

УДК 537.266

*Оліх Я. М., Деміденко О. А., Лисюк І. О., Романюк Б. М.*

**ДОСЛІДЖЕННЯ МОЖЛИВОСТІ ЗБУДЖЕННЯ  
УЛЬТРАЗВУКОВИХ РАДІАЛЬНИХ КОЛИВАНЬ  
У ПЛАСТИНАХ КРЕМНІЮ**

*Запропоновано теоретичну модель складеного резонатора з пластини кремнію (111)-зрізу і п'єзо-кераміки ЦТС-19 для опису збудження радіальних коливань у системі тонких дисків. Модель експериментальна перевірена. Результати методики розрахунку можуть бути використані для знаходження резонансних частот складеного резонатора, розподілу пружних зміщень і напругу напівпровідникових дисках.*

©ОліхЯ. М., Деміденко О. А., Лисюк І. О., Романюк Б. М., 2004

## Вступ

Проблема поліпшення якості вирощених кристалів тісно пов'язана із розробкою способів стимулювання дифузії дефектів і домішок. Відомими способами прискорення міграції дефектів, крім термічного відпалу, є метод лазерного відпалу чи опромінення зарядженими частинками. Альтернативним низькотемпературним способом керування структурною досконалістю напівпровідникових кристалів є застосування ультразвукових хвиль частотного діапазону (0,1-100) МГц [1-4]. Унаслідок унікальних властивостей ультразвукових хвиль - всепроникаючої здатності, доступності до будь-якої точки об'єкта та простоти застосування у найширшому частотному та амплітудному діапазонах - акустичні методи є перспективними для дослідження дефектів кристала і впливу на властивості матеріалу, а отже, і на характеристики твердотільних приладів. Проте в технології напівпровідникових матеріалів та приладів методи акустичної стимуляції широкого застосування ще не знайшли. Головними причинами цього є, з одного боку, недостатньо повна розробка фізичних механізмів та теорії взаємодії «активного звуку» із дефектами в напівпровідникових кристалах, а з іншого - відсутність простих і надійних методик збудження ультразвукових хвиль у реальних напівпровідникових об'єктах.

Для ультразвукової обробки кристалів застосовують переважно об'ємні ультразвукові хвилі - поздовжні або зсувні [2-4]. Проте враховуючи, що кремній в мікроелектроніці використовується у вигляді тонких дисків, є природним застосування для ультразвукової обробки таких типів резонансних коливань, які реалізуються з урахуванням кругової симетрії диска, наприклад типу поздовжніх радіальних коливань. Зауважимо, що проблему неруйнівного акустичного контролю залишкових напружень в Si-дисках теж можна вирішувати за допомогою радіальних хвиль [5]. Справді, оскільки пружні напруги в напівпровідникових пластинах можуть спричинювати як точкові дефекти та їхні комплекси, так і внутрішні напруги, які виникають у процесі технологічних операцій нанесення металічних та діелектричних плівок і наступними термічними обробками. У цьому разі виникають так звані свистячі моди, амплітуда яких визначається «дефектністю» пластини [6].

Для широкого застосування радіальних ультразвукових хвиль у мікроелектроніці необхідний ефективний метод збудження ультразвуку в пластинах напівпровідника, який задовольняє високі технологічні вимоги, та модель розрахунку

основних частотних і амплітудних характеристик такої резонансної системи. У відомих працях [5, 8-10] радіальні ультразвукові коливання розглянуті тільки в окремих дисках - п'єзоелектричних або напівпровідникових. Питання збудження радіальних коливань у багатокомпонентних дискових резонаторах і розрахунок резонансних частот складеного резонатора, ефективності збудження радіальних хвиль і розподілу по модах потребують додаткових досліджень, що стало метою цієї праці.

## Складений резонатор

Використання зворотного п'єзо ефекту в твердому тілі є традиційним методом збудження ультразвукових коливань мегагерцового діапазону. Коли матеріал не є п'єзоелектриком, додатково використовують п'єзоелектричний перетворювач, у цьому разі передача ультразвукових коливань від перетворювача до твердого тіла відбувається за рахунок акустичного зв'язку. Далі розглядається механічна система, яка складається з п'єзоелектричного та кремнієвого дисків (рис. 1), акустичний контакт досягається за допомогою склейки [11].

