

## ИНФРАКРАСНЫЕ СПЕКТРЫ ОТРАЖЕНИЯ АРСЕНИДА ИНДИЯ *p*-ТИПА

И. М. Несмелова, К. Я. Штительман, Н. С. Барышев  
и В. С. Андрамонов

Исследованы спектры отражения арсенида индия *p*-типа на образцах с концентрациями дырок  $10^{17} \div 1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  в области спектра  $2 \div 42 \text{ мкм}$ . Спектры отражения сильно легированных образцов описаны с учетом наличия двух сортов носителей — тяжелых и легких дырок.

В спектре отражения сильно легированного полупроводника наблюдается характерный минимум, позволяющий определить плазменную частоту, а следовательно, и эффективную массу носителей [1]. Для большинства полупроводников *n*-типа этим методом пользуются для нахождения эффективных масс электронов. Для полупроводников *p*-типа интерпретация спектров отражения с использованием однозонной модели позволяет получить лишь некоторую среднюю (оптическую) эффективную массу дырок [2, 3].

В настоящей работе мы попытались описать спектры отражения сильно легированных образцов арсенида индия *p*-типа с учетом наличия двух сортов носителей — тяжелых и легких дырок.

Исследовались монокристаллы арсенида индия *p*-типа, выращенные по методу Чохральского и легированные цинком, с концентрациями дырок  $10^{17} \div 1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Монокристаллы разрезались на пластины толщиной 1 мм. Концентрация и подвижность носителей тока определялись из измерений эффекта Холла и электропроводности. Пластины полировались с одной стороны. Отражение измерялось на спектрометре, изготовленном на основе монохроматора ИКМ-1, с помощью приставки, описанной в [4]. Абсолютная ошибка в определении отражения не превышала 1%.

На рис. 1 представлены спектры отражения исследованных образцов. Все кривые около 41 мкм имеют минимум отражения, обусловленный поглощением на колебаниях решетки [5]. Для образца с  $p = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  плазменный минимум в рассматриваемой области спектра не наблюдается. На длинноволновую часть кривых отражения 2 и 3 накладываются спектры колебаний решетки, что затрудняет интерпретацию этих кривых. Расчеты были проведены лишь для образцов с  $p \geq 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ .

Для двухзонной модели, когда энергия фотонов мала по сравнению с энергией носителей, справедливы следующие дисперсионные соотно-

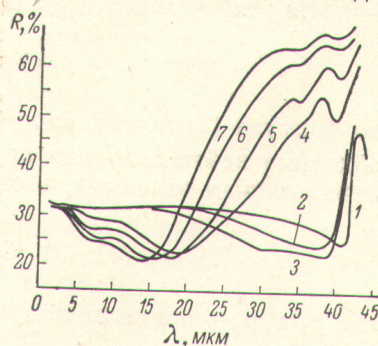


Рис. 1. Спектры отражения для образцов с различными концентрациями дырок ( $\text{см}^{-3}$ ).

1 —  $10^{17}$ , 2 —  $9 \cdot 10^{17}$ , 3 —  $3 \cdot 10^{18}$ ,  
4 —  $6 \cdot 10^{18}$ , 5 —  $8 \cdot 10^{18}$ , 6 —  $1.1 \cdot 10^{19}$ ,  
7 —  $1.6 \cdot 10^{19}$  (300° К).



нения [6, 7]:

$$\left. \begin{aligned} n^2 - k^2 &= \varepsilon_0 \left( 1 - \frac{\omega_p^2 \tau_1^2}{1 + \omega^2 \tau_1^2} - \frac{\omega_p^2 \tau_2^2}{1 + \omega^2 \tau_2^2} \right), \\ 2nk &= \varepsilon_0 \left( \frac{\omega_p^2 \tau_1}{\omega} \frac{\tau_1}{1 + \omega^2 \tau_1^2} + \frac{\omega_p^2 \tau_2}{\omega} \frac{\tau_2}{1 + \omega^2 \tau_2^2} \right). \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Здесь  $n$  и  $k$  — показатели преломления и поглощения,  $\varepsilon_0$  — статическая диэлектрическая постоянная равная 11.4 [5],  $\omega$  — частота фотона,  $\tau$  — время релаксации,  $\omega_p$  — плазменная частота

$$\omega_{p1,2} = \left( \frac{4\pi p_{1,2} e^2}{m_{1,2}^* \varepsilon_0} \right)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $p$  — концентрация дырок,  $e$  — заряд электрона,  $m^*$  — эффективная масса. Индексы 1 и 2 относятся соответственно к тяжелым и легким дыркам. Величина отражения при объяснении экспериментальных данных рассчитывалась из соотношения

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2}. \quad (3)$$

Измерения концентрационной зависимости края основной полосы поглощения в исследованных образцах, а также оценки положения уровня Ферми показали, что последний расположен вблизи потолка валентной зоны. Согласно теории Кейна [8], в области небольших энергий зоны тяжелых и легких дырок параболичны и, следовательно,  $p \sim m^{*3/2}$  ( $m_1^* = 0.41m_0$ ;  $m_2^* = 0.025m_0$  [5]). Пользуясь соотношениями

$$p = p_1 + p_2 \text{ и } \frac{p_1}{p_2} = \left( \frac{m_1^*}{m_2^*} \right)^{3/2}, \quad (4)$$

