

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССА РАДИАЦИОННОГО ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЯ
НА ДИФфуЗИОННЫЙ ПРОФИЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ АЛЮМИНИЯ
В КРЕМНИИ ПРИ ЭЛЕКТРОННОМ ОБЛУЧЕНИИ

Махкамов Ш., Пахаруков Ю. В., Юнусов М. С.

В технологии изготовления полупроводниковых приборов при формировании $p-n$ -структур широко используется радиационно-стимулированная диффузия (РСД), позволяющая управлять формой профиля распределения примеси [1-4]. Однако при этом необходимо учитывать влияние дефектов, состоящих из междоузельных атомов матрицы и примеси, не участвующей в процессе переноса. Этот вопрос хорошо разработан применительно к ионному облучению. При электронном облучении из имеющихся экспериментальных данных до сих пор невозможно выявить роль дефектов в РСД. Так, из работ [1, 2] следует, что ускорение диффузии мигрирующих примесей в кремнии наблюдается при температурах не ниже 700 °С.

В работах [3, 4] образцы Si, в которых предварительно методом термической диффузии Al создавался $p-n$ -переход с глубиной залегания от 0.3 до 110 мкм, облучались электронами с энергией 1.8-3.2 МэВ. Плотность тока пучка при этом составляла 1 мкА/см². После облучения авторы [3, 4] обнаружили смещение $p-n$ -перехода в глубь образца, величина которого зависела от его начальной глубины залегания, а также увеличение обратного пробивного напряжения, что объяснялось глубоким смещением $p-n$ -перехода.

Из анализа вышеприведенных литературных данных следует, что мнения авторов расходятся. В связи с этим представляет интерес сравнить указанные результаты с расчетными.

В данной работе на основе междоузельного механизма рассмотрено перераспределение Al в Si в условиях электронного облучения при $T \leq 60$ °С после формирования $p-n$ -структуры термической диффузией Al.

При анализе перераспределения Al на границе $p-n$ -перехода кремниевых структур после электронного облучения использовались предположения о большом коэффициенте диффузии междоузельного атома Al, а также то, что вакансии и междоузельные атомы Si значительно более подвижны, чем атомы Al. Тогда можно считать, что при этих условиях концентрация междоузельных атомов Si достигает стационарного значения. Это обстоятельство позволяет значительно упростить систему уравнений двухпоточковой модели диффузии [1]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial C_i}{\partial t} &= D_i \frac{\partial^2 C_i}{\partial x^2} - \frac{C_i}{\tau_i} + GC_s, \\ \frac{\partial C_s}{\partial t} &= D_s \frac{\partial^2 C_s}{\partial x^2} + \frac{C_i}{\tau_i} - GC_s, \\ 0 &= D_I \frac{\partial^2 I}{\partial x^2} - \frac{I}{\tau(x)} + G^0, \end{aligned} \quad (1)$$

где $G = \Phi \sigma N/t + \kappa$, $I, G^0 = \Phi \sigma_2 N/t$; $\tau_i^{-1} = \kappa_2 V$; $N = 10^{22}$ см⁻³; C_s, C_i — концентрации примеси в узлах и междоузлиях решетки; σ — сечение образования дефекта; Φ — доза облучения; t — время облучения; V, I — концентрации вакансий

и междуузельных атомов матрицы; κ_1, κ_2 — рекомбинационные константы прямой реакции Воткинса и аннигиляции междуузельного атома C_i с вакансией; D_i, D_s — коэффициенты диффузии примеси по междуузелью и узлам; D_I — коэффициент диффузии атомов матрицы по междуузельям.

Время жизни дефектов, состоящих из междуузельных атомов и Al, $\tau(x)$, связано с их концентрацией соотношением

$$\tau^{-1}(x) = KI(1 + \gamma C_s^0), \quad (2)$$

где γC_s^0 — концентрация дефектов, образовавших комплексы с атомами примеси ($I + C_s \rightarrow C_i$), K — кинетический коэффициент для процесса бимолекулярной рекомбинации.

