

предположить, что германий, вводя упругие поля напряжений сжатия в матрицу кремния, замедляет диффузию междоузельного кислорода.

Введение германия в монокристаллы кремния с большим содержанием кислорода не влияет на концентрацию ТД-1. Это, видимо, связано с тем, что легирование германием не сильно влияет на величину пересыщения твердого раствора кислорода в кремнии, а также на величину коэффициента диффузии междоузельного кислорода. Таким образом, скорость протекания процессов распада в монокристаллах кремния, легированного германием ($N_O \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$), будет определяться, в первую очередь, большой величиной пересыщения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Дашевский М. Я., Докучаева А. А., Корляков Д. Н., Салманов А. Р., Хашимов Ф. Р. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1988. Т. 24. В. 9. С. 1413—1418.
- [2] Дашевский М. Я., Докучаева А. А., Анисимов К. И. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1986. Т. 22. В. 10. С. 1599—1602.
- [3] Бабицкий Ю. М., Горбачева Н. И., Гринштейн П. М. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 7. С. 1308—1314.
- [4] Дашевский М. Я., Корляков Д. Н., Миляев В. А., Никитин В. А. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 6. С. 1146—1149.
- [5] Левшин Е. С., Пузанов Н. И., Сухарева Н. С., Эйдензон А. М. // Изв. АН СССР. Неорг. матер. 1988. Т. 24. В. 5. С. 709—714.
- [6] Yoichi Kamiura, Fumio Hashimoto, Kazuyoshi Endo // Appl. Phys. 1987. V. 61. N 7. P. 2478—2485.

Московский институт стали и сплавов

Получено 6.10.1988
Принято к печати 28.11.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

МЕЖЗОННОЕ СМЕШИВАНИЕ И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ПОДВИЖНОСТЬ ДЫРОК В ИОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ВЫРОЖДЕННОЙ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНОЙ

Перлин Ю. Е., Гифейсман Ш. Н., Коропчану В. П.

В полупроводниковых соединениях $A^{IV}B^{VI}$ и $A^{III}B^{V}$ с вырожденным потолком валентной зоны Γ_8 вследствие частично ионного характера химической связи наряду с гомеополлярными механизмами рассеяния дырок необходимо учитывать также взаимодействие с поляризационными оптическими и пьезоакустическими колебаниями. Эта задача ранее рассматривалась в [1], однако там не было исследовано влияние межзонного рассеяния на подвижность каждого сорта дырок. Этот анализ представляет собой основную цель настоящей работы.

Для целого ряда полупроводников с вырожденной зоной в уравнении метода эффективной массы можно ограничиться сферически симметричным матричным (4×4 для зоны Γ_8) гамильтонианом

$$H_0(k) = \frac{\hbar^2}{2m} [ak^2 + 1 + b(I, k)^2], \quad (1)$$

где I_x, I_y и I_z — матрицы углового момента со спином $3/2$, a и b — параметры, выражаемые через эффективные массы тяжелых и легких дырок μ_h и μ_l . При этом в низшем по k приближении для плавных волновых функций метода эффективной массы получается [2]

$$F_i(\mathbf{k}) = \frac{e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r})}}{L^{3/2}} \begin{vmatrix} S_{1i} \\ S_{2i} \\ S_{3i} \\ S_{4i} \end{vmatrix}, \quad i=1, 2, 3, 4, \quad (2)$$

где S — унитарная матрица, диагонализующая $H_0(\mathbf{k})$ [1]. Функции (2) при $i=1, 4$ описывают состояния тяжелых, а при $i=2, 3$ — состояния легких дырок.

