ВПЛИВ ВИСОКОТЕМПЕРАТУРНОЇ ОБРОБКИ НА СТРУКТУРНІ ТА МАГНЕТНІ ЗМІНИ В КРИСТАЛАХ КРЕМНІЮ

М. М. Новиков¹, Б. Д. Пацай¹, В. М. Цмоць²,

П. Г. Литовченко³, Ю. В. Павловський^{2,3}, М. М. Лучкевич^{2,3}

 $^1 Ku$ івський національний університет імен
і Тараса Шевченка, фізичний факультет,

просп. акад. Глушкова, 6, Київ, 03022,

 $^2 \varPi a$ бораторія матеріялів твердотільної мікро
електроніки НАН та МОН України

при Дрогобицькому державному педагогічному університеті імені Івана Франка,

вул. І.Франка, 36, Дрогобич, 82100,

³Інститут ядерних досліджень НАНУ, просп. Науки, 47, Київ (Отримано 23 червня 2004 р.; в остаточному вигляді — 7 лютого 2006 р.)

Досліджено вміст домішково-структурних комплексів у кристалах кремнію за допомогою трикристальної дифрактометрії. Запропоновано метод обчислення радіусів та концентрацій кластерів і дислокаційних петель. Вивчено розсіяння рентґенівських променів та магнетні характеристики кристалів Cz-Si, які пройшли високотемпературний відпал (ВТВ), що включав відпал при 650–1100°C та повторний відпал при 1150°C. Досліджено розподіл дефектів, що утворилися в результаті цього відпалу. Одержані результати порівняно з літературними даними. Наведено експериментальні залежності інтеґральної інтенсивности, півширини дифузного та висоти головного піків від кута повороту зразка. Установлено, що ВТВ створює систему взаємодіючих парамагнетних центрів, яка найчіткіше проявляється при температурі відпалу зразків поблизу 900°C.

Ключові слова: трикристальна дифрактометрія, магнетна сприйнятливість, високотемпературна обробка, кристали кремнію, вирощені за методом Чохральського.

PACS number(s): 07.85.Nc, 61.72.Dd

I. ВСТУП

Основною технологічною домішкою в промисловому кремнії є кисень. Його концентрація досягає величини близько 10^{18} см⁻³ у кристалах, що вирощені за методом Чохральського, і є електрично неактивною, тобто не створює енерґетичних рівнів у забороненій зоні кремнію. Незважаючи на це, саме кисень відіграє вирішальну роль у зміні електричних, магнетних і рекомбінаційних властивостей *Cz*-Si при його термообробках й опроміненні. Це пояснюється тим, що атоми кисню входять до складу основних термічних і радіяційних дефектів, які утворюються в Si при зазначених зовнішніх впливах.

У цьому напрямку вже виконано багато наукових робіт, у яких автори на основі експериментальних даних, спираючись на динамічну теорію розсіяння рентґенівських променів, змогли порахувати не лише дифракційні, але й прямі фізичні характеристики центрів розсіяння, зокрема концентрації, розміри тощо.

Проте в подібних працях, як правило, відсутні порівняння отриманих характеристик з прямими, наприклад, електронно-мікроскопічними вимірами. У цьому плані не можна не згадати фундаментальної експериментальної роботи [2]. Її автор не лише спостерігав, але й визначив розміри й концентрацію різноманітних структурних дефектів, які виникають при різних умовах розпаду твердого розчину кисню в кремнії.

Повторивши докладно описані в [2] умови обробки

кремнію, можна було сподіватися на отримання зразків з наближено відомими концентраціями та розмірами дислокаційних петель і кластерів, що утворюються при розпаді твердого розчину кисню. Використано кристали *Cz*-Si типу КЕФ-2 з концентрацією кисню $7 \cdot 10^{17}$ см⁻³, концентрація вуглецю була на два порядки меншою, товщина зразків становила 0.5 мм.

