### ЛИТЕРАТУРА

1. Акопян Р. С., Зельдович Б. Я. Прикладная математика и механика, 49, 685 (1985). 2. Акопян Р. С., Зельдович Б. Я. Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 5, 47 (1985).

### լՈՒՍԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ԿԼԱՆՈՒՄՈՎ ԳՐԳՌՎԱԾ ԿՈՆՎԵԿՅԻԱՅԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ԱՆԸՆԴՀԱՏ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

### A. U. 2040A3U5

Հաշվի առնելով լույսի կլանման էբսպոնենտային օրենթը, տեսականորեն դիտարկված են ինտենսիվության տարածա-պարբերական կառուցվածքով օժտված լաղերային Ճառագայիի կլանումով պայմանավորված Հեղուկներում կոնվեկցիայի առաջացման խնդիրներ։ Ցույց է տրված, որ լուսային դաշտի ինտենսիվության, կառուցվածքի պարբերության ու ՀաՃախության վերալարումով կարելի է կոնվեկցիայի պարամետրերը անընդՀատ փոփոխել։

## ON THE POSSIBILITY OF SMOOTH VARIATION OF PARAMETERS OF CONVECTION EXCITED BY THE ABSORPTION OF LIGHT WAVE

## R. S. HAKOPYAN

Some problems of forced convection in liquids due to the absorption of spaceperiodical laser rediation are considered theoretically taking into account the exponential law of the absorption of light. The feasibility of smooth variation of convection parameters by changing the frequency, structure period and intensity of light wave is shown.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 99-105 (1988)

### УДК 621.315.592

. 4

## ПАРАМЕТРЫ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ, СОЗДАВАЕМЫХ ПРИ ВВЕДЕНИИ В КРЕМНИЙ СЕЛЕНА И ТЕЛЛУРА

### . В. М. АРУТЮНЯН

#### Ереванский государственный университет

Р. С. БАРСЕГЯН, Г. Е. ГРИГОРЯН, Б. О. СЕМЕРДЖЯН Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

#### (Поступила в редакцию 2 февраля 1987 г.)

Приведены технологические режимы получения высоколегированного кремния с примесями селена и теллура. Различными методами иследованы параметры энергетических уровней Se и Te, введенных в Si. Обнаружено наличие двух глубоких донорных уровней селена ( $E_c$ —0,3 и  $E_c$ —0,51 эВ) и одного донорного уровня теллура ( $E_c$ —0,2 зВ) в запрещенной зоне Si. Эначения термической и оптической энергий ионизации совпадают между собой. Концентрации электрически активных атомов Se и Te в Si состав-

99

ляли соответственно 3,2.10<sup>16</sup> см<sup>-3</sup> и 1.10<sup>18</sup> см<sup>-3</sup>. Сечение фотоионизации уровня селена ( $E_c - 0.3$  вВ) в максимуме  $\lambda = 3.8$  мкм составило 1,5.10<sup>-16</sup> см<sup>2</sup>, а сечение фотоионизации уровня теллура при  $\lambda = 5.2$  мкм — 5.10<sup>-16</sup> см<sup>2</sup>.

2

Основная трудность при исследовании примесей Se и Te в Si состоит в сложности получения достаточно толстых равномерно легированных слоев с высокой концентрацией примесей из-за их низкого коэффициента диффузии [1—6]. В последние годы интерес к Si с примесями Se и Te усилился—в печати опубликован ряд работ, посвященных более детальному изучению свойств Si < Se > и Si < Te > [7—15].

Анализируя литературные данные по параметрам энергетических центров Se [2--11] и Te [12-16] в Si, можно заключить, что Se создает донорные уровни:  $E_c$ -0,19 эB,  $E_c$ -0,29 эB,  $E_c$ -0,51 зB и  $E_c$ --0,1 зB, а Te:  $E_c$ -0,14 зB,  $E_c$ -0,2 зB,  $E_c$ -0,3 зB и  $E_c$ -0,56 зB. Относительная концентрация центров Se и Te сильно зависит от условий получения образцов (режима охлаждения после диффузии, давления паров диффузанта, времени диффузии и режимов последиффузионного отжига), а также от параметров исходного Si (концентрации бора, кислорода и дислокаций в Si). Возможно, среди выявленных уровней некоторые принадлежат комплексам Se и Te в Si, возникающим при различных технологических режимах введения этих примесей в кремний. Поэтому, выбирая соответствующие условия легирования, можно варьировать как концентрации центров Se и Te, так и контролировать превалирующую роль того или иного центра.