Для соединений $A^{II}B^{VI}$ и $A^{III}B^V$ характерна слабая поляронная связь, т. е. электрон-фононное взаимодействие в этих кристаллах есть плавная функция координат. Поэтому задача о взаимодействии с оптическими фононами может быть рассмотрена в рамках континуальной модели и приближении метода эффективной массы. В базисе вырожденного дырочного состояния оператор электрон-фононного взаимодействия имеет вид

$$H_{\text{опт}} = \sum_{\mathbf{q}} (V_{\mathbf{q}} \hat{a}_{\mathbf{q}} e^{i(\mathbf{q}\mathbf{r})} + V_{\mathbf{q}}^* \hat{a}_{\mathbf{q}}^{\dagger} e^{-i(\mathbf{q}\mathbf{r})}) \cdot \mathbf{1}. \quad (3)$$

Здесь \mathbf{q} — волновой вектор продольных оптических колебаний, $\hat{a}_{\mathbf{q}}^{\dagger}$ и $\hat{a}_{\mathbf{q}}$ — соответственно операторы рождения и уничтожения фононов, $V_{\mathbf{q}}$ — коэффициенты связи континуальной теории поляронов,

$$V_{\mathbf{q}} = \frac{ie}{q} \left(\frac{2\pi c \hbar \omega}{L^3} \right)^{1/2}, \quad c = \frac{1}{\epsilon_{\infty}} - \frac{1}{\epsilon_0},$$

где ω — предельная частота продольных оптических фононов, ϵ_0 и ϵ_{∞} — соответственно статическая и высокочастотная диэлектрические проницаемости кристалла.

Вероятности однофононных переходов внутри каждой подзоны и между подзонами после суммирования по компонентам Крамерсова дублета конечного состояния и усреднения по таковым для начального содержат множители

$$K_{hh} = K_{ll} = \frac{1}{2} \left[1 + 3 \frac{(\mathbf{k}, \mathbf{k}')^2}{k^2 k'^2} \right], \quad (4)$$

$$K_{hl} = K_{lh} = \frac{3}{2} \left[1 - \frac{(\mathbf{k}, \mathbf{k}')^2}{k^2 k'^2} \right]. \quad (5)$$

Все вероятности переходов зависят, таким образом, от угла рассеяния. Формулы (4) и (5) являются частным случаем более общей формулы (32.58) из [2], полученной с учетом гофрировки изоэнергетических поверхностей.

Наличие тяжелых и легких дырок приводит к необходимости ввести соответственно две функции распределения $f_h(\mathbf{k})$ и $f_l(\mathbf{k})$. В приближении упругого рассеяния

$$\left(\frac{\partial f_h}{\partial t} \right)_{\text{cm}} = \sum_{\mathbf{k}'} \{ W_{hh}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') [f_h(\mathbf{k}') - f_h(\mathbf{k})] + W_{hl}(\mathbf{k}, \mathbf{k}') [f_l(\mathbf{k}') - f_h(\mathbf{k})] \}. \quad (6)$$

Аналогичное уравнение имеет место и для $(\partial f_l / \partial t)_{\text{cm}}$. Полагая

$$f_{h(l)}(\mathbf{k}) = f_{h(l)}^{(0)}(\epsilon) + \mathbf{g}_{h(l)}(\epsilon, \mathbf{k}), \quad (7)$$

где $f_h^{(0)} = f_l^{(0)}$ — равновесная функция распределения, и вычисляя интегралы столкновений, мы приходим к связанной системе кинетических уравнений для неравновесных добавок $\mathbf{g}_{h(l)}$. Эта система уравнений решается в предельных случаях низких и высоких температур. При высоких температурах рассеяние дырок на оптических колебаниях естественно считать упругим. Однако это рассеяние можно в некотором смысле считать упругим и при низких температурах [3].

