

провести измерения при больших дозах (более  $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2}$ ) не удалось. Степенной закон изменения концентрации ГЦ с  $E_c = 0.7 \text{ эВ}$  и  $n > 1$  показывает, что происходит взаимодействие простых точечных дефектов и, вполне вероятно, идет процесс образования антиструктурных дефектов  $\text{As}_{\text{Ga}}$  и  $\text{P}_{\text{Ga}}$  [6].

Присутствие ГЦ с энергией ионизации  $0.7 \text{ эВ}$  и в ионно-имплантированных  $p^+ - n$ -переходах, и в БШ после облучения электронами свидетельствует о том, что механизмы образования дефектов при ионной имплантации легкого иона  $\text{Be}^+$  и электронном облучении аналогичны, а применяемый режим термического отжига не обеспечивает полного восстановления кристаллической решетки полупроводника. Из-за введения глубоких центров при электронном облучении меняется и спектральная характеристика фоточувствительности. Как видно из рис. 2, фоточувствительность барьеров Шоттки снижается сильнее в длинноволновой части спектра при облучении, где влияние изменения времени жизни носителей заряда наиболее заметно. Термообработка исходного материала под пленкой нитрида алюминия перед изготовлением БШ приводит к увеличению фоточувствительности как в длинноволновой, так и в коротковолновой частях спектра. Измерение спектра ГЦ показало, что в этих образцах снижается концентрация исходных центров  $E_c = 0.13 \text{ эВ}$  до  $2 \cdot 10^{13}$  и  $E_c = 0.28 \text{ эВ}$  до  $6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

В отличие от БШ спектральная характеристика фоточувствительности  $p^+ - n$ -перехода при облучении уменьшается во всем диапазоне измерений, но в меньшей степени — в длинноволновой части, что обусловлено значительно большей глубиной залегания потенциального барьера и, следовательно, меньшим влиянием изменения времени жизни в базе диода.

Таким образом, одновременное измерение спектральных характеристик фоточувствительности БШ,  $p^+ - n$ -переходов и параметров ГЦ показало, что определяющим фактором изменения спектральной характеристики является изменение параметров ГЦ в процессе изготовления прибора и при радиационном воздействии.

#### Список литературы

- [1] Кольцов Г. И., Ладыгин Е. А., Юрчук С. Ю., Заитов Ф. А. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 10. С. 1901—1904.
- [2] Lang D. V. // J. Appl. Phys. 1974. V. 45. N 7. P. 3023—3032.
- [3] Кольцов Г. И., Ладыгин Е. А., Юрчук С. Ю. // Деп. в ЦНИИ «Электроника». М., 1988. № Р-4900.
- [4] Calleja E., Munoz E., Jimenez B., Gomes A., Garsia F., Kellert F. // J. Appl. Phys. 1985. V. 57. N 12. P. 5295—5301.
- [5] Munoz E., Garsia F., Jimenez B., Calleja E., Gomes A. // J. Appl. Phys. 1985. V. 48. N 8. P. 798—800.
- [6] Георгобиани А. Н., Тигияну И. М. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 1. С. 3—14.

Московский  
институт стали и сплавов

Получено 29.03.1989  
Принято к печати 5.06.1989

ФТП, том 23, вып. 10, 1989

## ОБ ОПТИМИЗАЦИИ КОНЦЕНТРАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТЕРМОЭЛЕМЕНТАХ

Жукова Н. М., Кашия А. П., Максимов М. З., Марченко О. В.

Как известно, основным критерием качества полупроводниковых материалов для термоэлектрических преобразователей является добротность:

$$Z = \alpha^2 \sigma / \chi,$$

где  $\alpha$  — коэффициент термоэдс,  $\sigma$  — проводимость,  $\chi$  — коэффициент теплопроводности. Максимальное значение  $Z$  для полупроводников  $p$ - и  $n$ -типа проводимости достигается при некоторых оптимальных значениях концентрации

носителей тока [1]. Поскольку такую оптимизацию проводят для каждого из материалов в отдельности, она не обеспечивает максимум добротности термоэлемента (термопары), состоящего из ветвей  $p$ - и  $n$ -типа:

$$Z_{p-n} = \frac{(\alpha_p + \alpha_n)^2}{(\sqrt{\kappa_p/\sigma_p} + \sqrt{\kappa_n/\sigma_n})^2}. \quad (1)$$

Поэтому в общем случае функцию  $Z_{p-n}$  следует оптимизировать по двум независимым переменным — концентрациям носителей в ветвях  $p$ - и  $n$ -типа. Для этой цели можно воспользоваться как теоретическими, так и экспериментальными концентрационными зависимостями теплофизических свойств материалов. Такой расчет может быть легко проведен численно.