В настоящей работе описаны разработанные нами технологические режимы получения высоколегированного кремния с примесями Se и Te. Методами температурной зависимости проводимости и эффекта Холла, фотопроводимости (ФП) и фотоемкости (ФЕ) исследованы параметры уровней Se и Te в кремнии.

Se н Te имеют температуру плавления соответственно 220 и 452°С. Это осложняет легирование в процессе роста кристаллов, осуществляемого при ~ 1420°С. Поэтому примеси вводились в Si методом диффузии в кварцевых ампулах. В качестве исходного материала использовались «безкислородные» кремниевые пластины *p*-типа с удельным сопротивлением  $\rho = 4 \cdot 10^4$ Ом см при комнатной температуре, вырезанные по плоскости <111>. Чистота источников диффузии составляла 99,999%. Для фотоемкостных измерений использовался исходный кремний *p*-типа, легированный бором с удельным сопротивлением  $\rho = 5 \div 10$  Ом. см. Диффузия проводилась при температуре ~ 1200°С. Продолжительность диффузии выбиралась так, чтобы достичь равномерного легирования образцов по толщине (≈500 мкм) и по поверхности. Давление паров Se и Te при температуре диффузии составляло примерно 0,8÷1 атм.

После диффузионного отжига ампулы с образцами быстро охлаждались путём погружения в воду с температурой 300 К. Этот технологический прием создает условия для замораживания электрически активных примесей. Иногда этот процесс приводил к повреждению пластин. Во время диффузии Se и Te происходила незначительная эрозия поверхности кремния, связанная, по-видимому, с образованием соединений SiSe, SiTe или SiSe<sub>2</sub>, SiTe<sub>2</sub>. Поэтому после диффузии пластины шлифовались и полировались с обеих сторон. Затем они травились в растворе  $20 \cdot HNO_3$ :  $5 \cdot HF$ :  $6 \cdot H_2O$  в течение 1 мин для удаления механических повреждений. Омические контакты наносились двумя способами: электролитическим никелированием с последующим вжиганием в вакууме ( $10^{-5}$ мм. рт. ст.) в течение 1 мин при температуре 600°C в осаждением в вакууме сплава Au + 1% Sb при температуре 550°C в течение 5 мин.

Вольт-амперные характеристики фотосопротивлений при 300 и 77 К были линейными до 400 В/см. Для исследования ФЕ на образцах с исходной концентрацией мелких акцепторов  $N_A \simeq (6 \div 7) \cdot 10^{14}$ см<sup>-3</sup> были изготовлены барьеры Шоттки путем напыления Au и сплавные  $p^+$ -n-переходы. Площадь перехода составляла  $0,05 \div 0,1$  см<sup>2</sup>, толщина базы $\simeq 0,4$  мм.

Были изготовлены также образцы с гантелеобразной конфигурацией для измерения эффекта Холла. Измерения проводились на образцах *п*-типа проводимости, в которых распределение примесей по толщине и по плоскости было наиболее равномерным. Пластины при температуре .300 К имели удельное сопротивление  $\approx 1,5$  и 2,5 Ом·см соответственно для примесей Se и Te. Концентрация свободных носителей и подвижность определялись на основе измерений температурной зависимости эффекта Холла и проводимости. Измерения проводились на малошумящей установке с высокой точностью контроля и стабилизации температуры.

На рис. 1 приведены температурные зависимости удельной проводимости и концентрации свободных носителей для образцов Si<Se> и



Рис. 1. Температурная зависимость проводимости и концентрации свободных носителей: Si < Se > — ●, Si < Te > — о.

Рис. 2. Температурная зависимость холловской подвижности носителей: Si < Se > - igodot, Si < Te > - o.

-

101

Si < Te >. Энергии термической ионизации, полученные из наклонов этих кривых в диапазоне температур 77÷300 К, равны 0,29ъВ для Si < Se >и 0,2ъВ для Si < Te >и согласуются с измерениями, проведенными в работах [5, 9, 12]. В исследуемом температурном диапазоне проводимость изменяется почти на 4÷5 порядков.