Определена подвижность каждого сорта дырок. В случае низких температур

$$u_h = u_h^{(0)} s_h(z), \quad s_h(z) = 2\sqrt{z} \frac{6z + 15\sqrt{z} + 1}{3z + 38\sqrt{z} + 3}, \quad (8)$$

где $\kappa = \mu_h / \mu_l$ и $u_h^{(0)}$ — подвижность тяжелых дырок в отсутствие межзонного рассеяния,

$$u_h^{(0)} = \frac{3}{2\alpha_h} \frac{e}{\mu_h \omega} \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega}{k_0 T}\right) - 1 \right]. \quad (9)$$

В формуле (9) $\alpha_h = c (\mu_h e^4 / 2\hbar^3 \omega)^{1/2}$ — константа поляронной связи для тяжелых дырок. Выражение для подвижности легких дырок получается из (8)

Влияние межзонного рассеяния на подвижность дырок

κ	Низкие температуры		Высокие температуры	
	$\frac{u_h}{u_h^{(0)}}$	$\frac{u_l}{u_l^{(0)}}$	$\frac{u_h}{u_h^{(0)}}$	$\frac{u_l}{u_l^{(0)}}$
3	2.002	0.519	1.636	0.527
7	3.513	0.319	1.896	0.337
20	7.222	0.179	1.992	0.205
∞	$4\sqrt{\kappa}$	$2/3\sqrt{\kappa}$	2	$\kappa^{-1/2}$

заменой $\mu_h \rightleftharpoons \mu_l$. Отношение подвижности тяжелых дырок к подвижности легких равно

$$\frac{u_h}{u_l} = \frac{6\kappa + 15\sqrt{\kappa} + 1}{\sqrt{\kappa}(\kappa + 15\sqrt{\kappa} + 6)} \leq 1 \quad (10)$$

и убывает с ростом κ .

В случае высоких температур

$$u_h = u_h^{(0)} \mathcal{K}(\kappa); \quad (11)$$

$$\mathcal{K}(\kappa) = \frac{4\kappa [\kappa \Phi(\kappa) + 2 + \sqrt{\kappa} \Psi(\kappa)]}{[\Phi(\kappa) + 2\kappa] [\kappa \Phi(\kappa) + 2] - \kappa \Psi^2(\kappa)}; \quad (12)$$

$$\Phi(\kappa) = \frac{3}{2} \left[\sqrt{\kappa} + \frac{1}{\sqrt{\kappa}} - \frac{1}{2} \left(\sqrt{\kappa} - \frac{1}{\sqrt{\kappa}} \right)^2 \ln \frac{\sqrt{\kappa} + 1}{\sqrt{\kappa} - 1} \right],$$

$$\Psi(\kappa) = \frac{3}{4} \left[\kappa + \frac{1}{\kappa} - \frac{2}{3} - \frac{1}{2} \left(\sqrt{\kappa} - \frac{1}{\sqrt{\kappa}} \right)^2 \left(\sqrt{\kappa} + \frac{1}{\sqrt{\kappa}} \right) \ln \frac{\sqrt{\kappa} + 1}{\sqrt{\kappa} - 1} \right], \quad (13)$$

$$u_h^{(0)} = \frac{4}{3\sqrt{\kappa} \alpha_h} \frac{e}{\mu_h \omega} \left(\frac{\hbar\omega}{k_0 T} \right)^{1/2}.$$

Формула для подвижности легких дырок получается из (11)–(13) заменой $\mu_h \rightleftharpoons \mu_l$. Отношение подвижностей тяжелых и легких дырок

$$\frac{u_h}{u_l} = \frac{\mathcal{K}(\kappa)}{\kappa^{3/2} \mathcal{K}(1/\kappa)} \quad (14)$$

и также убывает с ростом κ .

Вклад тяжелых дырок в среднюю подвижность

$$\bar{u} = \frac{n_h u_h + n_l u_l}{n_h + n_l} \quad (15)$$

является определяющим вследствие соотношения концентраций $n_h/n_l = \kappa^{3/2}$. Отношение \bar{u}/u_h как функция κ достигает максимума при $\kappa \simeq 3$ [$(\bar{u}/u_h)_{\max} = 1.06$] при низких температурах и $\kappa \simeq 5$ [$(\bar{u}/u_h)_{\max} = 1.12$] при высоких.

