

- [1] А. В. Приходько, Ю. С. Либери́с, А. А. Чеснис, В. А. Барейкис. ФТП, 13, 1650 (1979).  
 [2] А. В. Приходько, А. А. Чеснис, В. А. Барейкис. ФТП, 15, 536 (1981).  
 [3] H. P. D. Lanyon, W. E. Spear. Proc. Phys. Soc., 77, 1157 (1961).  
 [4] J. L. Hartke. Phys. Rev., 125, 1177 (1962).  
 [5] J. Višćakas, P. Mačkus, A. Smilga. Phys. St. Sol., 25, 331 (1968).  
 [6] Ю. С. Рябинкин. ФТТ, 6, 2989 (1964).  
 [7] M. V. Colligan, K. M. van Vliet. Phys. Rev., 171, 881 (1968).  
 [8] А. Г. Забродский, И. С. Шлимак. ФТТ, 16, 2350 (1974).  
 [9] G. Juška, K. Arlauskas. Phys. St. Sol. (a), 59, 389 (1980); К. К. Арлаускас. Фототок в аморфном селене в сильных электрических полях. Канд. дис., 129. Вильнюс (1982).  
 [10] A. Dargys, A. Česna, J. Kundrotas. Sci. Techn., 7, 210 (1992).

Редактор В. В. Чалдышев

ФТП, том 27, вып. 5, 1993

## ИНВЕРСИЯ ЛИНИИ ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА ДЫРОК В CdSb, НАБЛЮДАЕМОГО ПО ИЗМЕНЕНИЮ СТАТИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ

А. И. Раренко, А. В. Сирота, Д. Д. Халамейда

Институт радиофизики и электроники Академии наук Украины,  
310085, Харьков, Украина  
(Получено 14 августа 1992. Принято к печати 14 декабря 1992)

Исследование магнитопольевых зависимостей фотопроводимости миллиметрового диапазона длин волн в CdSb позволяет изучать циклотронный резонанс (ЦР) дырок [1]. При изменении величины постоянного электрического тока, протекающего через образец, линия ЦР превращается из максимума в минимум

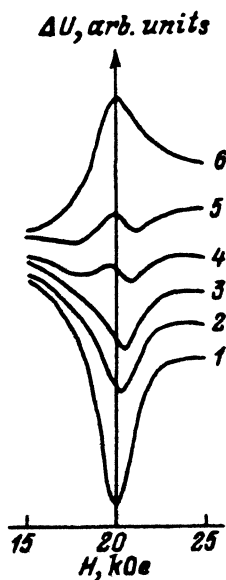


Рис. 1. Инверсия линии ЦР в CdSb  $\mu_p^0$ -типа. Ток увеличивается от 1 к 6.  $H \parallel [001]$ .

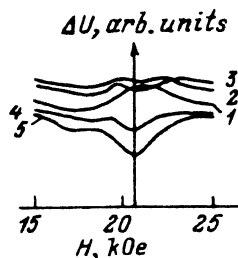


Рис. 2. Инверсия линии ЦР в CdSb  $\mu_p^E$ -типа. Ток увеличивается от 1 к 5.  $H \parallel [001]$ .

или наоборот. В [2] такая трансформация резонансной линии названа инверсией и показано, что она несет дополнительную информацию о свойствах полупроводника. В данной работе проведено изучение двух различных типов инверсий резонансной линии, наблюдаемых в CdSb.

Исследовались нелегированные монокристаллы CdSb с концентрацией акцепторных центров, обусловленных структурными дефектами кристаллической решетки и компенсированных донорами  $N_A - N_D = (1 \div 2) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . Эксперименты проводились при 4.2 К в скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях. Магнитное поле  $H$  ориентировалось вдоль трех кристаллографических направлений [100], [010] и [001]. Регистрация фотопроводимости осуществлялась по методике, описанной в [1]. Длина волны падающего на образец излучения составляла 2.2 мкм. Изучалась эволюция формы линии ЦР при изменении плотности тока в пределах  $0.1 < j < 460 \text{ мА/см}^2$ . При этом рассеиваемая образцом мощность на единицу поверхности была не более  $0.5 \text{ Вт/см}^2$ . В каждой из трех ориентаций  $H$  с увеличением  $j$  имела место двойная инверсия линии ЦР: минимум при малых токах трансформировался в максимум (рис. 1), а затем обратно в минимум (рис. 2). Форма линии в момент первой инверсии ( $\mu_p^a$ ) напоминает линию дисперсии, а величина фотоотклика  $\Delta U$  всегда возрастала при повышении  $j$ . Вторая инверсия ( $\mu_p^s$ ) происходила в следующем порядке. Пока резонансная линия имела вид максимума,  $\Delta U$  возрастал с повышением  $j$ . Начиная с некоторого значения  $j$ , в центре максимума появлялся провал, а  $\Delta U$  с увеличением  $j$  падал. В дальнейшем резонансный максимум трансформировался в минимум. Параллельно проводилось исследование температурной зависимости холловской подвижности  $\mu_{100}$ . С повышением температуры от 4.2 К  $\mu_{100}$  возрастала, а начиная с  $8 \div 10 \text{ К}$  (для различных образцов) падала. В интервале  $16 \div 95 \text{ К}$   $\mu_{100} \sim T^{-1.60}$ .

