раздела возникают бесщелевые электронные состояния с линейным двумерным спектром независимо от вида переходной области. Используя двухзонный подход и идею об инверсном контакте [3], мы покажем, что на границе раздела двух полупроводников $A^3B^5C_2^6$ с взаимно-инвертированными спектрами из-за наличия двух групп зонных экстремумов должно возникать двумерное полуметаллическое состояние. Наряду с этим в зависимости от ряда параметров возможно перекрытие двумерных пограничных ветвей, генерированных из одной группы зон (например Γ -зон) с объемными ветвями в L -точке.

Зоны полупроводников $A^3B^5C_2^6$ в окрестности L - и Γ -точек зоны Бриллюэна являются почти зеркальными [1], поэтому в рамках двухзонного подхода гамильтониан имеет вид эффективного гамильтониана Дирака для каждой группы L - и Γ -носителей по отдельности. На основе этого гамильтониана, если задать зависимости от координат различных параметров (ширин запрещенных зон $E_{gL}(z)$ и $E_{g\Gamma}(z)$, работы выхода и др.), характеризующих полупроводниковые материалы, можно исследовать электронные состояния в слоистых полупроводниковых структурах [3, 4]. После исключения из системы двух матричных уравнений одной компоненты столбцовой матрицы огибающей волновой функции, принимая во внимание, что вдоль плоскости x, y гетерограницы движение электрона является свободным, получаем следующее уравнение для определения компоненты $\psi_v(z)$ и энергетического спектра электронных состояний v -й долины Γ - или L -зон (индексы зон « Γ », « L » далее будем опускать):

$$-\beta_v^2 \frac{d^2 \psi_v}{dz^2} - i(P_{v3}^2 - P_{v2}^2) k_y \sin 2\theta \frac{d\psi_v}{dz} + [\Delta_v^2 - (E - V)^2 + P_{v1}^2 k_x^2 + \gamma_v^2 k_y^2 + \beta_v \sigma_z \sqrt{(n\Delta_v/\partial z)^2 - (dV/\partial z)^2}] \psi_v = 0, \quad (1)$$

где $2\Delta_v(z) = E_g(z)$ — щель для электронов v -й долины; $\gamma_v^2 = P_{v2}^2 \cos^2 \theta + P_{v3}^2 \sin^2 \theta$; $\beta_v^2 = P_{v2}^2 \sin^2 \theta + P_{v3}^2 \cos^2 \theta$; $P_{v1, 2, 3}$ — межзонные матричные элементы импульса v -й долины, главная ось которой составляет с осью z гетероперехода угол θ ; $k_{x, y, z}$ — составляющие волнового вектора; σ_z — матрица Паули; V — приложенный потенциал (разность работ выхода и т. д.). Последнее слагаемое в (1) является дополнительным потенциалом в эффективном уравнении Шредингера. Его наличие приводит к тому, что в случае структуры с резкими границами (ступенчатое изменение $E_g(z)$ и $V(z)$) оно приобретает вид δ -функции. Вследствие этого модифицируются условия сшивки $\psi_v(z)$ на границе раздела: производная $d\psi_v/dz$ испытывает скачок на границе раздела, но при этом полная плотность потока через границу сохраняется. На возможность такой модификации условий сшивки было упомянуто впервые в работе [5].

На основе данной двухзонной схемы изучения электронных состояний в узкозонных полупроводниковых структурах установлено, что в гетероструктуре с инверсной зон на основе полупроводников $A^3B^5C_2^6$ помимо дираковских ветвей возникают локализованные у контакта решения. В случае резкого контакта их возникновение связано с появлением уровня энергии в δ -образном потенциале и двумерные зоны определяются соотношением

$$E_{\Gamma, \pm}^{\Gamma, L} = -\frac{\varphi_0 \Delta_1^{\Gamma, L}}{2\Delta_2^{\Gamma, L}} \pm \left[1 - \frac{\varphi_0^2}{(\Delta_2^{\Gamma, L})^2} \left[P_{1, 2}^{\Gamma, L} k_x^2 + \frac{P_{3, 1}^{\Gamma, L} P_{3, 2}^{\Gamma, L}}{\beta_{\Gamma, L}^2} k_y^2 \right] \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где $\Delta_1^{\Gamma, L} = (E_{g1}^{\Gamma, L} + E_{g2}^{\Gamma, L})/2$; $\Delta_2^{\Gamma, L} = (E_{g2}^{\Gamma, L} - E_{g1}^{\Gamma, L})/2$; $E_{g1, 2}^{\Gamma, L}$ — исходные щели в каждом из полупроводников, формирующих структуру; φ_0 — разность работ выхода. В (2) отсчет энергии для каждой из Γ - и L -ветвей ведется от середины своей запрещенной зоны. Зонные экстремумы полупроводников $A^3B^5C_2^6$, согласно [1], смещены относительно друг друга (зонные экстремумы в L смещены вверх относительно экстремумов точки Γ). Вследствие этого даже при равных значениях запрещенных зон в Γ - и L -точках