Если концентрация междуузельных атомов примеси определяется главным образом их взаимодействием с атомами кремния, то можно предположить, что концентрация примесей в междуузельии будет пропорциональна концентрации дефектов:

$$C_i(x) = \alpha I(C_i + C_s), \quad (3)$$

где α — коэффициент пропорциональности. Это позволяет свести систему уравнений (1) к одному уравнению

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \left[\frac{\alpha D_i G}{KI(1 + \gamma C_s^0)} \right] \frac{\partial^2 C_i}{\partial x^2} = D_{\text{эфф}} \frac{\partial^2 C_i}{\partial x^2}, \quad (4)$$

где $D_{\text{эфф}} = \alpha D_i G / KI(1 + \gamma C_s^0)$ — эффективный коэффициент диффузии примеси. Электронное облучение в наших условиях вызывает однородную генерацию междуузельного атома Si по всей толщине образца, следовательно, в этом случае эффективный коэффициент диффузии можно считать постоянной величиной.

Из работы [5] следует, что ошибка в определении глубины перехода не превышает 10 %.

Таким образом, мы получаем задачу с переменными граничными условиями $C(0, t) = C_0$, $0 < t \leq \tau$, $\partial C / \partial x|_{x=0} = 0$, где $t \geq \tau$, с начальным условием вида $C(x, 0) = C_0(1 - \operatorname{erf} x / 2\sqrt{D_0 \tau_0})$, τ_0 — время предварительной тепловой диффузии, t — время облучения электронным пучком, D_0 — коэффициент тепловой диффузии.

Решение уравнения диффузии при этих начальных условиях будет

$$C_s(x) \approx C_0 \{ [1 - \operatorname{erf}(x\gamma/2\sqrt{D_0\tau_0})] - (2/\pi)\sqrt{t/\tau} \exp(-x^2/4Dt) + (2/\pi) \times \\ \times (\exp(-x^2/4D_0\tau_0)) (x/2\sqrt{D_0\tau_0}) [1 - \operatorname{erf}(x/2\sqrt{D_{\text{эфф}}t})] \}, \quad (5)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1 + tD_{\text{эфф}}/\tau_0 D_0}$.

Таким образом, электронное облучение с энергией $E \sim 4$ мэВ и плотностью тока пучка $J \sim 0.6$ мкА/см² при $T = 30$ °С увеличивает долю междуузельных атомов Si, часть из которых участвует в вытеснении Al из узлов кристаллической решетки матрицы за счет реакции Воткинса. В свою очередь атомы Al, мигрируя по междуузельям до встречи с вакансиями, определяют глубину залегания p - n -перехода. Используя формулу (5) и данные работы [6] с учетом того, что $C_i/C_s \approx 0.5 \div 0.1$ [1], для диффузионных диодов, изготовленных из кремния n -типа марки КЭФ-2, после облучения электронами дозой 10^{17} см⁻² получим смещение профиля распределения атомов Al в матрицу при $C_s \approx 10^{16}$ см⁻³ порядка $2 \div 4$ мкм, что меньше значений указанных параметров, приведенных в работах [3, 4].

Поскольку градиент концентрации примеси ∇C , определяющий обратное пробивное напряжение U_{06} , связан с глубиной залегания p - n -перехода x_0 соотношением $\Delta C = \text{const } x_0^{-1}$ [7-10], U_{06} может быть выражено через x_0 :

$$U_{06} = \text{const } x_0^{1/2}. \quad (6)$$

Следовательно, смещение профиля распределения Al в n -область на глубину $2 \div 4$ мкм вызывает повышение обратного пробивного напряжения p - n -перехода на величину

$$\frac{\Delta U_{06}}{U_{06}} \cdot 100\% \approx \frac{\Delta x}{x} \cdot 100\% \approx 2\% . \quad (7)$$

Экспериментальная проверка расчетов проводилась на кремниевых слоистых диодах, изготовленных из кремния n -типа марки КЭФ-(1-4). p - n -Переход создавался диффузией Al при $T=1250 \div 1280$ °C.