Оскільки перетворювач виготовлений з поляризованої п'єзоелектричної кераміки, радіальні хвилі в ньому збуджуються за рахунок п'єзо модуля  $i/3T$ . У разі, коли виконуються умови

$$D_{Si}, D_T \gg h_{Si}, h_T, \quad (1)$$

$$\lambda_{Si}, \lambda_T \gg h_{Si}, h_T, \quad (2)$$

де  $D_{Si}, D_T$  - діаметр і товщина дисків кремнію та перетворювача відповідно, можна вважати диск тонким, що значно спрощує розрахунок;

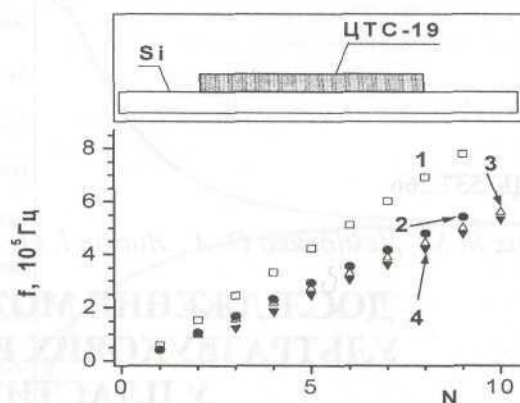


Рис. 1. Значення резонансних частот радіальних коливань для перших десяти мод:  
1 - Si,  $D_{Si} = 100$  мм; 2 - ЦТС-19,  $D_{ЦТС} = 50$  мм;  
3 - складений резонатор,  $D_{Si} = 100$  мм,  $D_{ЦТС} = 50$  мм,  
 $t_{Si} = 0,45$  мм,  $t_{ЦТС} = 1,15$  мм; 4 - складений резонатор, експеримент.  
На вставці - схема складеного резонатора

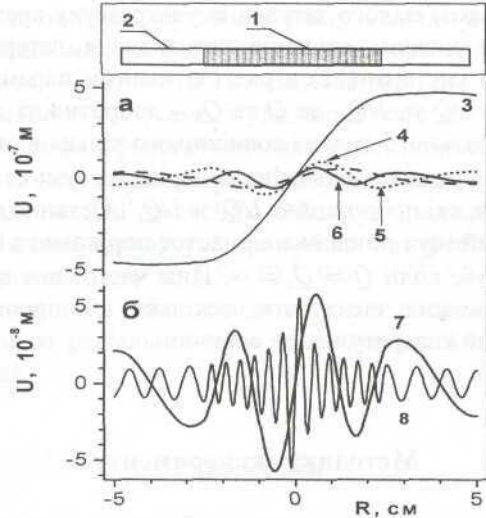


Рис. 2. Розподіл амплітуди зміщення  $U_N$  для складеного резонатора, ідентичного до наведеного на рис. 1: а – для 3, 4, 5, б – 7, 8 для 4, 19 – мод радіальних коливань відповідно. Амплітуда  $U_{19}$  збільшена у 10 разів.

На вставці: теоретична модель:

1 – центральний ефективний п'єзоелектричний диск, 2 – зовнішнє кільце з кремнію

$\lambda_{Si}$ ,  $\lambda_T$  довжина радіальних ультразвукових хвиль у кремнію і п'єзокераміці відповідно. Для розрахунку реального резонатора, який складається із накладених один на одного дисків (див. рис. 1), можна замінити іншим теоретичним резонатором, який складається з кільця напівпровідника зі вставленим всередину п'єзоелектричним диском (рис. 2, вставка).

Властивості такого п'єзоелектричного диска враховують пружні та п'єзоелектричні параметри як кераміки, так і напівпровідника. Зауважимо, що умови (1, 2) для реальних пластин  $D_{Si} \approx D_T \approx 100$  мм і  $h_{Si} \approx h_T \approx 0,5$  мм виконуються для перших 20 мод радіальних коливань. Пружний модуль Юнга  $Y$ , густина  $\rho$  та модуль Пуассона  $\nu$  для центрального диска моделі розраховуються за методикою [12]. У разі такого розгляду величини  $Y$ ,  $\rho$ ,  $\nu$  центрального диска є функціями відповідних величин і геометричних розмірів кремнієвого та п'єзокерамічного дисків. Для спрощення аналізу диск кремнію розглядається з ізотропними пружними властивостями, що для кубічних кристалів задовільно відповідає площині зрізу (111). Такого припущення дотримувались у праці [6] для аналізу радіальних коливань у площині з більшим ступенем анізотропії зрізу (100) за задовільної відповідності з експериментом, що підтверджує правомірність даного розгляду.