в каждом из полупроводников по отдельности, когда $\Delta_1^I = \Delta_1^L$ и $\Delta_2^I = \Delta_2^L$, двумерные ветви пограничных состояний Γ - и L -долин будут перекрываться и на границе раздела должно возникнуть полуметаллическое состояние. Используя оценки [1, 2], величина этого перекрытия должна составлять 0.04—0.05 эВ. Дополнительное перекрытие между L - и Γ -двумерными ветвями (2) возникает также при $\varphi_0 \neq 0$, если $E_{g\Gamma 1} \neq E_{gL 1}$ и $E_{g\Gamma 2} \neq E_{gL 2}$, так как $\Delta_1^L/\Delta_2^L \neq \Delta_1^I/\Delta_2^I$.

Из (2) видно также, что пограничные состояния исчезают, если $\varphi_0 > \Delta_2^{I,L}$, т. е. когда разность работ выхода больше полуразности щелей, и эти состояния сливаются с дираковским спектром. Для гетероконтактов с инверсией зон на основе полупроводников $A^3B^5C^5$ возможна также ситуация, когда $\Delta_2^L < \varphi_0 < \Delta_2^I$ или, наоборот, $\Delta_2^I < \varphi_0 < \Delta_2^L$. В данной ситуации возникает лишь одна группа пограничных ветвей, например Γ -состояний, которые могут перекрываться с дираковскими состояниями L -точки.

В заключение отметим, что полуметаллическое состояние может в принципе возникать также на границе раздела гетероконтакта с инверсией зон на основе кубических полупроводников A^4B^6 при наличии деформации. В этом случае образование полуметаллического состояния определяется долинным расщеплением и величина перекрытия двумерных ветвей определяется деформацией.

Авторы выражают благодарность Б. А. Волкову, Д. В. Гицу, О. А. Панкратову за обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Гицу Д. В., Канцер В. Г., Попович Н. С. Тройные узкозонные полупроводники и их твердые растворы. Кишинев, 1986. 306 с.
- [2] Гицу Д. В., Канцер В. Г., Малкова Н. М. // Письма в ЖЭТФ. 1986. Т. 43. № 10. С. 466—468.
- [3] Волков Б. А., Панкратов О. А. // Письма в ЖЭТФ. 1985. Т. 42. № 4. С. 145—148.
- [4] Гицу Д. В., Канцер В. Г., Леляков И. А. // Препринт ИПФ АН МССР, 1988. 39 с.
- [5] Zhu Q. G., Kroemer H. // Phys. Rev. 1983. V. B27, N 6. P. 3519—3527.

Институт прикладной физики АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
27 июля 1988 г.

ТЕМПЕРАТУРНАЯ И ПОЛЕВАЯ ЗАВИСИМОСТИ АМПЛИТУДЫ ГИГАНТСКИХ МАГНИТОПРОБОЙНЫХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ ЭЛЕКТРОСОПРОТИВЛЕНИЯ, ТЕПЛОСОПРОТИВЛЕНИЯ, ТЕРМОЭДС ВЫСОКОЧИСТОГО АЛЮМИНИЯ

В. Н. Моргуи, Н. Н. Чеботаев

В высокочистом алюминии при гелиевых температурах T в магнитном поле ($B \parallel [001]$) наблюдаются гигантские квантовые осцилляции электро-сопротивления $\bar{\rho}$, обусловленные когерентным магнитным пробоем (КМП) [1—3]. В настоящей работе исследованы эквивалентные осцилляции теплосопротивления $\bar{W} = f(B, T)$ и термоэдс $\bar{P} = f(B, T)$ (совместно с $\bar{\rho} = f(B, T)$) с учетом рассмотренных теоретически и экспериментально в [4—6] характерных особенностей на этих зависимостях. Согласно [4], при определенных значениях магнитного поля B_c и температуры T_c амплитуда осцилляций \bar{W} проходит через нуль, а амплитуда (PT) — через максимум. Наличие характерных точек на температурных и полевых за-