Чтобы приближенно оценить выигрыш в добротности, который дает совместная оптимизация материалов ветвей термоэлемента, выберем в качестве независимой переменной электропроводность  $\sigma$  и рассмотрим, как и в [1], модель однодолинного невырожденного примесного полупроводника со сферической изоэнергетической поверхностью [2], для которого

$$n_i = \text{const}, \quad \alpha_i = A_i - B_i \ln \sigma_i, \quad (2)$$

где  $i=p, n$ ;  $A$  и  $B$  — постоянные, зависящие от температуры, уровня химического потенциала, эффективной массы, подвижности носителей тока и фактора рассеяния. Найдем вначале оптимум добротности в соответствии с принятым в настоящее время методом [1]. Из условий

$$\left. \frac{dZ_i}{d\sigma_i} \right|_{\sigma_i = \bar{\sigma}_i} = 0, \quad i = p, n$$

имеем

$$\bar{\sigma}_i = \exp\left(\frac{A_i}{B_i} - 2\right), \quad \bar{\alpha}_i = 2B_i. \quad (3)$$

Перейдем теперь к оптимизации непосредственно исходной зависимости (1). Решение системы уравнений

$$\left. \frac{\partial Z_{p-n}}{\partial \sigma_p} \right|_{\sigma_p = \bar{\sigma}_p} = 0, \quad \left. \frac{\partial Z_{p-n}}{\partial \sigma_n} \right|_{\sigma_n = \bar{\sigma}_n} = 0$$

дает

$$\bar{\sigma}_p = \bar{\sigma}_p^{\beta} \bar{\sigma}_n^{1-\beta} \left[ \frac{\alpha_p}{\alpha_n} \left( \frac{1-\beta}{\beta} \right)^2 \right]^{1-\beta}, \\ \bar{\sigma}_n = \bar{\sigma}_p^3 \bar{\sigma}_n^{1-\beta} \left[ \frac{\alpha_n}{\alpha_p} \left( \frac{\beta}{1-\beta} \right)^2 \right]^{\beta}, \quad \beta = \frac{\bar{\alpha}_p}{\bar{\alpha}_p + \bar{\alpha}_n}.$$

Приняв для простоты  $\bar{\alpha}_p = \bar{\alpha}_n$  ( $\beta = 1/2$ ) и подставляя

$$\bar{\sigma}_p = \sqrt{\bar{\sigma}_p \bar{\sigma}_n} \sqrt{\frac{\alpha_p}{\alpha_n}}, \quad \bar{\sigma}_n = \sqrt{\bar{\sigma}_p \bar{\sigma}_n} \sqrt{\frac{\alpha_n}{\alpha_p}}$$

в (1), после ряда несложных преобразований найдем связь между  $\hat{Z} = Z_{p-n}(\bar{\sigma}_p, \bar{\sigma}_n)$  и  $\hat{Z} = Z_{p-n}(\hat{\sigma}_p, \hat{\sigma}_n)$ :

$$\hat{Z} = \frac{\hat{Z}}{\left[ 1 - \left( \frac{1-\xi}{1+\xi} \right)^2 \right]}, \quad (4)$$

где

$$\xi = \left( \frac{\alpha_n}{\alpha_p} \frac{\bar{\sigma}_p}{\bar{\sigma}_n} \right)^{1/2}.$$

Из соотношения (4) следует, что  $\hat{Z} \geq \bar{Z}$  при любых значениях параметра  $\xi$ . Однако заметного увеличения добротности (более 10 %) за счет совместной оптимизации концентрации носителей в ветвях  $p$ - и  $n$ -типа проводимости следует ожидать лишь для материалов с сильно различающимися свойствами, когда  $\xi < 1/2$  или  $\xi > 2$ .