Глубина диффузии составляла $80 \div 90$ мкм. Радиационная обработка проводилась ускоренными электронами с энергией 4 мэВ в интервале флюенсов $10^{16} \div 5 \cdot 10^{17}$ см⁻². Средняя плотность пучка составляла 0.6 мкА/см².

Температура образца при облучении стабилизировалась и не превышала 60 °C. После радиационной обработки структуры подвергались термообработке при 500 °C с целью отжига радиационных дефектов.

Измерение характеристик диодов до и после облучения показало, что с возрастанием флюенса электронов напряжение пробоя обратной ветви ВАХ смещается в область высоких напряжений. При флюенсах 10^{17} см⁻² значение обратного пробивного напряжения в зависимости от исходного удельного сопротивления увеличивалось до 30 %, что значительно превышает расчетную величину (7).

Дополнительной причиной возрастания U_{06} может быть выравнивание неоднородного распределения примеси Al на границе p - n -перехода [9] за счет подавления флуктуации концентрации атомов диффузанта. Уменьшение флуктуации в выделенном объеме Ω , $\Omega = \frac{4}{3}\pi w^3$ (w — ширина объемного заряда) происходит в результате диффузионно-контролируемых реакций [5], генерации и рекомбинации узельного атома Al. В случае подавления флуктуации ($\overline{\delta n^2}/\bar{n}$) определяется парной корреляционной функцией для частиц одного сорта n (где n — число атомов диффузанта в объеме Ω)

$$\overline{\delta n^2}/n = 1 + C_s \Omega^{-1} \int_{(\Omega)} dr_1 dr_2 g_{ss}(|r_1 - r_2|), \quad (8)$$

$$g(r) = - (16\pi r_s^2 C_s)^{-1} \frac{\exp(-r/r_s)}{r_s},$$

где

$$r_s = (8\pi C_s \sqrt{\tau(x) D_{3\text{фФ}}})^{-1/2}.$$

При дозах электронного облучения $\Phi \approx 10^{17}$ см⁻² для $\kappa_1 \approx 10^{-15}$ см³/с, $K \approx 1.6 \times 10^{-17}$ см³/с, $D_i \approx 10^{-21}$ см²/с из (6) $r_s \leq 10^{-6}$ см, $w \gg r_s$ ($w \approx 10^{-5}$ см), что позволяет после интегрирования (6) получить приближенное значение для $\overline{\delta n^2}/n$, практически не зависящее от дозы облучения,

$$\overline{\delta n^2}/n \approx 3/4. \quad (9)$$

Используя результаты работ [9], с учетом (5) и (7) можно вычислить процент увеличения U_{06} для диффузионных диодов, изготовленных из кремния n -типа марки КЭФ-2:

$$\frac{\Delta U_{06}}{U_{06}} \cdot 100\% \approx 0.15 \left[\frac{C_s^p + C_s(x)}{C_s^p - C_s(x)} \right]^{1/2} \cdot 100\% \approx 20 \div 25, \quad (10)$$

где C_s^p , $C_s(x)$ — концентрации узельных атомов фосфора и алюминия соответственно.

Таким образом, основной вклад в увеличение обратного пробивного напряжения при электронном облучении вносит выравнивание неоднородности распределения диффузанта на границе p - n -перехода.

Список литературы

- [1] Козловский В. В., Ломасов В. Н. // Обзоры по электрон. техн. 1985. Сер. 7. № 9 (1109). С. 56.
- [2] Козаринюв Ю. Н., Козловский В. В., Ломасов В. Н., Питкевич Л. В. // ФТП. 1986. Т. 20. В. 9. С. 1577-1581.
- [3] Серапин В. Г., Серапина Н. В., Смирнов Л. С., Романов С. П., Ободников В. П. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 1. С. 183-185.