Метою цієї роботи було дослідити розсіяння рентґенівських променів та магнетної сприйнятливости кристалів кремнію, що пройшли ідентичну [2] високотемпературну обробку і в результаті мали визначений у [3] шляхом прямих електронно-мікроскопічних та рентґенодифракційних спостережень спектр дефектів.

II. МЕТОДИКА ВИМІРЮВАНЬ І РОЗРАХУНКІВ

Перед кожним вимірюванням зразки піддавалися хемічному поліруванню поверхні в полірувальному травнику. Термообробка проходила у два етапи: первинний відпал протягом 5 годин при температурах 650–1000°С з інтервалом 50°С і повторний відпал при 1150°С впродовж 5 годин. Після термообробки знімався окис.

Трикристальні дифрактограми за Бреґтом на випромінюванні CuK α_1 знімалися від площини (111) при їх повороті щодо положення Бреґта в додатний і від'ємний бік в інтервалі кутів 0÷100″ з інтервалом 5″. Одержані дифрактограми мали звичайний вигляд з трьома максимумами (дифузним, побічним та когерентним). З'єднана з комп'ютером дифрактометрична установка давала змогу отримати дані про висоту піків, їх площу, інтеґральну півширину та кутову відстань між ними.

Відомо, що висота когерентного піка (I_M) пов'язана з величиною статичного фактора Дебая–Валлера співвідношенням [4]

$$I_M(\alpha) \cong \frac{I_0 C^2 |\chi|^2 E^2 p}{4\alpha^2 \sin^2 2\theta_3} \cong A \frac{E^2}{\alpha^2}, \qquad (2.1)$$

де A — коефіцієнт пропорційности, залежний від інтенсивности випромінювання, що падає на зразок (I_0) , та природи останнього, α — кут повороту зразка, $E = e^{-L}$ — статичний фактор Дебая-Валлера. Отже, $I_M(\alpha) \approx \alpha^{-2}$, що відповідає експериментальним даним (рис. 1).



Рис. 1. Залежності логарифма висоти головних піків від $\ln(\alpha)$ для зразків, що пройшли: а) попередній відпал, б) повторний відпал при 1150°С.

Для різних зразків нахил відповідних прямих залишається незмінним, однак самі прямі зміщуються одна щодо одної тим більше, чим менш досконалим є досліджуваний зразок. Для

$$\alpha = ext{const}, \qquad rac{I_M}{I_{M_0}} = rac{E^2}{E_0^2}$$

де відповідні значення величин з нуликом належать до еталонного зразка. У нашому випадку вибрано еталон з $L \approx 4.3 \cdot 10^{-3}$. За зміщенням кривих знайдено L для обох досліджуваних зразків. Одержані дані подано в таблиці 1.

На основі [5] інтеґральна інтенсивність дифузного піка $R(\alpha)$ визначається співвідношенням

$$R_{\Sigma}(\alpha) = \frac{cC^2 E^2 m_0 J(k_0)}{2\mu_0},$$
(2.2)

а його інтеґральна півширина —

$$\omega\left(\alpha\right) = \frac{\sin 2\theta_B}{B_0} |\alpha| J\left(k_0\right),\tag{2.3}$$

де c — концентрація центрів розсіяння, C — поляризаційний множник, $m_0 = 0.169 \text{ см}^{-1}$, μ_0 — лінійний коефіцієнт фотоелектричного поглинання, $B_0 = 3.016 \cdot 10^{-2} \cdot B_K$ для кластерів і $B_0 = 1.86 \cdot B_D$ для дислокаційних петель, $B_K = 1.15 \cdot 10^{44} \cdot R_0^6$ для кластерів, а $B_D = 3.46 \cdot 10^{30} \cdot R_0^4$ для дислокаційних петель. Функція

$$J(k_0) = B_K(2.081 \cdot 10^{14} R_0^2 \alpha^2 - \ln R_0 \alpha - 17.183)$$

для кластерів або

$$J(k_0) = B_D(4.252 \cdot 10^{13} R_0^2 \alpha^2 - \ln R_0 \alpha - 16.835)$$

— для дислокаційних петель.