- [1] Иоффе А. Ф. Полупроводниковые термоэлементы. М.—Л., 1960. 188 с.  
 [2] Гольдман Б. М., Кудинов В. А., Смирнов И. А. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе  $\text{Bi}_2\text{Te}_3$ . М., 1972. 320 с.

Получено 18.04.1989  
 Принято к печати 5.06.1989

ФТП, том 23, вып. 10, 1989

## ТРИ СВЕТОВЫЕ ВОЛНЫ В ОБЛАСТИ ЭКСИТОННОГО РЕЗОНАНСА В КРИСТАЛЛАХ $\text{CdS}$

Винецкий В. Л., Кудыкина Т. А.

Известно, что при падении на кристалл световой волны с частотой, близкой к экситонному резонансу, в изотропном кристалле возбуждаются две проходящие волны, имеющие одинаковые частоту  $\omega$  и поляризацию, но различающиеся показателями преломления  $n$  и поглощения  $\kappa$  [1, 2]. Это теоретическое заключение было экспериментально подтверждено на кристаллах  $\text{CdS}$  с помощью прецизионных измерений дисперсии  $n(\omega)$  [3, 4]. Однако существует ряд расхождений между предсказаниями теории и данными эксперимента [3, 4] о поведении так называемой (+)-волны. Это обстоятельство побудило авторов настоящей работы более детально рассмотреть вопрос о добавочных световых волнах Пекара. Оказалось, что одна из двух пекаровских волн [(+)-волна] в свою очередь в области экситонного резонанса расщепляется на две волны с различными, хотя и довольно близкими значениями  $n$  и заметно различающимися  $\kappa$ , так что в этой области существует три, а не две волны. Учет трех волн значительно улучшает согласие теории с экспериментом.

Связь величин  $n$  и  $\kappa$  с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon$  определяется из решения  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t)$  макроскопического уравнения Максвелла

$$\Delta \mathbf{E} - \text{grad div } \mathbf{E} = -c^{-2} \partial^2 \mathbf{D} / \partial t^2, \quad (1)$$

где  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{D}$  — электрическое поле и индукция. Вклад в диэлектрическую проницаемость, обусловленный экситонами, определяется средним удельным электрическим моментом  $\mathbf{P}$ , возникающим под действием поля световой волны,

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathcal{E}(\mathbf{k}, \omega) \exp [i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)]. \quad (2)$$

Дипольно-разрешенный электронный переход с образованием экситона в  $n$ -м состоянии в изотропном кристалле приводит к величине  $\varepsilon$ , выраженной через параметры энергетического спектра экситона и равной [2]

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + A_m [\mathcal{E}_m + H_{mn}^a - \hbar\omega + (\hbar^2 k_{\text{зкс}}^2 / 2M_{\text{зкс}})]^{-1}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_0$  определяется вкладом в  $\mathbf{P}$  неэкситонного происхождения,  $\mathcal{E}_m + \hbar^2 k_{\text{зкс}}^2 / 2M_{\text{зкс}}$  — энергия экситона с волновым вектором  $\mathbf{k}_{\text{зкс}}$  и эффективной массой  $M_{\text{зкс}}$ ,  $H_{mn}^a$  описывает взаимодействие экситона с фононами и дефектами,  $A_m$  — постоянная, пропорциональная силе осциллятора. Запишем (3) в виде

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \bar{A}_m (\omega_0 - \omega + \gamma \hbar^2 - i\Gamma)^{-1}, \quad (4)$$

где  $\text{Re} H_{mn}^a$  включена в энергию экситона  $\hbar\omega_0$ , а  $\text{Im} H_{mn}^a$  определяет время жизни экситона  $\Gamma^{-1}$ ,  $\gamma \equiv \hbar / 2M_{\text{зкс}}$ . Выражение (4) получено в [5, 6] иными методами, однако при том же условии действительного  $\mathbf{k}$ .