

препятствует запрещенная зона последнего. Накопление дырок приводит к понижению потенциала границы, увеличению ΔE и возрастанию потока электронов из In_2O_3 в германий. Возникает положительная обратная связь, которая приводит к спрямлению зон в германии и достижению состояния с высокой проводимостью. Поскольку при этом почти все напряжение падает на диэлектрике, для поддержания этого состояния необходимо, чтобы к структуре было приложено напряжение, большее $U_0 \approx E_i/q$.

Температурная зависимость $U_{\text{пор}}$ объясняется следующим. С ростом температуры благодаря резкому увеличению числа неосновных носителей заряда возрастает проводимость обедненной области, что вызывает распределение напряжения между этой областью и диэлектриком. Напряжение на последнем возрастает, возрастает величина ΔE , и переключение наблюдается при более низких напряжениях.

Поскольку вследствие инжекции горячих электронов высокопроводящее состояние может поддерживаться только за счет накопления генерированных в процессе ударной ионизации дырок, оно сохраняется и при более низких температурах, чем температура, при которой произошло переключение. Достаточно только того, чтобы напряжение на структуре превышало значение U_0 , которое складывается из порогового напряжения ударной ионизации E_i/q и падения напряжения на квазинейтральных областях. По-видимому, слабая зависимость U_0 от температуры обязана последнему слагаемому.

Таким образом, показано, что на основе туннельных ПДП структур возможно создание быстродействующих переключающих устройств, управляемых температурой и обладающих высокой чувствительностью напряжения переключения к температуре.

Л и т е р а т у р а

- [1] Вуль А. Я., Саченко А. В. — ФТП, 1983, т. 17, в. 8, с. 1361—1378.
- [2] Манассон В. А., Баранюк В. Б., Товстюк К. Д. — ФТП, 1987, т. 21, в. 6, с. 1047—1050.
- [3] Lai S. K., Dressendorfer P. V., Ma T. P., Barker R. C. — Appl. Phys. Lett., 1981, v. 38, N 1, p. 41—44.
- [4] Вуль А. Я., Дидейкин А. Т., Козырев С. В. — В кн.: Фотоприемники и фотопреобразователи. Л., 1986, с. 105—130.

Институт проблем материаловедения АН УССР
Черновицкое отделение

Получено 26.11.1987
Принято к печати 18.02.1988

ФТП, том 22, вып. 7, 1988

ОБРАЗОВАНИЕ ТЕРМОДОНОРОВ И МЕХАНИЗМ УСКОРЕННОЙ ДИФФУЗИИ КИСЛОРОДА В КРЕМНИИ

Мурин Л. И., Маркевич В. П.

Кислород является примесью, во многом определяющей дефектный состав и изменение электрофизических и механических свойств базовых кристаллов кремния в процессе производства полупроводниковых приборов и интегральных схем [1]. Это обуславливает широкий интерес исследователей к поведению кислорода в кремнии. Недавно в ряде работ было установлено, что в температурной области формирования и термической устойчивости кислородных термодоноров (300—500 °С) имеет место ускоренная диффузия примесных атомов кислорода [2—7]. Высказывались различные предположения о механизме ускоренной диффузии. В частности, предполагалось, что в области температур 300—500 °С кислород может диффундировать либо в виде квазимолекул O_2 [2],

либо в виде комплексов одиночных атомов кислорода с собственными дефектами решетки (V или I_{Si}) или другими примесями [3, 4]. Однако экспериментальных данных, подтверждающих какое-либо из высказанных предположений, получено не было.

Целью настоящей работы являлось установление механизма ускоренной диффузии кислорода из исследований кинетики накопления кислородных термодоноров при $T=300-500$ °С. Ранее в [8] было показано, что термодоноры (ТД), образующиеся при начальных временах термообработки (ТД-1 и ТД-2), являются перестраивающимися, обладают отрицательной корреляционной энергией и характеризуются различными уровнями электронного заполнения $E(0/++)$: $E(0/++)=E_c-0.32$ эВ для ТД-1 и $E_c-0.22$ эВ для ТД-2. Это позволило достаточно точно определять концентрации ТД-1 и ТД-2 из электрических измерений и детально исследовать кинетику их накопления. Было показано [7, 9], что образование ТД-2 происходит путем присоединения подвижной структурной единицы (ПСЕ), включающей в свой состав кислород, к ТД-1