В CdSb фотопроводимость миллиметрового диапазона длин волн при гелиевых температурах определяется фотопроводимостью по валентной [1] и примесной [3] зонам. В этом случае можно написать [2]

$$\Delta U = \frac{El}{\sigma} \frac{\partial \sigma}{\partial \mu} \frac{\partial \mu}{\partial \epsilon} \Delta \epsilon,$$

где  $E$  — постоянное электрическое поле,  $l$  — длина образца,  $\sigma$  — его «темновая» проводимость,  $\mu$  — подвижность,  $\Delta \epsilon$  — изменение энергии носителей при поглощении излучения. Авторы [2] показали, что причиной инверсии линии ЦР является смена знака  $\Delta U$  в пределах резонансной линии в силу внешнего воздействия (изменения температуры, тока, освещенности образца и т. д.). При заданном направлении  $E$  знак в (1) определяется знаками производных  $\partial \sigma / \partial \mu$  и  $\partial \mu / \partial \epsilon$ . Инверсия линии, обусловленная сменой знака  $\partial \sigma / \partial \mu$ , в [2] обозначена как  $\mu_{p,a}^s$ , а сменой знака  $\partial \mu / \partial \epsilon$  как  $\mu_{p,a}^a$  (нижний индекс соответствует типу проводимости). Форма резонансной линии в момент инверсии однозначно указывает тип инверсии. В CdSb инверсия при малых  $j$  относится к  $\mu_{p,a}^s$ , а при больших к  $\mu_{p,a}^a$ -типу. Инверсия  $\mu_{p,a}^a$ -типа свидетельствует о том, что проводимость в CdSb при гелиевых температурах осуществляется по крайней мере двумя типами дырок и связана с изменением отношения их подвижностей или концентраций. Это могут быть дырки валентной и примесной зон либо различные типы валентных дырок. На возможность последнего случая указывают наши исследования ЦР в CdSb. Инверсия  $\mu_{p,a}^s$ -типа обусловлена сменой механизмов рассеяния или рекомбинации дырок. Более вероятна смена механизма рассеяния импульса. Сценарий эволюции формы линии при  $\mu_{p,a}^s$ -инверсии в CdSb соответствует случаю, когда с увеличением  $j$  происходит смена механизма рассеяния, для которого  $\mu \sim \epsilon^\alpha$  ( $\alpha > 0$ ) на механизм рассеяния с  $\alpha < 0$ . Такая смена механизма

рассеяния дырок наблюдается по температурной зависимости  $\mu_{100}$ . Возрастание  $\mu_{100}$  с увеличением температуры от 4.2 К до  $8 \div 10$  К свидетельствует о том, что импульс дырок рассеивается на заряженных центрах. При дальнейшем повышении температуры происходит смена механизма рассеяния и преобладающим становится рассеяние импульса на акустических фононах. Для этого механизма рассеяния  $\mu \sim T^{-1.5}$ , что согласуется с экспериментальной зависимостью. По-видимому, это и является причиной  $\mu_p^s$ -инверсии в CdSb, так как при больших токах не исключен джоулев разогрев образца.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Б. Н. Грицюк, А. В. Сирота, Д. Д. Халамейда. Твердотельная электроника миллиметровых и субмиллиметровых волн, 136. Харьков (1988).
- [2] Е. М. Гершензон, Ю. А. Гурвич, С. Л. Орлова, Н. Г. Птицына. ФТП, 10, 193 (1968).
- [3] В. М. Афиногенов, Г. И. Гончаренко, В. И. Трифонов, В. Я. Шевченко. Письма ЖЭТФ, 10, 370 (1969).

Редактор В. В. Чалдышев

---