- [4] Наркулов А. // ДАН УзССР. 1981. № 8. С. 30—32.
 [5] Барюш П. // Ионная имплантация в полупроводнике и другие материалы. М., 1980. С. 174—183.
 [6] Смушко И. В. // ФММ. 1960. Т. 10. В. 2. С. 313—316.
 [7] Малкович Р. Ш. // ФММ. 1963. Т. 15. В. 6. С. 880—884.
 [8] Гутин А. М., Михайлов А. С., Янгин В. В. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. В. 6. С. 941—955.
 [9] Шошли Н. // УФН. 1962. Т. 77. В. 1. С. 161—196.
 [10] Кашионов А. П., Тучкевич В. М., Челноков В. И. // Электронно-дырочные переходы в полупроводниках. Ташкент, 1962. С. 152—176.

Институт ядерной физики АН УзССР
 Улугбек

Получено 9.01.1989
 Принято к печати 3.04.1989

ФТП, том 23, вып. 9, 1989

БИСТАБИЛЬНЫЕ ДЕФЕКТЫ В GaAs, ВЫРАЩЕННОМ МЕТОДОМ ЖИДКОФАЗНОЙ ЭПИТАКСИИ

Брунков П. Н., Конников С. Г.,
 Папенцев М. И., Соболев М. М., Степанова М. Н.

При проведении исследований методом токовой нестационарной спектроскопии глубоких уровней (НСГУ) диода с барьером Шоттки Au— n^0 -GaAs, выращенном методом жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ), наблюдался спектр, который зависел от условий охлаждения образца перед проведением измерений: при приложенном к образцу напряжении обратного смещения U_0 или при $U_0=0$ (рис. 1). Переход от одной спектральной характеристики к другой был обратимым. Подобные эффекты в $A^{III}B^V$ впервые наблюдали у радиационно-стимулированного M -центра в InP [1] и связывали их с существованием двух различных конфигураций A и B одного и того же дефекта, разделенных барьерами, с одним и тем же зарядовым состоянием. Конфигурация A обра-

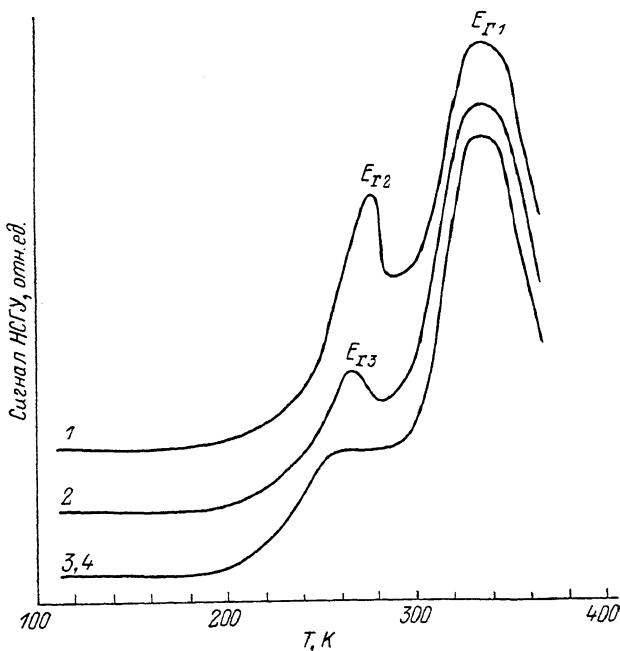


Рис. 1. Спектры НСГУ диода с барьером Шоттки Au— n^0 -GaAs после изохронного отжига в течение 20 мин при $T_0=150$ (1, 2) и 300 К (3, 4).

U_0 , В: 1, 3 — 1; 2, 4 — 0. Темп. огня — 1060 $^{\circ}\text{C}^{-1}$.

зовывалась при охлаждении образца с $U_0=0$, когда имелись носители в зоне. Конфигурация B образовывалась при $U_0 \neq 0$. Переход системы в конфигурацию A ограничивался активационным барьером E_a . Для конфигурации B активационный барьер отсутствовал.

Объектами нашего исследования служили нелегированные слои GaAs, полученные методом ЖФЭ из ограниченного объема раствора-расплава в кварцевых контейнерах на p^+ -GaAs: Zn-подложках с концентрацией $p^+ \approx 10^{19}$ см^{-3} . При температуре начала кристаллизации $T_{\text{кр}} = 900-950$ $^{\circ}\text{C}$ происходило обра-