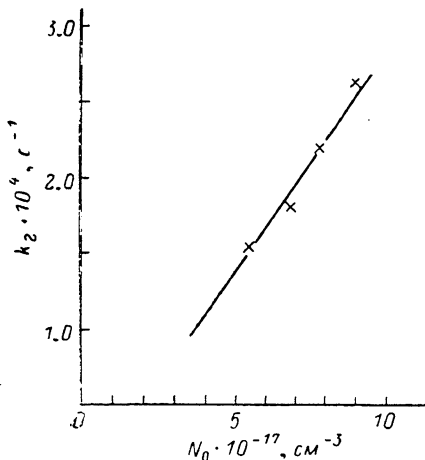


Рис. 1. Зависимость величины $k_2 = 4\pi r N_{\text{ПСЕ}} D_{\text{ПСЕ}}$, определенной из данных по кинетике накопления ТД-1 и ТД-2 при 427 °С как $k_2 = (dN_{\text{ТД-2}}/dt)(N_{\text{ТД-1}})^{-1}$, от концентрации кислорода в кристаллах.

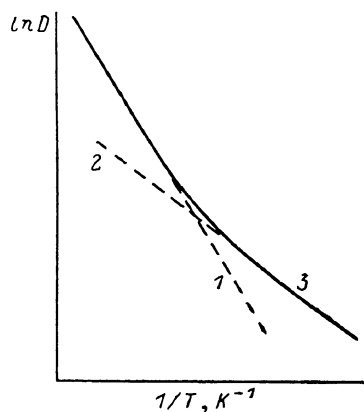


Рис. 2. Возможный вид температурной зависимости эффективного коэффициента диффузии кислорода в кремнии при наличии двух конфигураций О в решетке Si. 1 — $D_1 = D_0 \exp(-E_{O_I}^m/kT)$, 2 — $D_2 = D_0^* (\nu/\nu^*) \times \exp[-(\Delta E + E_{O_I}^{0*})/kT]$, 3 — $D_{\text{eff}} = D_1 + D_2$.

и что при небольших временах термообработки (ТО) скорость введения ТД-2 прямо пропорциональна концентрации ТД-1:

$$dN_{\text{ТД-2}}/dt = k_2 N_{\text{ТД-1}}, \quad (1)$$

где $k_2 = 4\pi r N_{\text{ПСЕ}} D_{\text{ПСЕ}}$; $N_{\text{ПСЕ}}$ — концентрация ПСЕ; r — радиус захвата ПСЕ на ТД-1; $D_{\text{ПСЕ}}$ — коэффициент диффузии ПСЕ, который, как показано в [7], при 400 °С по крайней мере на 3–4 порядка превышает «нормальный» коэффициент диффузии кислорода в виде квазимолекул Si—O—Si. Таким образом, исследуя кинетику накопления ТД-1 и ТД-2 в кристаллах с различным содержанием кислорода, других примесей и дефектов и определяя зависимость величины k_2 от примесно-дефектного состава материала, можно получить дополнительные сведения о природе ПСЕ и соответственно о механизме ускоренной диффузии кислорода.

Исследовались кристаллы n -Si ($\rho = 2-100$ Ом·см), полученные методом Чохральского, с содержанием кислорода $(5-10) \cdot 10^{17}$ см⁻³ и углерода $(1-20) \times 10^{16}$ см⁻³. Термообработки проводились на воздухе в интервале температур 300–1000 °С. Концентрации ТД-1 и ТД-2 определялись из температурных зависимостей концентрации носителей тока [8].

На рис. 1 показана зависимость величины k_2 при 427 °С от содержания кислорода в исследуемых кристаллах. Видно, что коэффициент k_2 , а соответ-

венно и концентрация ПСЕ линейно зависят от концентрации кислорода. Этот факт показывает, что в состав ПСЕ входит только один атом кислорода, т. е. ПСЕ не является квазимолекулой O_2 . Следует также отметить, что значения k_2 практически не зависели от содержания углерода в исследуемых кристаллах. Более того, не было обнаружено зависимости k_2 и от термической предистории кристаллов. Нами проведены кратковременные (~ 30 мин) предварительные термообработки (ПТО) образцов, полученных из одной части слитка, в интервале температур 550—1000 °С. Оказалось, что после ПТО величина k_2 практически не изменилась (см. таблицу). Поскольку такие ПТО обычно приводят к изменению состояния неконтролируемых технологических примесей (переходные металлы, водород и др.) в кристаллах кремния, то маловероятно, что в состав ПСЕ помимо кислорода входят другие примеси.

