

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

ВЛИЯНИЕ ГЕРМАНИЯ
НА ВНУТРЕННИЕ УПРУГИЕ НАПРЯЖЕНИЯ
В КИСЛОРОДОСОДЕРЖАЩЕМ КРЕМНИИ

Кустов В. Е., Критская Т. В., Трипачко Н. А., Шаховцов В. И.

Легирование кремния изовалентными примесями (ИВП) приводит к возникновению внутренних упругих напряжений (ВУН) из-за различия ковалентных радиусов атомов замещающей ИВП и матрицы, что существенно влияет на радиационное и термическое дефектообразование [1]. Особый интерес представляет ИВП Ge, поведение которого в Si интенсивно исследуется [2]. В работах [3-5] показано, что введение Ge в Si, выращенный методом Чохральского, существенно повышает его термическую стабильность в широком температурном интервале (350÷1100 °C), что дало основание авторам работ [4, 5] выдвигать предположение об увеличении растворимости кислорода при введении Ge в Si. Принято считать, что только примеси с разным знаком деформации решетки в результате компенсации механических напряжений могут повышать взаимную растворимость, например Sb и C в Si [6]. Кислород и германий в Si каждый в отдельности увеличивают параметр решетки Si [7, 8], т. е. эти примеси создают деформацию одного знака.

В настоящей работе для изучения влияния Ge на ВУН в тигельном Si применяется метод парамагнитных тензозондов [9], который основан на анализе зависимости ширины линии ЭПР специально вводимого тензочувствительного парамагнитного центра от концентрации дефектов, создающих механические напряжения.

Германий вводился в расплав в процессе выращивания слитков методом Чохральского. Концентрация Ge измерялась с помощью рентгеновского микронзонда JSP-733 по пяти точкам. Концентрация кислорода измерялась по ИК поглощению на длине волны 9.09 мкм с использованием пересчетного коэффициента $3.3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-2}$ и изменялась в пределах $6 \cdot 10^{17} \div 9 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Концентрация C не превышала $3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

В качестве тензозонда использовалось междуузельное железо (Fe^0), которое вводилось диффузией при 1200 °C в течение 30 мин с последующей закалкой в масло. Для контрольных подбирались не легированные Ge образцы Si, выращенные при тех же условиях, что и легированные. После закалки образцы травились на глубину 0.2 мм для удаления термически напряженного поверхностного слоя. Контрольные и легированные образцы все термические, механические и химические операции проходили одновременно.

Для всех образцов экспериментально определялась угловая зависимость ширины от пика до пика (ΔH_{pp}) первой производной линии ЭПР Fe^0 при температуре 30 K и при вращениях магнитного поля в плоскости $\langle 110 \rangle$. Угловая зависимость ΔH_{pp} при разных концентрациях Ge хорошо описывается формулой [9]

$$\Delta H_{pp} = \Delta H_{pp}^0 + \frac{2\sqrt{7}}{5} \pi^2 \frac{1}{g\beta} |G_{11}| \Phi_{\frac{1}{2}}^{1/2} \sum_{i=1}^n n_i |\bar{A}_i|, \quad (1)$$

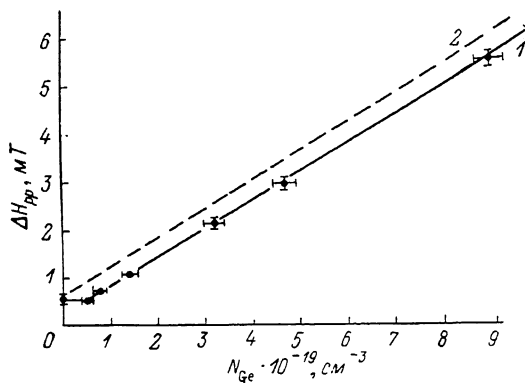
$$\Phi_{\frac{1}{2}} = 1 - 3 \sin^2 \theta (1 - \frac{3}{4} \sin^2 \theta) |1 - (4G_{44}/3G_{11})^2|,$$