Рівняння руху ізотропного середовища для радіального зміщення  $u$  в циліндричних координатах у нашому випадку має вигляд [10]

$$\rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} = \frac{\partial \sigma_{rr}}{\partial r} + \frac{\sigma_{rr} - \sigma_{\theta\theta}}{r}, \quad (3)$$

де  $u$  – радіальна компонента вектора зміщення;  $\sigma_{rr}$ ,  $\sigma_{\theta\theta}$  – компоненти тензора напруги зміщень у циліндричній системі координат, гівняння, які зв'язують компоненти тензора деформацій, напруг, електричного поля  $E$  та індукцію  $D$  у циліндричних координатах, з урахуванням, що  $u_{,r} = \partial u / \partial r$ ,  $u_{,\theta\theta} = u/r$ ,  $u_{,r\theta} = 0$ , має вигляд [10]

$$\sigma_{rr} = \frac{Y}{1-\nu^2} \left( 1 - \frac{i}{Q} \right) \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \nu \frac{u}{r} \right) - d \frac{YE}{1-\nu}, \quad (4)$$

$$\sigma_{\theta\theta} = \frac{Y}{1-\nu^2} \left( 1 - \frac{i}{Q} \right) \left( \nu \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right) - d \frac{YE}{1-\nu}, \quad (5)$$

$$D = \varepsilon (1 - k_p^2) E + \frac{4\pi d^2 Y}{1-\nu} \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right), \quad (6)$$

де  $Q$  – добротність диска, враховує втрати:  $d$  – п'єзомодуль  $d_{31}$ ,  $\varepsilon$  – діелектрична проникність;

$$k_p^2 = \frac{8\pi d^2 Y}{(1-\nu)\varepsilon} \quad (7)$$

– коефіцієнт електромеханічного зв'язку.

Деформація вздовж осі  $Oz$

$$u_{,z} = -\frac{\nu}{1-\nu} \left( \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} \right) + d_{33} E \quad (8)$$

визначає радіальну залежність товщини диска, у разі тонких дисків нею можна знехтувати. Припустимо, що  $\partial E / \partial r = 0$ .

Підстановка рівнянь (4) – (6) у рівняння руху середовища (3) дає диференційне рівняння Бесселя першого порядку

$$\xi^2 \frac{d^2 u}{d\xi^2} + \xi \frac{du}{d\xi} + (\xi^2 - 1)u = 0, \quad (9)$$

де  $\xi = qr$ ,  $q$  – модуль хвильового вектора, який дорівнює

$$q = \frac{\omega}{v} \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{i}{Q}}} \approx \frac{\omega}{v} \left( 1 + \frac{i}{2Q} \right), \quad (10)$$

де  $v$  – швидкість поширення ультразвуку,  $\omega$  – кругова частота зовнішнього електричного поля.

Загальним рішенням рівняння (10) є лінійна комбінація функцій Бесселя і Наймана першого порядку. Таким чином, радіальну компоненту вектора зміщення для внутрішнього диска  $u$  і для зовнішнього кільця  $u_s$  відповідно, можна записати у вигляді

$$u = BJ_1(qr) + AN_1(qr), \quad 0 \leq r \leq a, \quad (11)$$

$$u_s = CJ_1(q_s r) + DN_1(q_s r), \quad 0 \leq r \leq a_s, \quad (12)$$

де  $q$ ,  $q_s$  – модулі хвильових векторів для центрального диска і зовнішнього кільця відповідно;  $D_{Si} = 2a_s$ ,  $D_T = 2a$ .

Для знаходження рівняння, що описує власні коливання системи, слід до рівняння руху середовища (9) додати граничні умови. В нашому випадку - це умови граничного зміщення у центрі ( $r = 0$ ), неперервності векторів зміщення і напруги на межі диск - кільце ( $r = a$ ), відсутність напруг на вільній боковій поверхні кільця ( $r < a$ ):

$$u(0) \neq \infty, \quad (13)$$

$$u(a) = u_s(a_s), \quad (14)$$

$$\sigma_{rr}(a) = \sigma_{s,rr}(a_s), \quad (15)$$

$$\sigma_{s,rr}(a_s) = 0, \quad (16)$$

де  $\sigma_{rr}$ ,  $\sigma_{s,rr}$  - радіальні компоненти тензора напруг для центрального диска і зовнішнього кільця відповідно.