У записаних формулах α виражається в радіянах, а радіуси розсіюючих центрів R_0 — у сантиметрах.

Оскільки в наших зразках передбачено наявність як кластерів, так і дислокаційних петель, основне розрахункове співвідношення для інтеґральної інтенсивности дифузного піка записано у вигляді

$$\frac{R_{\Sigma}}{R_{\Sigma_0}} = \frac{R(\alpha)_D + R(\alpha)_K}{R(\alpha_0)_D + R(\alpha_0)_K}.$$
(2.4)

Нормування виразу на інтеґральну інтенсивність у першій точці кривої ($\alpha_0 = 20''$) виконано, зважаючи на те, що результати можуть залежати від геометричних умов та інших приладних ефектів, урахувати які дуже важко.

Записане співвідношення дало змогу підібрати на комп'ютері такі значення R_0^D, R_0^K і c_D/c_K , щоб відповідні теоретичні криві найліпше збігалися з експериментом.

Оскільки величина показника статичного фактора Дебая–Валлера характеризує середньоквадратичне відхилення атомів від своїх рівноважних положень, можна припустити (відповідно до [2]), що його значення є сумою відповідних величин, пов'язаних з наявністю в зразку дислокаційних петель і кластерів, тобто $L = L_D + L_K$. На основі теорії [6]

$$L = \frac{2\mu_{ds}^0 \Lambda_{\sigma}^2}{\pi^2 \sin^2 \theta_B R_0 a},\tag{2.5}$$

де

$$\mu_{ds}^{0} = C^{2} E^{2} c m_{0} J(0) \,,$$

 Λ_{σ} — екстинційна довжина для σ -поляризованого випромінювання, $\theta_{\rm B}$ — кут Бреґґа. При підрахунку L_D для дислокаційних петель приймали

$$a_D = 1 - \ln \frac{R_0}{\Lambda_\sigma};$$

при підрахунку L_K для кластерів —

$$a_K = \left(5 - 6\ln\frac{R_0}{\Lambda_\sigma}\right) \middle/ 4.$$

$T, ^{\circ}C$	$R_{K} \cdot 10^{-5}, \mathrm{см}$		$R_D \cdot 10^{-5},$ см		$c_K \cdot 10^{10}, \mathrm{сm}^{-3}$		$c_D \cdot 10^9, { m cm}^{-3}$		L		$\frac{w}{w_{1150}}$
	BTB	BTB+1150	BTB	BTB+1150	BTB	BTB+ 1150	BTB	BTB+1150	BTB	BTB+1150	
650	_	_	—	_	_	_	_	_	0.01	0.04	_
700	_	_	—	_	_	_	_	_	0.02	0.10	_
750	_	_	—	_	_	_	_	_	0.02	0.20	_
800	_	_	—	_	_	_	_	_	0.09	0.25	_
850	0.85(0.61)	0.95	1.21	1.96	12.3 (24)	11.1	2.1	3.7	0.23	0.370	1.43
900	1.05(1.18)	1.13	1.89	2.31	8.1 (13.2)	5.3	3.1	4.4	0.18	0.31	1.37
950	1.87(3.31)	2.21	2.3	3.36	5.2(1.6)	2.15	2.4	1.7	0.20	0.33	1.18
1000	2.15(4.3)	5.24	4.3	7.16	1.5(0.6)	1.1	3.7	1.09	0.28	0.38	1.09

Таблиця 1. Радіуси, концентрації кластерів і дислокаційних петель, показник статичного фактора Дебая–Валлера для кожного з відпалів, а також відношення інтеґральних півширин дифузних піків при першому й повторному відпалах.