по формуле (2) можно определить  $\omega_{p1}$  и  $\omega_{p2}$ . Для определения  $n$  и  $k$  необходимо найти значения времен релаксации. Холловская подвижность, определяемая из опыта, в случае двухзонной модели равна

$$\mu = \frac{\mu_1^2 p_1 + \mu_2^2 p_2}{\mu_1 p_1 + \mu_2 p_2}, \quad (5)$$

где  $\mu_1$  и  $\mu_2$  — подвижности тяжелых и легких дырок. С учетом того, что  $\mu_1 = \frac{e\tau_1}{m_1^*}$  и  $\mu_2 = \frac{e\tau_2}{m_2^*}$ , выражение (5) можно переписать в виде

$$\mu = \mu_1 \left[ \frac{1 + \left( \frac{\tau_2}{\tau_1} \right)^2 \left( \frac{m_1^*}{m_2^*} \right)^{1/2}}{1 + \left( \frac{\tau_2}{\tau_1} \right) \left( \frac{m_2^*}{m_1^*} \right)^{1/2}} \right]. \quad (6)$$

Зная из опыта величину  $\mu$  и задаваясь значениями отношения  $\frac{\tau_2}{\tau_1}$ , определяем с помощью (6)  $\mu_1$ , а следовательно,  $\tau_1$  и  $\tau_2$ .

На рис. 2 представлены экспериментальная и расчетные кривые спектрального отражения для образца с  $p = 1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . В расчетах использовались следующие значения отношения  $\frac{\tau_2}{\tau_1} : \frac{1}{4}, \frac{1}{2}, \frac{2}{3}, 1, 2$ . Из рис. 2 видно, что лучшее согласие эксперимента с расчетом получается при  $\frac{\tau_2}{\tau_1} = \frac{2}{3}$ , что соответствует  $\tau_1 = 1.34 \cdot 10^{-14} \text{ сек.}$  и  $\tau_2 = 0.89 \cdot 10^{-14} \text{ сек.}$  ( $\mu = 140 \text{ см}^2/\text{в} \cdot \text{сек.}$ ). Хорошее согласие эксперимента с расчетом получено и для других образцов с  $p > 6 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при значениях  $\frac{\tau_2}{\tau_1}$ ,



близких к указанному выше. То, что  $\tau_1 > \tau_2$  качественно согласуется со значительной ролью, которую в наших сильно легированных образцах должно играть рассеяние дырок на ионах примеси [9].

В кривых отражения почти всех образцов в области спектра  $4 \div 10$  мкм наблюдаются особенности, которых нет в спектрах отражения образцов

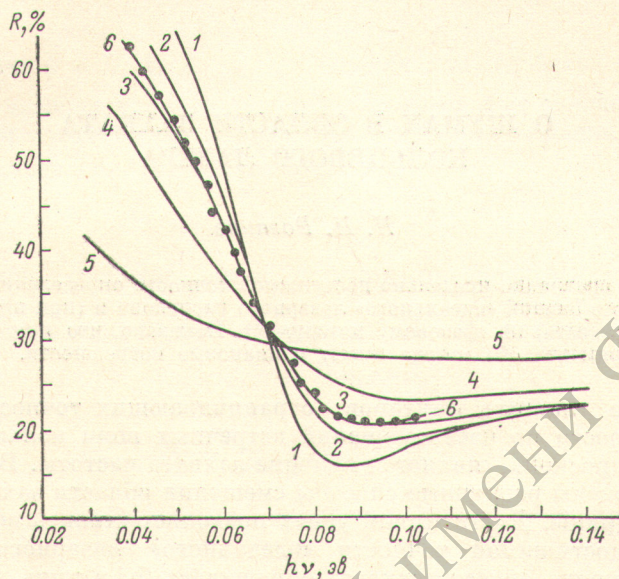


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения от энергии фотона для образца с концентрацией дырок  $1.6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (6) в сравнении с расчетными кривыми, полученными при различных значениях отношения  $\frac{\tau_2}{\tau_1}$ .

$$1 - \frac{1}{4}, 2 - \frac{1}{2}, 3 - \frac{2}{3}, 4 - 1, 5 - 2,$$

n-типа [4]. Вероятно, они связаны с переходами между подзонами легких и тяжелых дырок. Поглощение, обусловленное такими переходами, наблюдалось нами в том же спектральном интервале [10].

Таким образом, спектры отражения арсенида индия р-типа можно описать при учете наличия двух сортов дырок.

В заключение авторы благодарят Б. П. Пырегова за предоставленные образцы и Г. П. Конохова за проведение расчетов.

#### Литература

- [1] W. Spitzer, H. Fan. Phys. Rev., 106, 882, 1957.
- [2] Е. П. Рашевская. Автореф. канд. дисс., ФИАН, М., 1968.
- [3] Ю. М. Бурдуков, У. Жумакулов, Ю. И. Уханов. ДАН СССР, сер. физ.-мат., 178, 1043, 1968.
- [4] И. М. Несмелова, Н. С. Барышев, Б. П. Пырегов. ФТП, 2, 501, 1968.
- [5] К. Хилсум, А. Роуз-Инс. Полупроводники типа  $Al_{1-x}In_xV$ . ИЛ, М., 1963.
- [6] Т. Мосс. Оптические свойства полупроводников. ИЛ, М., 1961.
- [7] А. А. Кухарский, В. К. Субашиев. ФТТ, 8, 753, 1966.
- [8] Е. О. Кане. J. Phys. Chem. Sol., 1, 249, 1957.
- [9] Г. Л. Бир, Э. Нормантас, Г. Е. Пикус. ФТТ, 4, 1180, 1962.
- [10] И. М. Несмелова, К. Я. Штивельман, Н. С. Барышев, Б. П. Пырегов, И. С. Аверьянов, В. С. Андрамонов. ФТП, 4, № 7, 1970.

Поступило в Редакцию 17 ноября 1969 г.