Для проверки возможности участия вакансий и собственных межузельных атомов в формировании ТД нами исследовались кристаллы, подвергнутые высокотемпературному (427 °С) облучению быстрыми электронами ($E \approx 4$ МэВ, $I = 4 \cdot 10^{12}$ $e^-/cm^2 \cdot c$) в течение 100 мин. При таком облучении в кристаллах создается повышенная по сравнению с равновесной концентрация вакансий и межузельных атомов. Оказалось, что в кристаллах, подвергнутых облучению, термодоноров образовалось меньше, чем в кристаллах, прошедших аналогичную ТО без облучения. С другой стороны, при термообработке (427 °С) кристаллов, облученных быстрыми электронами при комнатной температуре, также не наблюдалось ускоренного образования термодоноров.

Значения коэффициента k_2 при 427 °С в кристаллах n-Si [$\rho \approx 20$ Ом · см, $N_O = (9.0 \div 9.5) \cdot 10^{17}$ cm^{-3} , $N_C \approx 2 \cdot 10^{16}$ cm^{-3}], прошедших предварительную 30-минутную термообработку

Температура ПТО, °С	$k_2 \cdot 10^4, c^{-1}$
—	2.65
527	2.6
560	2.8
597	2.8
636	2.6
680	2.8
723	2.4
780	2.65
1000	2.7

Полученные результаты показывают, что, вероятнее всего, как собственные дефекты решетки, так и другие примеси не участвуют в формировании ТД и соответственно не обуславливают стимулированную диффузию примесных атомов кислорода. Таким образом, предполагавшиеся ранее [2-4] механизмы ускоренной диффузии кислорода в действительности не реализуются. В настоящей работе нами предлагается другой (альтернативный) механизм ускоренной диффузии кислорода. Мы считаем, что как в области высоких температур, так и в области температур 300—500 °С кислород мигрирует в виде одиночных

атомов. Однако механизм диффузии в этих двух температурных областях различен. Обусловлено это тем, что кислород в кристаллической решетке кремния может находиться в двух состояниях (конфигурациях): в основном O_I (в виде квазимолекул Si—O—Si) и в метастабильном O_I^* (в виде свободных межузельных атомов, не связанных с решеткой). Данные состояния разделены энергетическим барьером. В силу того что в метастабильном состоянии атомы кислорода не связаны с решеткой, они могут обладать высокой миграционной способностью (как это уже отмечалось в [10]), и, несмотря на относительно небольшую долю атомов кислорода в этом состоянии, их вклад в диффузию может быть существенным. Эффективный коэффициент диффузии кислорода при наличии двух состояний последнего можно представить в виде

$$D_{\text{eff}} = \frac{N_{O_I} D_{O_I} + N_{O_I^*} D_{O_I^*}}{N_O}, \quad (2)$$

где $N_O = N_{O_I} + N_{O_I^*}$, N_{O_I} и $N_{O_I^*}$ — концентрации кислорода в основном и метастабильном состояниях соответственно, D_{O_I} и $D_{O_I^*}$ — коэффициенты диффузии кислорода в этих состояниях.

В равновесных условиях

$$N_{O_I^*} = N_{O_I} \frac{\nu}{\nu^*} \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right), \quad (3)$$

где ΔE — разность полных энергий кристалла с атомом кислорода в метастабильном и основном состояниях, ν и ν^* — частотные факторы вероятностей прямых и обратных переходов между двумя состояниями.