Влияние межзонного смешивания на подвижность легких и тяжелых дырок показано в таблице. Как следует из таблицы, смешивание подзон приводит к тому, что тяжелые дырки увлекаются легкими и их подвижность возрастает. Естественно, что легкие дырки при этом тормозятся тяжелыми, а их подвижность падает.

Сравнение теоретических кривых температурной зависимости подвижности при рассеянии на оптических фононах с экспериментальными кривыми в P -

образцах CdTe [4], ZnTe [5] и GaAs [6] показывает, что теоретические кривые лежат выше экспериментальных. Однако при $T \geq \hbar\omega/k_0$ теоретические и экспериментальные значения подвижности — величины одного порядка. В случае CdTe различие в этой области температур составляет примерно 30 % и рассеяние на оптических фононах является доминирующим.

Рассеяние на пьезоакустических фононах детально рассмотрено в [1].

Л и т е р а т у р а

- [1] Перлин Ю. Е., Гифейсман Ш. Н. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 5. С. 865—872.
- [2] Бяр Г. Л., Пикус Г. Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М., 1972. 584 с.
- [3] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 616 с.
- [4] Yamada S. J. // J. Phys. Soc. Japan. 1960. V. 15. N 11. P. 1940—1944.
- [5] Aven M., Segall B. // Phys. Rev. 1963. V. 130. N 1. P. 81—91.
- [6] Маделунг О. Физика полупроводниковых соединений элементов III и V групп. М., 1967. 478 с.

Кишиневский государственный университет им. В. И. Ленина

Получено 9.11.1988
Принято к печати 28.11.1988

ФТП, том 23, вып. 4, 1989

ИЗМЕНЕНИЕ АНСАМБЛЯ ЦЕНТРОВ ИЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИИ В СЕЛЕНИДЕ ЦИНКА ПОД ВЛИЯНИЕМ ТЕРМООБРАБОТКИ

Сушкевич К. Д., Симашкевич А. В., Коваль А. В.

В связи с перспективностью использования селенида цинка для изготовления оптоэлектронных приборов он является объектом интенсивных исследований. При этом большое место отводится исследованиям кристаллов, отожженных в расплавах цинка, содержащих различные легирующие добавки, с целью выделения их влияния на свойства ZnSe, в частности на его люминесценцию. Несмотря на немалое количество работ, посвященных исследованию люминесценции селенида цинка, большинство обнаруженных полос люминесценции в кристаллах ZnSe идентифицируется неоднозначно. Для расширения и углубления представлений о механизмах явлений, происходящих при термообработке кристаллов ZnSe, проведено исследование фотолюминесценции (ФЛ) кристаллов селенида цинка, полученного из расплава под давлением аргона, отожженных в расплавах висмута [ZnSe (Bi)], цинка [ZnSe (Zn)], висмута с небольшой добавкой цинка [ZnSe (Bi+Zn)]. Во всех экспериментах соотношение объемов расплава к объемам образцов сохранялось равным 10. Известно, что ФЛ термообработанных кристаллов в сильной степени зависит от дефектно-примесного содержания исходного материала. Поэтому для исследований подбирались образцы, вырезанные из одного и того же слитка.

Отжиг проводился в вакуированных кварцевых ампулах при 930 °С в течение 150 ч. Люминесценция возбуждалась лазером ЛГИ-21 ($\lambda_{\text{возб}}=3370 \text{ \AA}$) и анализировалась монохроматором МДР-23. Сигнал ФЛ регистрировался ФЭУ-51 и записывался при помощи системы синхронного детектирования. Исследования проводились на свежеотколотых поверхностях кристаллов селенида цинка.

На рисунке, а представлен спектр исходного образца ZnSe при 77 К. Доминирующей в спектре является полоса с максимумом при 2.787 эВ. Полуширина ее составляет 15 мэВ. В области 450–480 нм расположена полоса излучения с максимумом бесфононной линии при 2.7 эВ. Длинноволновый хвост этой полосы формируется ее LO-фононными повторениями. В низкоэнергетической