Экспериментальные данные по температурной зависимости концентрации свободных носителей, полученные из измерений эффекта Холла и проводимости в диапазоне температур 77÷300 К, описываются известной формулой [17]

$$[n_0 (n_0 + N_A)/(N_D - N_A - n_0)] = \frac{1}{g} N_c \exp\left(-\frac{E_D}{kT}\right), \quad (1)$$

где  $N_c$ —эффективная плотность состояний в зоне проводимости,  $n_0$  концентрация свободных носителей,  $N_D$ —концентрация глубоких центров Se и Te,  $N_A$  — концентрация остаточных акцепторных примесей, которые в данном эксперименте составляли  $\approx 10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

В области высоких температур, при которых  $N_D \gg n_0 \gg N_A$ , концентрация свободных носителей описывается уравнением

$$n_0 = (N_c N_D/g)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_D}{2 k T}\right);$$
 (2),

при более низких температурах, когда  $n_0 \leqslant N_A,$  —

$$n_0 = \left[ (N_D - N_A) / N_A \right] \frac{N_c}{g} \exp\left(-\frac{E_D}{k T}\right).$$
(3)

<sup>18</sup> Как следует из рис. 1, соответствующие им кривые представляют собой типичные зависимости концентрации свободных носителей от температуры для частично компенсированного полупроводника. Наблюдается отклонение экспериментальных зависимостей от прямой линии, имеющей наклон  $E_D/2kT$ .

Температурная зависимость холловской подвижности для Si<Se>и Si<Te>изображена на рис. 2. Эти кривые хорошо описываются уравнением

$$\mu_{\mu} = C T^{\alpha},$$

где C — некоторая постоянная, зависящая от параметров материала,  $a \simeq -2,1$ . Это значение показателя степени экспериментальной зависимости отличается от значения—1,5, определяемого из рассеяния на акустических фононах, что, вероятно, обусловлено влиянием дополнительных механизмов рассеяния [18].

В сильно легированных образцах электрически активные атомы селена и теллура в кремнии сосгавляли соответственно  $3,2\cdot10^{16}$  см<sup>-3</sup> и  $1\cdot10^{16}$  см<sup>-3</sup>.

Нами были измерены также спектры примесной ФП Si < Se > иSi < Te > . ФП измерялась на установке, описанной в работах [19, 20]. Наилучшие условия измерения ФП, когда происходит переход электронов с одного уровня примеси в зону проводимости, реализуются при та-

Solver a

CIDET CTO + -

477)96. (2030##4 кой степени компенсации  $N_D/N_A$ , чтобы изучаемый уровень был достаточно заполнен электронами. При этом, с одной стороны, осуществляется максимальное число фотопереходов электронов с исследуемого уровня в зону проводимости и минимальный обратный их захват на тот же уровень. С другой стороны, при понижении температуры уровень Ферми приближается к частично заполненному уровню, обеспечивая максимально возможную величину темнового удельного сопротивления, что позволяет надежно измерять примесную ФП. На рис. 3 приведены спектры ФП в относительных единицах для образцов с исходным удельным сопротивлением  $\simeq 4 \cdot 10^4$  Ом. см, равномерно легированных селеном и теллуром.

Для Si < Se > (рис. 3, кривая 1) практически весь фотоответ обусловлен фотопереходами электронов с уровня  $E_c = -0.29$  эВ. Максимальный фотоотклик наблюдается при длине волны  $\lambda_{\text{пик}} \approx 3.8$  мкм, длинноволновая граница, соответствующая 50% уровню относительной спектральной характеристики,  $\lambda_{1/2} \approx 4.2$  мкм, энергия оптической ионизации  $\Delta E_{\text{опт}} = 0.302$  эВ. Вблизи длины волны  $\lambda = 2.5$  мкм наблюдается небольшое повышение значения ФП, обусловленное участием уровня  $E_c = 0.51$  эВ.



Рис. 3. Спектральная зависимость фотопроводимости: Si<Se> — 1, Si<Te>-2.

Спектр ФП Si < Te> (рис. 3, кривая 2) имеет монотонный характер с максимумом фоточувствительности  $\lambda_{пик} \approx 5,2$  мкм, длинноволновая граница, соответствующая 50% уровню относительной спектральной характеристики,  $\lambda_{1/2} \approx 6,2$  мкм, энергия оптической ионизации  $\Delta E_{ont} = 0,198$  эВ.

Как показали наши фотоемкостные измерения, сечение фотоионизации уровня селена при  $\lambda = 3,8$  мкм оказалось равным  $\sigma_{max} \approx 1,5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>, а сечение фотоионизации уровня теллура при  $\lambda = 5,2$  мкм составило  $\approx 5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>.