где $\Delta H_{pp}^0 = 0.2$ мТ — изотропная ширина линии ЭПР Fe^0 , β — магнетон Бор^a, G_{11} и G_{44} — спин-фононные константы [10], θ — угол между осью [100] и направлением магнитного поля, n_i — концентрация i -го дефекта, \bar{A}_i — его средний деформационный заряд. При этом суммирование плотностей деформационных зарядов различных точечных дефектов предполагает их гомогенное некоррелированное распределение, а сам деформационный заряд точечного дефекта для упругого континуума в кубическом приближении имеет вид [11]

$$A_i = \Delta v_i \frac{1}{4\pi} \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{C_{11}}{C_{11} + 2C_{12}}, \quad (2)$$

где Δv_i — изменение объема кристалла при введении одного дефекта, которое может быть определено, например, из прецизионных измерений параметра решетки, ν — коэффициент Пуассона, C_{11} и C_{12} — постоянные упругой жесткости.

Плотность деформационного заряда Ge линейно зависит от его концентрации (см. рисунок), что позволяет определить деформационный заряд Ge в Si: $|A_{\text{Ge}}| = (1.4 \pm 0.1) \cdot 10^{-25}$ см³. Деформационный заряд Ge, определенный на основании рентгеновских измерений параметра решетки [6, 8] с помощью формулы (2), $A_{\text{Ge}} = (1.8 \pm 0.2) \cdot 10^{-25}$ см³. Удовлетворительное совпадение A_{Ge} , определенных разными методами, свидетельствует о правильности сделанных в [9] предположений о применимости метода парамагнитных тензозондов для изучения ВУН в монокристаллическом Si.



Зависимость ширины линии ЭПР Fe^0 в Si от концентрации германия (1) ($T=30$ К, $H \parallel [100]$); зависимость ΔH_{pp} от концентрации германия в предположении аддитивного вклада от германия и кислорода в ширину линии ЭПР (2).

При некоррелированном гомогенном распределении Ge и O в пренебрежении вкладом в ВУН всех остальных примесей суммарная плотность деформационных зарядов должна записываться в виде $\sum_{i=1}^m n_i |A_i| = n_0 |A_0| + n_{\text{Ge}} |A_{\text{Ge}}|$. Однако, как видно из рисунка, экстраполяция к нулевым концентрациям Ge приводит к $\Delta H_{pp}^m = 0.2$ мТ, хотя в этом случае ширина линии ЭПР Fe^0 должна определяться наличием кислорода и, по расчетам, при $n_0 = 9 \cdot 10^{17}$ см⁻³ $\Delta H_{pp}^m = 0.6$ мТ (деформационный заряд кислорода, вычисленный на основании рентгеновских измерений [7], $A_0 = (10 \pm 1) \cdot 10^{-25}$ см³). В контрольных образцах $\Delta H_{pp}^m = 0.55 \pm \pm 0.05$ мТ. В специально приготовленном образце, где соблюдалось равенство плотностей деформационных зарядов O и Ge, экспериментально определенная суммарная плотность деформационного заряда равнялась $1/2 (n_0 |A_0| + n_{\text{Ge}} |A_{\text{Ge}}|)$. Такая ситуация может реализовываться при образовании вокруг атома кислорода облака из 7—8 атомов Ge (в соответствии с соотношением их деформационных зарядов) без формирования химических связей O и Ge. При этом эффективный деформационный заряд такого кластера должен быть равным половине суммы деформационных зарядов примесных атомов, его образующих.

Таким образом, проведенное исследование показало, что введение Ge в тигельный Si приводит к блокированию ВУН, связанных с наличием кислорода, что может быть причиной изменения скоростей термического и радиационного дефектообразования в таком материале, а также, по-видимому, приведет к повышению предела растворимости кислорода в Si, легированном Ge.