Отже,

$$L = l_1 c_D + l_2 c_K, (2.6)$$

де l_1 і l_2 — сталі, які визначаються зі співвідношення (2.5). Використавши отримані вище відношення та формулу (2.6), можна безпосередньо визначити окремо концентрацію кластерів (c_K) і дислокаційних петель (c_D). Одержані таким методом значення c_K і c_D наведено в таблиці 1.

На цих же зразках вимірювали магнетну сприйнятливість (МС). Для цього зразки склеювали немагнетним клеєм у сандвічі для отримання зразків оптимальної маси. МС вимірювали методом Фарадея [7]. Відносна похибка вимірювань не перевищує 1%, чутливість становить ~ 10^{15} магнетонів Бора. Установка дає змогу проводити вимірювання магнетної сприйнятливости в широкому інтервалі температур (4.2–1200) К і магнетних полів (0.3–5) кЕ.

III. РЕЗУЛЬТАТИ ДОСЛІДЖЕНЬ

На рис. 2 наведено значення МС монокристалів кремнію, які піддавалися ВТВ, починаючи від 650°С

до 1100°С (крива 1), і повторному ВТВ-1150 (крива 2). Вимірювання МС зразків проводили в магнетному полі H = 4.0 кЕ. Видно, що ВТВ приводить до зменшення діямагнетизму, що можна пояснити виникненням парамагнетних центрів у процесі ВТВ. Повторний ВТВ при 1150°С відпалює ці центри, за винятком зразків, що пройшли ВТВ при температурах $T \ge 900°$ С.

На рис. 3 показано залежності χ (H) вихідного зразка і зразків, що піддавалися ВТВ при $T = 900^{\circ}$ С і 1100°С до і після проведення повторного ВТВ-1150. Видно, що в зразках, які пройшли повторний ВТВ-1150, з'являються нелінійності залежности χ (H). Особливо значна нелінійність спостерігається на зразках, що пройшли ВТВ-900.

Із усього комплексу проведених досліджень магнетної сприйнятливости випливає, що високотемпературний відпал монокристалічного кремнію приводить до зменшення діямагнетизму й появи нелінійности залежностей МС від *H*. Перше є наслідком ґенерації в ньому парамагнетних центрів, друге пов'язане з їх магнетним упорядкуванням. На основі отриманих результатів можна тільки стверджувати, що ці центри не пов'язані з наявністю в досліджуваних зразках дислокацій, оскільки при високотемпературних обробках парамагнетні Д-центри, що зв'язані з дислокаціями, відпалюються.

Потрібно відзначити, що повторний відпал при 1150°C збільшує різницю $\Delta \chi = \chi(0.3) - \chi(4.0)$, крім цього, в полях 4.0 кЕ діямагнетизм збільшується, наближуючись до χ^{dia} вихідного зразка. Винятком є зразки, які відпалювали в ділянці температур 900 – 1000°C (рис. 3).



Рис. 2. Залежності магнетної сприйнятливости досліджуваних зразків від температури відпалу



Рис. 3. Залежності магнетної сприйнятливости досліджуваних зразків від напружености магнетного поля.

У таблиці 1 наведено обчислені за описаною у [8] методикою радіуси та концентрації кластерів і петель дислокацій. На жаль, при температурах відпалу, менших 850°С, інтенсивність дифузного розсіяння була низькою і тому провести обчислення виявилося неможливим. При $T \ge 850$ °С простежується помітне збільшення розмірів кластерів і петель дислокацій з підвищенням температури відпалу, що відповідає теоретичним й експериментальним (електронномікроскопічним) даним. Одночасно відбувається помітне зменшення концентрації кластерів (в інтервалі температур 850 — 1000°С приблизно на порядок). У таблиці 1 поряд з обчисленими (у круглих дужках)

проставлені виміряні електронно-мікроскопічні [2] да ні для радіусів і концентрації кластерів.