Методом стационарной ФЕ нами определены сечение фотоионизации уровня селена при  $\lambda = 3,8$  мкм, которое сказалось равным  $\sigma_{max} \approx 1,5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>, и сечение фотоионизации уровня теллура при  $\lambda = 5,2$  мкм  $\sigma_{max} \simeq 5 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>. Точность определения величины сечения фотоионизации ~ 20%.

24.57

Из результатов исследований электрофизических, фотоэлектрических и оптических свойств Si < Se > u Si < Te > следует, что полученные нами высоколегированные указанными элементами VI группы материалы, наряду с Si < S > [19, 20], перспективны для создания на их основе примесных фотоприемников.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Fahrner W., Goetberger A. Appl. Phys. Lett., 21, 239 (1972).

2. Жаанович Н. С., Козлов Ю. И. ФТП, 9, 1594 (1975).

- 3. Жданович Н. С., Козлов Ю. И. ФТП, 10, 1846 (1976).
- 4. Султанов Н. А. ФТП, 8, 1977 (1974).
- .5. Vudunath H. R., Lorenzo J. S., Kröger F. A. J. Appl. Phys., 49, 5928 (1978).
- 6. Kim G. S., Ohta E., Sakata M. Japan J. Appl. Phys., 18, 247, 903 (1979).
- 7. Grimmeiss H., Janzen E., Skarstam B. J. Appl. Phys., 51, 3740 (1980).
- 8. Жданович Н. С. ФТП, 15, 1614 (1981).
- 9. Sclar N. J. Appl. Phys., 52, 5207 (1981).
- 10. Вахабов Д. А. и др. ФТП, 17, 2035 (1983).
- 11. Астрова Е. В. н др. ФТП. 19, 919 (1985).

12. Lin A. L. et al. Appl. Phys. Lett., 38, 683 (1981).

- 13. Лютович А. С. н др. ФТП, 8, 878 (1968).
- 14. Бабекова Б. Х. и др. ДАН УзССР, 7, 29 (1985).
- 15. Вахабов Д. А. и др. Изв. АН УзССР, сер. физ.-мат. наук, 3, 78 (1985).
- 16. Chen J-W., Milnes A. G. Ann. Rev. Mater. Sci., 10, 157 (1980).
- 17. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. Изд. Мир. М., 1976.
- 18. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Изд. Мир. М., 1984.
- 19. Арутюнян В. М., Барсегян Р. С., Семеражян Б. О. ФТП, 20, 2236 (1986):
- 20. V. M. Harutyunyan et al. Infrared Physics, 25, 267 (1985).

## ՍԻԼԻՑԻՈՒՄՈՒՄ ՆԵՐՄՈՒԾՎԱԾ ՍԵԼԵՆԻ ԵՎ ՏԵԼՈՒՐԻ ՍՏԵՂԾԱԾ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԸ

#### Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ռ. Ս. ԲԱՐՍԵՂՏԱՆ, Գ. Ե. ԳՐԻԴՈՐՅԱՆ, Բ. Օ. ՍԵՄԵՐՋՅԱՆ

Рերված են սելենի և տելուրի ատոմներով ուժեղ Հարստացված սիլիցիումի ստացման տեկոնոլոգիական ռեժիմները։ Հաղորդականունյան, Հոլի էֆեկտի ջերմաստիճանային կախվածունյան, ֆոտոհաղորդականունյան և ֆոտոունակունյան մենիոդներով հետաղոտվել են սիլիցիումում ներդրրված Se-h և Te-h էներդետիկ մակարդակների պարամետրերը։ Սիլիցիումի արգելված դոստում դիտված են սելենի երկու խորը ( $E_c$ —0,3է4 և  $E_c$ —0,51է4) և տելուրի ( $E_c$ —0,2է4) մեկ դոնորային մակարդակների խոտունյան հներգերութի ( $E_c$ —0,2է4) մեկ դոնորային մակարդակներ։ Ջերմային և օպտիկական հոնիղացիայի էներգետենրը համընկնում են։ Se-h և Te-h էլեկտրական ակտիվ ատոմների խտունյունները համապատասխանաբար համասար են  $\simeq 3,2.1016$ սմ-3 և 1.1016սմ-3։ Սելենի ( $E_c$ —0,3է4) մակարդակի ֆոտոիոնիղացիայի կարվածջը մաջսիմումում կազմում է  $\simeq 1,5.10-16$ սմ2  $\lambda = 3,8$  մկմ ալիջի երկարունյան դեպջում, իսկ տելուրի ֆոտոիոնիղացիայի կարվածջը  $\simeq 5.10-16$ սմ2  $\lambda = 5,2$  մկմ ալիջի երկարունյան դեպջում.

