

ОСЦИЛЛЯЦИИ ШУБНИКОВА—ДЕ-ГААЗА В  $p$ -ZnSbАрушанов Э. К., Рознован Ю. В., Шубников М. Л.,  
Смирнов Д. В., Машовец Д. В.

Антимонид цинка, принадлежащий к группе соединений типа II—V, имеет орторомбическую кристаллическую структуру и обнаруживает ярко выраженную анизотропию физических свойств [1]. В настоящей работе обнаружены и исследованы осцилляции Шубникова—де-Гааза (ОШДГ) в  $p$ -ZnSb.

Монокристаллический слиток  $p$ -ZnSb, легированный серебром, был выращен методом зонной перекристаллизации. Образцы вырезались в форме параллелепипеда с гранями, перпендикулярными основным кристаллографическим осям  $a$  [100] (плоскость скола),  $b$  [010] и  $c$  [001] так, что измерительный ток  $j$  по длине образца был направлен вдоль оси  $b$  или  $c$ . Исследованы 3 образца типа  $b$  и 2 образца типа  $c$ , причем результаты, полученные на однотипных образцах, практически совпадали (сводные результаты приведены в табл. 1).

Гальваномагнитные эффекты были измерены в области температур  $1.3 \div 4.2$  К в стационарном магнитном поле  $H \leq 90$  кЭ и импульсном поле  $H \leq 300$  кЭ. Холловская концентрация дырок составляла  $p_H = (9 \pm 1) \cdot 10^{17}$  см $^{-3}$ , подвижность в образцах  $b$   $\mu \approx 400$ , в образцах  $c$   $\mu \approx 1000$  см $^2$ /В·с. Осциллирующая часть сигнала выделялась методом компенсации линейного фона.

Осцилляции Шубникова—де-Гааза наблюдались в продольном  $\rho_{||}$  и поперечном  $\rho_{\perp}$  магнитосопротивлении и в холловском сигнале  $V_X$  при различных ориентациях магнитного поля относительно осей кристалла. На рис. 1 представлены осциллирующие части кривых  $\Delta\rho_{||}$  и  $\Delta\rho_{\perp}$  для различных ориентаций, снятые в стационарном поле, а на рис. 2 —  $\Delta\rho_{\perp}$  и осцилляции коэффициента Холла  $\Delta R$  в импульсном магнитном поле. Значения периодов ОШДГ для трех главных направлений  $\Delta_i(1/H)$ , полученные в эксперименте, приведены в табл. 1.

Кроме измерений в трех основных ориентациях, были проведены исследования угловых зависимостей периода ОШДГ  $\Delta(1/H)$  в стационарном магнитном поле при повороте образца с шагом  $15^\circ$  от ориентации  $\mathbf{H} \parallel b \parallel j(\rho_{||})$  к  $\mathbf{H} \perp a \perp b \parallel j(\rho_{\perp})$  для образца  $b$  и от  $\mathbf{H} \parallel c \parallel j(\rho_{||})$  к  $\mathbf{H} \parallel b \perp c \parallel j(\rho_{\perp})$  для образца  $c$ . В обоих случаях зависимость периода осцилляций от угла поворота  $\vartheta$  описывается выражением  $\Delta(1/H) = a + b \cdot \cos^2 \vartheta$ , что соответствует эллипсоидальной поверхности Ферми; подобный результат был получен ранее [2] при исследовании поверхности Ферми дырок в  $p$ -CdSb.