Відзначимо менш різку, ніж у випадку кластерів, зміну концентрації дислокаційних петель з підвищенням температури відпалу. В [2] кількісних даних про параметри петель дислокацій не вказано. Цікаво, що з підвищенням температури відпалу кількість дислокаційних петель порівняно з кількістю кластерів явно зростає, проте навіть відпал при 1150°С не приводить до абсолютної переваги концентрації дислокаційних петель над концентрацією кластерів у цих кристалах, на що іноді наголошують деякі автори.

IV. ОБГОВОРЕННЯ РЕЗУЛЬТАТІВ

Докладно обговорити отримані результати можна лише за наявности загальноприйнятої достовірної моделі ТД-II (термодонори II). Як визнають деякі добре обізнані з цими питаннями автори [1], не зважаючи на те, що властивості ТД-II вже добре вивчені й описані, питання про їхню фізичну природу і надалі відкрите. Тому на основі одержаних даних нам здавалося доцільним висловити своє бачення цієї проблеми.

Якщо вважати найбільш достовірними моделі ТД-II, представлені в роботах останнього періоду, то ці центри мають прямий зв'язок із великими $\mathrm{Si}_x\mathrm{O}_u$ кластерами (до декількох сотень атомів кисню) [9], на поверхні розділу яких з кремнієвою матрицею утворюються, за аналогією з МОН-структурою, донорні центри [10, 11], зумовлені виникненням n^+ ділянки поблизу поверхні кисневого преципітату [12]. Можливо, їхня фізична природа тісно пов'язана зі спотворенням кристалічної ґратки поблизу кисневмісного преципітату, зумовленим різницею молекулярних об'ємів Si_xO_y i Si [13]. Так чи інакше, але для виникнення ТД-II потрібно мати великі кисневмісні кластери. Виходячи з [2], такими кисневими кластерами в цій температурній ділянці (до 900°С) можуть бути лише пластинчасті та октаедричні преципітати.

Можна припустити, що саме ці преципітати (завдяки їхнім субмікронним розмірам) ми, в основному, й спостерігаємо рентґенографічно. При цьому, якщо всі преципітати вважати октаедричними (сфероїдальними), то їхній загальний об'єм у кристалі при підвищенні температури первинного відпалу від 850 до 1000°С зростає удвічі (з $3 \cdot 10^{-4}$ до $6.2 \cdot 10^{-4}$ см³), а при повторному відпалі зразків при 1150°С — ще вдвічі. Навіть якщо вважати такі оцінки дуже наближеними, то й тоді стає очевидним, що для заповнення такого об'єму максимально можливого в кристалі кисню $(2 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-3})$ не вистачає.

Отже, потрібно відзначити, що частина утворених при відпалі преципітатів не є кисневого походження. Відомо, що, завдяки різниці молекулярних об'ємів окису кремнію і кремнієвої матриці, утворення преципітатів супроводжується значними напруженнями біля поверхні преципітату. Ці напруження викликають емісію міжвузлових атомів кремнію з преципітату в матрицю. Тому зі зростанням розмірів преципітатів з'являється пересичення кремнієвої матриці в околі преципітатів власними міжвузловими атомами. Останнє повинно привести до виникнення дислокаційних петель міжвузлового типу та кластерування міжвузлових атомів кремнію у вигляді аморфних преципітатів. І те й інше спостерігалося безпосередньо електронно-мікроскопічно [2]. Цікаво, що з огляду на сказане дислокаційні петлі повинні утворюватися лише при певному пересиченні матриці атомами кремнію, тобто після досягнення достатньої температури термообробки та відповідної тривалости відпалу.

Як показують одержані дані, відношення концентрацій дислокаційних петель до концентрацій кластерів у зразках, що пройшли попередній відпал, зростає з підвищенням температури відпалу (особливо значне зростання відбувається після 900–950°С). Повторний високотемпературний відпал не вносить значних змін у відношення c_D/c_K . Відомо, що виникнення дислокацій супроводжується утворенням на них обірваних електронних зв'язків, які можуть спарюватися, тобто мають акцепторний характер [14]. Зауважимо, що виникнення термоакцепторів паралельно з утворенням ТД-ІІ неодноразово спостерігалося в кристалах кремнію [15, 16].