Використовуючи рівняння для граничних умов (13) - (16), зміщень (11), (12), напруг (4), (5), отримуємо систему лінійних рівнянь відносно  $B, C, D$ :

$$\begin{pmatrix} J_1(k_1 q_s a_s) - J_1(k_2 q_s a_s) - N_1(k_2 q_s a_s) \\ \varphi(q_s a_s, \nu) - \gamma \varphi(q_s a_s, \nu_s) - \gamma \psi(q_s a_s, \nu_s) \\ 0 \quad \varphi(q_s a_s, \nu_s) \quad \psi(q_s a_s, \nu_s) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ C \\ D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ ad(1+\nu)E \\ 0 \end{pmatrix} \quad (17)$$

$$\text{Тут } k_1 = \frac{a\nu_s}{a_s\nu}, \quad k_2 = \frac{a}{a_s}, \quad \gamma = \frac{Y_s(1-\nu^2)}{Y(1-\nu_s^2)} = \frac{\rho_s \nu_s^2}{\rho \nu^2}, \text{ а}$$

також введено нові функції

$$\begin{aligned} \varphi(x, y) &= xJ_0(x) - (1-y)J_1(x), \\ \psi(x, y) &= xN_0(x) - (1-y)N_1(x), \end{aligned}$$

де  $J_0, J_1, N_0, N_1$  - функції Бесселя і Наймана нульового і першого порядку відповідно.

Алгоритм знаходження необхідних характеристик складеного резонатора можна сформулювати так:

1) знаючи параметри диска і кільця, розв'язуємо систему (17) та знаходимо значення коефіцієнтів  $B, C, D$ ;

2) за формулами (11), (12) визначаємо просторовий розподіл зміщення;

3) за формулами (4), (5) розраховуємо значення напруг.

Власні частоти резонатора за відсутності втрат ( $Q = Q_s = \infty$ ) знаходяться з умови рівності нулю детермінанта  $\Delta$  системи (17) відносно змінної  $x = q_s a_s$ . Якщо  $x$  є  $n$ -ий корінь рівняння  $\Delta(x) = 0$ , то резонансна частота  $\omega_n$  знаходиться за формулою

$$\omega_n = \frac{\nu_s}{a_s} x_n. \quad (18)$$

У разі малого затухання ультразвуку врахування нижчих ступенів розкладання детермінанта системи (17) в ряд (за малими параметрами  $1/Q$  та  $1/Q_s$ , де  $Q$  та  $Q_s$  - добротності для центрального диска і зовнішнього кільця відповідно) показує, що зміна  $\Delta$  дорівнює сумі складових, які пропорційні  $1/Q^2$  і  $1/Q_s^2$ . Останнє дає деякий зсув резонансних частот порівняно з випадком, коли  $Q = Q_s = \infty$ . Цим частотним зсувом можна знехтувати, оскільки він пропорційний квадрату малих величин.

## Методика експерименту

Для перевірки розглянутої моделі досліджено такі складені вібратори: 1) пластина кремнію (111)-зрізу  $D_{Si} = 50$  мм,  $h_{Si} = 0,3$  мм, п'єзокерамічний диск  $D_T = 25$  мм,  $h_T = 1,0$  мм; 2) пластина кремнію (Ш)-зрізу,  $D_{Si} = 100$  мм,  $h_{Si} = 0,45$  мм, п'єзокерамічний диск  $D_T = 50$  мм,  $h_T = 1,15$  мм.

Термосклеювання дисків відбувалося при  $T < 100$  °С у спеціальній конструкції, при цьому співвідношення між кремнієвим і п'єзокерамічним дисками досягала не гірше як 0,1 мм. Для підведення електричного поля на п'єзокерамічний диск і диск кремнію було напилено тонкий шар срібла. Відносна точність визначення резонансної частоти складеного резонатора була не гірше  $10^{-4}$ .

## Результати

Нулі детермінанта системи (9) дають набір власних частот складеного резонатора. На рис. 1 представлено результати рішення рівняння для власних частот за таких значень геометричних розмірів пластин (у мм):  $D_{Si} = 100$ ,  $D_T = 50$ ,  $h_{Si} = 0,45$ ,  $h_T = 1,15$ .

Добротності центрального диска і зовнішнього кільця вибрані рівними  $Q = Q_s = 10^2$ , що приблизно відповідає експериментальним значенням добротності вільного п'єзоперетворювача  $Q_{експ} = 1,2 \cdot 10^2$ . З рис. 1 бачимо, що результати теоретичного розрахунку резонансних частот для складеного резонатора задовільно збігаються з вимірними частотами.