Учитывая, что

$$D_{O_I} = D_0 \exp\left(-\frac{E_{O_I}^m}{kT}\right), \quad (4)$$

$$D_{O_I^*} = D_0^* \exp\left(-\frac{E_{O_I^*}^m}{kT}\right) \quad (5)$$

и что при $\Delta E \gg kT$ $N_{O_I} \approx N_O$, получаем выражение для коэффициента диффузии кислорода

$$D_{\text{eff}} = D_0 \exp\left(-\frac{E_{O_I}^m}{kT}\right) + \frac{\nu}{\nu^*} D_0^* \exp\left[-\frac{(\Delta E + E_{O_I^*}^m)}{kT}\right]. \quad (6)$$

Здесь D_0 и D_0^* — предэкспоненциальные множители, $E_{O_I}^m$ и $E_{O_I^*}^m$ — энергии активации диффузии атомов кислорода в основном и метастабильном состояниях.

Если $E_{O_I}^m > \Delta E + E_{O_I^*}^m$, а $(\nu/\nu^*) D_0^* \ll D_0$, то в области высоких температур D_{eff} будет определяться первым слагаемым, а в области низких — вторым (рис. 2), т. е. ускоренная диффузия кислорода в температурной области формирования ТД (300—500 °С) может быть обусловлена миграцией атомов кислорода в метастабильном состоянии. Другими словами, именно такие атомы кислорода представляют собой подвижные структурные единицы, формирующие термодоноры.

Это заключение подтверждается экспериментальными результатами [7]. Из данных, приведенных в [7], следует, что если радиус захвата ПСЕ термодонорами положить равным 5 Å, то $N_{\text{ПСЕ}} D_{\text{ПСЕ}} = 4.7 \cdot 10^{15} \exp(-1.8 \text{ эВ}/kT) \text{ см}^2/\text{с}$. Концентрация кислорода в кристаллах, изучавшихся в [7], известна ($N_O \approx 7.5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$), поэтому, полагая, что подвижными структурными единицами являются атомы кислорода в состоянии O_I^* , с учетом соотношений (3)—(6) находим, что $(\nu/\nu^*) D_0^* \approx 0.006 \text{ см}^2/\text{с}$, $\Delta E + E_{O_I^*}^m \approx 1.8 \text{ эВ}$. Из сравнения полученных величин с соответствующими величинами для коэффициента диффузии кислорода в высокотемпературной области ($D_{O_I} = 0.17 \exp(-2.54 \text{ эВ}/kT) \text{ см}^2/\text{с}$ [3]) следует, что вышеизложенные условия для реализации ускоренной диффузии кислорода в кремнии по метастабильным состояниям выполняются, т. е. $E_{O_I}^m > \Delta E + E_{O_I^*}^m$, а $(\nu/\nu^*) D_0^* \ll D_0$.

Таким образом, предложенный механизм позволяет с единой точки зрения объяснить как существование ускоренной диффузии кислорода в кремнии при «средних» температурах, так и «обычную» диффузию в области высоких температур.

Л и т е р а т у р а

- [1] Benson K. E., Lin W. — J. Cryst. Growth, 1984, v. 70, N 1-2, p. 602—608.
- [2] Gösele U., Tan T. Y. — Appl. Phys. A, 1982, v. 28, N 2, p. 79—92.
- [3] Ourmazd A., Schröter W., Bourret A. — J. Appl. Phys., 1984, v. 56, N 6, p. 1670—1681.
- [4] Newman R. C., Tipping A. K., Tucker J. H. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1985, v. 18, N 27, p. L861—L866.
- [5] Lee S.-T., Fellingner P. — In: Mater. Sc. Forum «Def. in Semicond.» / Ed. by H. J. von Bardeleben. 1986, v. 10-12, p. 1021—1026.
- [6] Bergholz W., Hutchison J. L., Pirouz P. — J. Appl. Phys., 1985, v. 58, N 9, p. 3419—3424.
- [7] Макаренко Л. Ф., Маркевич В. П., Мурия Л. И. — Электрон. техн., сер. 6, Материалы, 1986, в. 1, с. 67—69.
- [8] Макаренко Л. Ф., Маркевич В. П., Мурия Л. И. — ФТП, 1985, т. 19, в. 11, с. 1935—1939.

- [9] Маркевич В. П., Мурын Л. И., Литвинко А. Г. — ФТП, 1987, т. 21, в. 7, с. 1267—1270.
 [10] Hansen W. L., Pearton S. J., Haller E. E. — Appl. Phys. Lett., 1984, v. 44, N 9, p. 889—891.