Проведений аналіз повністю підтверджується результатами вивчення впливу ВТВ в інтервалі температур 650 — 1100°С на магнетну сприйнятливість досліджуваних кристалів. Зменшення діямагнетизму цих зразків після проведеної термообробки (рис. 2) легко пояснити утворенням макрокластерів, на межі яких з матрицею Si ґенеруються ТД-ІІ, що є парамагнетними центрами. Різке зменшення парамагнетизму при підвищенні температури термообробки, починаючи з 900°С, відбувається внаслідок компенсації донорних центрів акцепторами дислокаційних петель, які інтенсивно утворюються в цьому діяпазоні температур, про що свідчить зростання відношення c_D/c_K (таблиця 1).

Із літературних даних [1, 2] випливає, що в процесі попередньої термообробки ґенеруються пластинчасті преципітати. Відомо [1], що після повторної термообробки преципітати зберігають свою форму (пластинчату), якщо вони почали ґенерувати дислокаційні петлі, в іншому випадку пластинчаті преципітати змінюють форму на октаедричну [1, 17-19]. Це підтверджується електронно-мікроскопічними дослідженнями [2].

На підставі проведеного аналізу та одержаних експериментальних результатів вплив повторного ВТВ-1150°С можна пояснити такими факторами: ґенерацією ТД-II, утворенням дислокаційних петель та можливою зміною форми преципітату від пластинчастого до октаедричного. Різке зменшення парамагнетизму у зразках, що пройшли ВТВ до 900°С, після повторної термообробки при 1150°С може бути зумовлене або збільшенням густини дислокаційних петель (с_D збільшується приблизно вдвічі), зміною форми преципітатів від пластинчастих до октаедричних, або одночасною дією факторів. У зразках, що пройшли термообробку при $T_{\rm BTO} \ge 900^{\circ} {\rm C}$, пластинчасті преципітати форми не змінюють, оскільки під час первинного відпалу вони вже почали ґенерувати дислокаційні петлі [1], практично не змінюється також відношення c_D/c_K , відповідно зменшується вплив повторної термообробки на магнетну сприйнятливість цих кристалів (рис. 2).

V. ВИСНОВКИ

1. За допомогою MC визначено температурні інтервали появи парамагнетних центрів та їх зменшення. Рентґенодифракційні дослідження дозволили встановити, що зміни MC пов'язані з ґенерацією кисневмісних кластерів та дислокаційних петель.

2. Є підстави вважати, що ТД-ІІ виникають на поверхні пластинчастих преципітатів за механізмом, аналогічним до утворення донорних центрів у МОНструктурах. Руйнування ТД-ІІ може бути викликане як появою дислокаційних акцепторних центрів і їх компенсацією термодонорів, так і зміною форми преципітату від пластинчатого до октаедричного.

3. Установлено, що поряд із кисневмісними також утворюються кластери, що мають структуру аморфного кремнію. Останнє підтверджується електронномікроскопічними спостереженнями [2].

- В. М. Бабич, Н. И. Блецкан, Е. Ф. Венгер, *Кислород* в монокристаллах кремния (Интерпресс ЛТД, Киев, 1997).
- [2] H. Bender, Phys. Status Sol. A 86, 245 (1984).
- [3] Н. Н. Новиков, Б. Д. Пацай, Металлофиз. нов. технол. 25, № 2, 257 (2003).
- [4] Н. Н. Новиков, С. И. Олиховський, В. Г. Сушко, П. А. Теселько, Металлофиз. нов. технол. 23, № 3, 283 (2001).
- [5] V. B. Molodkin, V. V. Nemoshkalenko, S. I. Olikhovskii et al., Металлофиз. нов. технол. 20, № 11, 29 (1998).
- [6] В. В. Немошкаленко, В. Б. Молодкин, С. Й. Олиховский и др., Металлофиз. нов. технол. 15, № 11, 53

(1993).