Концентрация носителей тока  $p$  связана с периодами ОШДГ  $\Delta_i$  соотношением  $p = N(2e/\hbar c)^{3/2} (\Delta_1 \Delta_2 \Delta_3)^{-1/2} / (3\pi^2)$ , где  $N$  — число эквивалентных эллип-

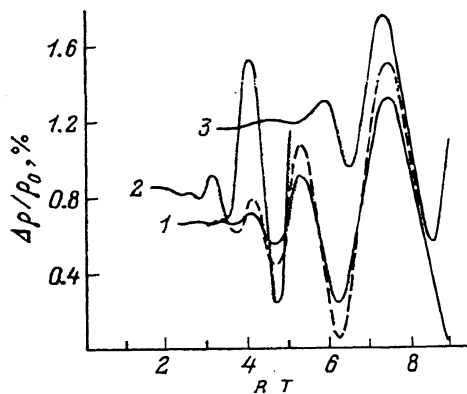


Рис. 1. Осциллирующая часть магнитосопротивления  $p$ -ZnSb при 3.0 (сплошные кривые) и 1.4 К (штриховая) для основных ориентаций магнитного поля.

Номера кривых соответствуют случаям: 1 — образец  $b$ ,  $\rho_{\perp}$ ,  $\mathbf{H} \parallel a \perp j \parallel b$ ; 2 — образец  $c$ ,  $\rho_{\perp}$ ,  $\mathbf{H} \parallel b \perp j \parallel c$ ; 3 — образец  $c$ ,  $\rho_{||}$ ,  $\mathbf{H} \parallel c \parallel j$ .

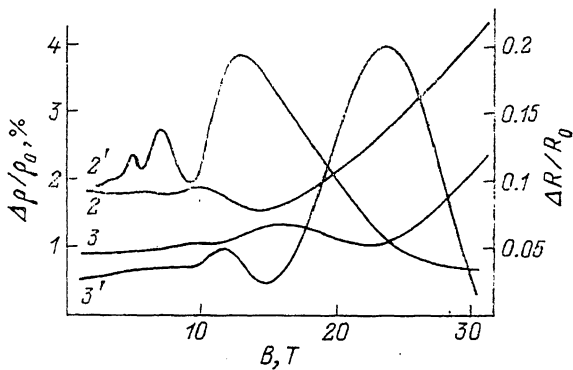


Рис. 2. Осцилляции магнитосопротивления и эффекта Холла при 4.2 К.  
 2 —  $\rho_L$ , 2' — константа Холла,  $H \parallel b \perp j \parallel c$ ; 3, 3' —  $H \parallel c \perp j \parallel b$ .

соидов поверхности Ферми (см., например, [3]). Подставляя экспериментальные значения периодов и холловской концентрации дырок, получаем  $N = (2 \pm 0.2)$ .

Циклотронные массы  $m_c$  на уровне Ферми были определены методом сравнения амплитуд ОШДГ, измеренных при температурах 1.4, 3.0 и 4.2 К. Значения  $m_{ic}$  для основных направлений приведены в табл. 1. В табл. 2 эффективные массы для главных направлений  $m_i^*$ , пересчитанные из  $m_{ic}$  ( $m_i^* = m_{2c} m_{3c} / m_{1c}$  и т. д.), и коэффициенты анизотропии масс ( $K_1 = m_1 / m_2$  и т. д.) сопоставлены с аналогичными данными для CdSb [4]. Величина эффективной массы плотности состояний  $m^* = N^{2/3} (m_1^* m_2^* m_3^*)^{1/3}$ , равная  $0.4m_0$ , согласуется с ранее опубликованными [5] результатами для p-ZnSb. Таким образом, изоэнергетическая поверхность валентной зоны при энергии дырок  $\epsilon_F = (\hbar^2 / 2m^*) (3\pi^2 p)^{2/3} \approx 10$  мэВ содержит два эквивалентных эллипсоида.

Обращает на себя внимание значительная амплитуда ОШДГ, наблюдавшихся в холловском сигнале, причем осцилляции  $\rho_L$  и  $V_H$  противофазны. Периоды ОШДГ, измеренные в стационарном и импульсном полях, совпадают; расщепле-

Таблица 1  
 Периоды ОШДГ и циклотронные массы, определенные в эксперименте

Направление тока в образце	$\Delta(1/H), 10^{-8} \text{ Э}^{-1}$			$m_c/m_0$		
	$H \parallel a$	$H \parallel b$	$H \parallel c$	$H \parallel a$	$H \parallel b$	$H \parallel c$
b	5.3	7.2	—	0.26	0.17	—
c	—	7.3	3.8	—	0.17	0.32