Институт физики твердого тела
 и полупроводников АН БССР
 Минск

Получено 23.12.1987
 Принято к печати 22.02.1988

ФТП, том 22, вып. 7, 1988

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА В МНОГОДОЛИННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

Гашимзаде Ф. М., Тагиров Э. В.

В структурах с квантовыми ямами, кроме прямых межзонных и межподзонных переходов [1, 2], могут, как и в случае массивных образцов, осуществляться и непрямые оптические переходы, в которых носитель испускает или поглощает фотон с одновременным рассеянием на фононах или других несовершенствах. В работах [3-5] учитывалось лишь внутридолинное рассеяние. Здесь мы рассмотрим поглощение с участием междолинных фононов, которое может реализоваться в пленках *n*-Si, *n*-Ge, *n*-TlSe и др. Для массивных образцов в общем случае такая задача решалась в работе [6]. Отметим, что вклад междолинного рассеяния в частотную зависимость коэффициента поглощения можно выделить, исследуя поглощение света в одноосно деформированных кристаллах [7]. По-видимому, такую же информацию можно получить, изучая влияние гидростатического давления на коэффициент поглощения с учетом рассеяния между неэквивалентными долинами.

Зная волновые функции носителей в пленке, выращенной в произвольном направлении, т. е. с произвольной ориентацией главных осей тензора эффективной массы относительно поверхности [8], можно рассчитать матричные элементы электрон-фотонного взаимодействия:

$$\begin{aligned} \langle \alpha' | H^{\text{фот}} | \alpha \rangle = e\hbar \left(\frac{2\pi\hbar n_0}{V\Omega\tau} \right)^{1/2} \delta_{k'_1, k_1} \delta_{k'_2, k_2} \left\{ \delta_{n, n'} \left[W_{11}e_1k_1 + W_{12}(e_2k_1 + e_1k_2) + W_{22}e_2k_2 - \right. \right. \\ \left. - W_{13}e_1 \left(\frac{W_{13}}{W_{33}} k_1 + \frac{W_{23}}{W_{33}} k_2 \right) - W_{23}e_2 \left(\frac{W_{13}}{W_{33}} k_1 + \frac{W_{23}}{W_{33}} k_2 \right) \right] - i \frac{n}{d} \left(\frac{1 - \cos[\pi(n' - n)]}{n' - n} + \right. \\ \left. + \frac{1 - \cos[\pi(n' + n)]}{n' + n} \right) (e_1W_{13} + e_2W_{23} + e_3W_{33}) \left. \right\}, \quad (1) \end{aligned}$$

где n_0 — число фотонов в падающей электромагнитной волне, Ω — частота падающего света, k_i — составляющие квазиимпульса в плоскости пленки, отсчитанные от точки экстремума $\mathbf{k}^{(0)}$, n — номер подзоны, W_{ij} — компоненты тензора обратной эффективной массы, e_i — составляющие вектора поляризации света, d — толщина пленки. Для матричных элементов электрон-фононного взаимодействия в приближении деформационного потенциала имеем

$$\begin{aligned} \langle \alpha' | H^{\text{ф0н}} | \alpha \rangle = iN_d^{1/2} \left(\frac{\hbar}{2\rho\omega V} \right)^{1/2} \frac{D}{2} \left\{ \delta_{q_x, \frac{\pi}{d}(n'-n)+\Delta} + \delta_{q_x, -\frac{\pi}{d}(n'-n)+\Delta} - \right. \\ \left. - \delta_{q_x, \frac{\pi}{d}(n'+n)+\Delta} - \delta_{q_x, -\frac{\pi}{d}(n'+n)+\Delta} \right\} \delta_{k'_1+k_1^{(0)'}, k_1+k_1^{(0)}+q_x} \delta_{k'_2+k_2^{(0)'}, k_2+k_2^{(0)}+q_y}, \quad (2) \end{aligned}$$

где

$$\Delta = \left[\frac{W_{13}}{W_{33}} (k_1 + k_1^{(0)}) + \frac{W_{23}}{W_{33}} (k_2 + k_2^{(0)}) \right] - \left[\frac{W'_{13}}{W'_{33}} (k'_1 + k_1^{(0)'}) + \frac{W'_{23}}{W'_{33}} (k'_2 + k_2^{(0)'}) \right],$$