- [7] В. М. Цмоць, В. М. Войтусикс, В. М. Мельник, В. С. Штым, Бюлл. изобр. откр. 11, 185 (1988).
- [8] М. М. Новиков, Б. Д. Пацай, Металофіз. нов. технол. 26, № 2, 261 (2004).
- [9] V. Cazcarra, P. Zunino, J. Appl. Phys. 51, №8, 4206 (1980).
- [10] A. Ohsawa, K. Honda, S. Shibatomi, S. Ohkawa, Appl. Phys. Lett. 38, №10, 787 (1981).
- [11] K. Holzlein, G. Pensl, M. Schulz, Appl. Phys. A. 34, № 3, 155 (1984).
- [12] A. Henry, J. L. Pautrat, K. Saminadayar, The New Donors in Silicon: The Effect of the Inversion Layers

Surrounding Precipitates, edited by H. J. von Bardeleben (Trans Tech, Aedermannsdorf, Switzerland, 1986), p. 985.

- [13] V. M. Babich, N. P. Baran, A. A. Bugai, A. A. Konchits, V. B. Kovalchuk, V. M. Maksimenko, B. D. Shanina, Phys. Status Sol. A **109**, 537 (1988).
- [14] Г. Матаре Электроника дефектов в полупроводниках, (Мир, Москва, 1974).
- [15] W. Bergholz, W. Schroter, in *Proceedings of 7-th interna*tional School "Defects in Crystals", edited by E. Mizera (World Scientific, Szczyrk, Poland, 1985), p. 196.
- [16] E. Igras, Biuletyn WAT im. J. Dabrowskiego, 34, № 3, 51 (1984).
- [17] K. Schmalz, P. Gaworzewski, F.-G. Kirscht, Phys. Status Sol. A 81, K165 (1984).
- [18] A. Bourett, in Proceedings of 13-th Inter-national Conference on Defects in Semiconductors, edited by L. C. Kimerling, J. M. Parsey, Jr. (The Metallurgical Society of AIME, Warrendale, PA, 1985), p. 129.
- [19] A. Boryhesi, B. Pivac, A. Sassella, A. Stella, Appl. Phys. Rev. 77, 4169, (1995).

THE EFFECT OF HIGH-TEMPERATURE TREATMENT ON THE STRUCTURAL AND MAGNETIC CHANGES IN SILICON CRYSTALS

N. N. Novikov¹, B. D. Patsay¹, V. M. Tsmots², P. G. Litovchenko³, Yu. V. Pavlovskii^{2,3}, M. M. Luchkevych^{2,3} ¹Taras Shevchenko National University of Kyiv, Kyiv, Ukraine pacaj@ukr.net ²Solid State Microelectronics Laboratory of the Academy of Sciences of Ukraine, 24, Franko St., Drohobych, 82100, Ukraine, tsmots@drohobych.net ³Institute of Nuclear Researches, NASU, pr. Nauky, 47, Kyiv, Ukraine

The amount of impurity-structural complexes in silicon crystals is studied using three-crystal diffractometry. A method for calculating the radius and concentration of clusters and dislocation loops is proposed. The X-ray scattering and magnetic characteristics of Cz-Si crystals treated by high-temperature annealing (HTA) at 650–1100°C and re-annealing at 1150°C is studied. The distribution of defects created as a results of HTA is investigated. The results obtained are compared with the data available in the relevant literature. The experimental dependencies of integral intensity, half-width of diffusion peak, and height of main peak on the rotation angle of the sample are demonstrated. It is established that HTA results in the system of interconnected paramagnetic centers which is the best reveal at the annealing temperature nearby 900°C.