- [1] Соловьева Е. В., Мильвидский М. Г. Особенности дефектообразования в полупроводниках при изовалентном легировании. — ФТП, 1983, т. 17, в. 11, с. 2022—2024.
- [2] Мильвидский М. Г., Хируненко Л. И., Шаховцов В. И. Оптические свойства и дефектно-примесное взаимодействие в твердых растворах Si—Ge. — Препринт ИФ АН УССР. Киев, 1986. 60 с.
- [3] Бабицкий Ю. М., Горбачева Н. И., Гринштейн П. М., Ильин М. А., Мильвидский М. Г., Туровский Б. М. Генерация термодоноров в кремнии, легированном германием. — ФТП, 1984, т. 18, в. 7, с. 1309—1311.
- [4] Дашевский М. Я., Глбизов Р. В., Докучаева А. А., Макеев Х. И. Исследование влияния германия на поведение кислорода в монокристаллах кремния, выращенных методом Чохральского. — Электрон. техн., сер. 6, Материалы, 1984, № 1, с. 76—77.
- [5] Дашевский М. Я., Лымарь С. Г., Докучаева А. А., Итальянцев А. Г., Антонова И. А. Влияние германия на поведение кислорода в кремнии. — Изв. АН СССР, Неорг. матер., 1985, т. 21, в. 11, с. 1827—1830.
- [6] Lee Yao Ting, Miyamoto Nobuo, Nishizawa Jun Ichi. — J. Electrochem. Soc., 1975, v. 122, N 4, p. 530—535.
- [7] Takano Y., Maki M. — Acta Cryst., 1972, v. A28, N S 4, p. 5171.
- [8] Johnson E. R., Christian S. M. — Phys. Rev., 1954, v. 95, N 2, p. 560—561.
- [9] Кустов В. Е., Мильвидский М. Г., Семенов Ю. Г., Туровский Б. М., Шаховцов В. И., Шиндич В. Л. Деформационные заряды изовалентных примесей в кремнии. — ФТП, 1986, т. 20, в. 2, с. 270—274.
- [10] Ludwig G. W., Ham F. S. — In: Proc. I Int. Conf. Jerusalem, 1962, v. 2, p. 620—627.
- [11] Стоунхэм А. М. Теория дефектов в твердых телах, т. 1. М., 1978. 569 с.

Институт физики АН УССР
Киев

Получено 23.04.1987
Принято к печати 12.06.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

НЕРАВНОВЕСНОЕ ИСПАРЕНИЕ, ВЫЗВАННОЕ БЕЗЫЗЛУЧАТЕЛЬНОЙ РЕКОМБИНАЦИЕЙ ЭЛЕКТРОН-ДЫРОЧНЫХ ПАР: РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПО ЭНЕРГИЯМ

Стрекалов В. Н.

В предыдущей статье [1] предложена модель неравновесного холодного испарения или сублимации кристаллов, учитывающая стимулирующее влияние безызлучательной рекомбинации электрон-дырочных пар. Эта модель позволила оценить скорость испарения, число испаряющихся за время лазерного импульса кристаллических слоев, поток сублимирующего вещества в условиях, близких к условиям лазерного отжига полупроводников. Полученные величины показывают, что для наблюдения заметных потоков необходим умеренный разогрев образца до температур намного ниже точки плавления.

Однако в этой статье не был рассмотрен принципиально важный вопрос о распределении продуктов испарения по энергиям.

В [1] изучен случай, когда температуру носителей можно считать близкой к температуре решетки T_0 . Эта общая для всех подсистем температура определяет и энергетическое распределение «паров».

Естественно считать, что при подсетке, вызывающей разогрев носителей до $T_e \gg T_0$, распределение «паров» также характеризуется температурой T_0 . Такое представление использовано в работе [2], в которой изучены испарение и десорбция с поверхности Ni. В других работах [3] было найдено, что распределение «паров» соответствует температурам выше точки плавления. Это считается доводом в пользу тепловой модели лазерного отжига полупроводников. Возникает кажущееся противоречие с выводами [1, 4] о том, что отжиг (аномально быстрая диффузия) и сублимация могут происходить при «низких» температурах.