## PARAMETERS OF IMPURITY CENTERS FORMED IN SILICON BY DOPING OF Se AND Te ATOMS

### V. M. HARUTYUNYAN, R. S. BARSEGYAN, G. E. GRIGORYAN, B. O. SEMERDJIAN

Technological regimes of producing Se and Te doped silicon are given. The parameters of energy levels of Se and Te donor centers doped in Si were investigated by means of methods of temperature dependence of conductivity, Hall effect, photoconductivity and photocapacitance. The presence of two deep Se-related donor levels ( $E_c - 0.3 \text{ eV}$ ) and ( $E_c - 0.51 \text{ eV}$ ) and one deep Te-related donor level ( $E_c - 0.2 \text{ eV}$ ) in the forbidden band of Si were found. The measured values of the energy of thermal and optical ionization coincided, and concentrations for electrically active atoms of Se and Te in silicon were respectively  $\simeq 3.2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$  and  $\simeq 1 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . The photoionization cross section for the ( $E_c - 0.3 \text{ eV}$ ) level of Se at the maximum located near  $\lambda = 3.8 \ \mu m$  is approximately  $1.5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ , while that for the Te level at  $\lambda = 5.2 \ \mu m$  is  $\simeq 5 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ .

Изв. АН Армянской ССР. Физика. т. 23. вып. 2, 105-109 (1988)

УДК 548.5

4

## ГЕТЕРОВАЛЕНТНЫЕ ЗАМЕЩЕНИЯ В АЛЮМИНИЕВЫХ ГРАНАТАХ, СОДЕРЖАЩИХ ЦИРКОНИЙ

# Т. И. БУТАЕВА, А. С. КУЗАНЯН, А. Г. ПЕТРОСЯН, Г. О. ШИРИНЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

. (Поступила в редакцию 9 марта 1987 г.)

Изучены кристаллы-гранаты  $Y_3 A l_5 O_{12}-Ca^{2+}$ ,  $Zr^{4+}$  и  $Y_3 A l_5 O_{12}$ - $Mg^{2+}$ ,  $Zr^{4+}$ , полученные твердофазным методом и из расплава методом Бриджмена. Сравнением измеренных и расчетных значений параметров элементарной ячейки показано, что ионы  $Zr^{4+}$  в гранатах  $Y_3 A l_5 O_{12} - Ca^{2+}$ ,  $Zr^{4+}$  заполняют октаэдрические узлы, а в  $Y_3 A l_5 O_{12} - Mg^{2+}$ ,  $Zr^{4+}$ -додекаэдрические и октаэдрические узлы.

Щирконий замещает в иттрий-алюминиевом гранате ( $Y_3 \ Al_5 \ O_{12}$ ) узлы с восьмерным кислородным окружением, причем, благодаря принци пу сохранения электронейтральности, решетка граната стабилизирует неустойчивое трехвалентное состояние  $Zr^{3+}$  [1]. Основным препятствием для заполнения ионами  $2r^{3+}$  октаэдрических узлов является размерный фактор ( $r_{Zr^{3+}} > r_{Zr^{4+}}$  (VI) =0,72 A,  $r_{Al^{3+}} = 0$ , 53 A). Представляет интерес реализация сложных замещений типа  $Zr^{4+} \rightarrow Y^{3+}$ или  $Zr^{4+} \rightarrow Al^{3+}$  (VI) при введении в кристаллы дополнительных ионов с устойчивым двухзарядным состоянием.

В настоящей работе изучены кристаллы-гранаты  $Y_3Al_5O_{12}-Ca^{2+}$ ,  $Zr^{4+}$  и  $Y_3Al_5O_{12}-Mg^{2+}$ ,  $Zr^{4+}$ , полученные твердофазным методом и из расплава. Структурные позиции, заполняемые ионами  $Zr^{4+}$ , определялись по данным измерений параметров элементарной ячейки  $(a_0)$  и спектральным способом. Хотя ионы  $Zr^{4+}$  не имеют полос поглощения