Таблица 2  
 Параметры анизотропии валентной зоны ZnSb (настоящая работа) и CdSb [4]

Соединение	$m_1^*/m_0$	$m_2^*/m_0$	$m_3^*/m_0$	$K_1$	$K_2$	$K_3$
ZnSb	0.21	0.49	0.14	0.43	3.5	0.67
CdSb	0.23	0.56	0.11	0.41	4.4	0.51

ния пиков, вызванного возможным влиянием фактора спин-орбитального расщепления, не наблюдалось. Значение температуры Дингеля  $T_D$ , характеризующей зависимость амплитуды ОШДГ от магнитного поля, составляло для разных ориентаций 7–11 К. Существование лишь одного периода осцилляций для каждой ориентации во всем диапазоне полей указывает на участие в эффекте одной группы носителей заряда.

Полученные результаты исследования анизотропии валентной зоны ZnSb и их сравнение с данными для CdSb подтверждают теоретические расчеты Ямады [6], согласно которым характер анизотропии энергетических спектров соединений ZnSb и CdSb отличается незначительно.

Авторы благодарны В. А. Березовцу и А. О. Смирнову за участие в работе и Р. В. Парфеньеву за полезные обсуждения.

#### Список литературы

- [1] Arushanov E. K. // Prog. Cryst. Growth. a. Charact. 1986. V. 13. P. 1–38.
- [2] Арушанов Э. К., Лашкул А. В., Пругло В. И., Радауцан С. И., Сологуб В. В. // ДАН СССР. 1982. Т. 263. В. 1. С. 71–73.
- [3] Цидильковский И. М. Зонная структура полупроводников. М., 1978. 328 с.
- [4] Арушанов Э. К., Лашкул А. В., Машовец Д. В., Пругло В. И., Радауцан С. И., Сологуб В. В. // Тез. докл. XVII Всес. совещ. по физике низких температур. Кишинев, 1982. Т. 2. С. 186–187.
- [5] Shaver P. J., Blair J. // Phys. Rev. 1966. V. 141. N 2. P. 649–663.
- [6] Yamada Y. // Phys. St. Sol. (b). 1978. V. 85. N 2. P. 723–732.

Институт прикладной физики  
АН Молдовы  
Кишинев

Получено 26.08.1991  
Принято к печати 5.09.1991

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе  
РАН  
Санкт-Петербург

ФТП, том 26, вып. 2, 1992

## ОБРАЗОВАНИЕ ГЛУБОКИХ ЦЕНТРОВ В GaAs ПРИ ЛАЗЕРНОМ ОБЛУЧЕНИИ

Дмитриев А. Г., Дорин В. А., Карфул Р., Погарский М. А.,  
Шульга М. И.

В работе [1] сообщалось об увеличении емкости при нулевом смещении и увеличении концентрации ионизованных центров на границе слоя объемного заряда в поверхностно-барьерных структурах GaAs: Ni после облучения их импульсами лазерного излучения с плотностью до 0.2 кВт/см<sup>2</sup>. Причины этого явления не обсуждались.

В настоящей работе проведены фотоемкостные (ФЕ) исследования поведения глубоких центров (ГЦ) в слое объемного заряда барьера Шоттки на GaAs *n*-типа при воздействии лазерного облучения с длиной волны 1.06 мкм.

Образцы представляли собой эпитаксиальные слои *n*-типа толщиной ~13 мкм, выращенные на подложке из *n*<sup>+</sup>-GaAs, легированного Те с промежуточным подслоем в 10 мкм. Металл барьера Шоттки — полупрозрачный никель толщиной 150 Å. Никелевый омический контакт наносился на обратную сторону подложки. Облучение проводилось через полупрозрачный слой никеля, образующего барьер Шоттки. Предварительно образцы отжигались в атмосфере водорода при 450 °С в течение ~10 мин.