Розрахований розподіл амплітуд радіальної компоненти вектора зміщення по діаметру напівпровідникової пластини для перших чотирьох мод ілюструє рис. 2. Амплітудний розподіл зміщення першої моди можна розділити на два інтервали. Перший  $0 < r < a$  - амплітуда зміщення у складеному резонаторі підвищу-

ється лінійно; другий  $a = \langle r \rangle < a_s$  - амплітуда коливань майже постійна, її максимальне значення  $\sim 4,7 \cdot 10^7$  м. Зауважимо, що факт лінійного росту амплітуди, який спостерігаємо, можна використовувати для дослідження амплітудних залежностей впливу ультразвуку [3]. Максимальні значення амплітуд радіального зміщення для другої, третьої та четвертої моди дорівнюють (ум)  $5,5 \cdot 10^{-8}$ ,  $9,0 \cdot 10^{-8}$ ,  $5,7 \cdot 10^{-8}$  відповідно, тобто з підвищенням порядкового номера радіальної моди зменшується її амплітуда.

### Висновки

Для практичного застосування ультразвукової обробки до пластин великої площі проблема однорідності ультразвукового поля є дуже важливою проблемою і потребує спеціального дослідження в кожному конкретному випадку. Проте враховуючи, що ефект дії ультразвуку спостерігається, як правило, у широкому діапазоні по інтенсивності і по ча-

стоті та існує пороговий ефект насичення [1-4] (коли позитивний ефект поліпшення характеристик кристала у разі подальшого зростання амплітуди вже не відбувається), вимоги до однорідності ультразвукового поля значно зменшуються. Справді, фізична дія ультразвуку на напівпровідниковий кристал зводиться до взаємодії ультразвуку зі структурою дефектів кристала та їх перерозподілом. В такому разі практична умова до однорідності ультразвукового поля по площі оброблюваної поверхні, яку практично буває важко задовольнити, замінюється на простішу умову однорідності ультразвукового впливу.

Отже, теоретично досліджено нову модель складеного резонатора для опису збудження радіальних коливань у тонких дисках та експериментальне перевірено її для складених резонаторів на основі пластин кремнію та п'єзоелектричної кераміки. Отримані результати можуть бути використані для розрахунку інших складених резонаторів, включаючи такі напівпровідникові матеріали кубічної симетрії, як Ge, InSb, GaAs та ін.

1. *Островский И. В.* Акустолюминесценция и дефекты в кристаллах.- К.: Вища шк., 1993.- 223 с.
2. *Ostapenko S., Korsunskaya N.E., Sheinkman M. K., Kovesnikov S.* Defect engineering in semicond. using US treatment // Encyclopedia of Electrical and Electronics Engineering / Ed. J. G. Webster, J. Wiley, Sons, Inc.- 1999.- V. 19- P. 171-179.
3. *Kruger D., Romanyuk B., Melnik V. et al.* Influence of *in-situ* ultrasound treatment during ion implantation on amorphization and junction formation in silicon // J. Vac. Sci. Technol.- 2002.- V. 20,4.- P. 1^.
4. *Olikh Ya. M., Savkina R. K., Vlasenko O. I.* Acoustostimulated activation of bond defects in CdHgTe alloys // Semiconductors.- 1999.- V. 33,- P. 398-401.
5. *Belyaev A., Ostapenko S.* Resonance ultrasonic diagnostics of defects in full-size silicon wafers // Physica B.- 2001.- V. 299.-P. 1137-1140.
6. *Ostapenko S., Tarasov I.* Nonlinear resonance ultrasonic vibrations in Chochnalski-silicon wafers // Appl. Phys. Lett.- 2000.- V. 76.-P. 2217-2228.
7. Физическая акустика / Под. ред. У. Мэзона.- М.: Мир, 1966.-Т. 1А,-С. 280-283.
8. *Гринченко В. Т., Мелешко В. В.* Гармонические волны в упругих кристаллах.-К.: Наук, думка, 1981.-283 с.
9. Ультразвуковые преобразователи / Под. ред. Э. Кикучи-М.:Мир, 1972,-425 с.
10. *Демиденко А. А., Писковой В. Д., Гараджаев А.* Радиальные колебания электромеханических резонаторов // Укр. фіз. журн- 1992,-Т. 37-С. 886-893.
11. *Трузал Р., Эльбаум Ч., Чик Б.* Ультразвуковые методы в физике твердого тела: Пер. с англ.-М.: Мир, 1972.-С. 307.
12. *Демиденко А. А.* О некоторых средних характеристиках мелкослоистых кристаллических сред // Физика тверд, тела- 1969-Т. 11.-С. 2939-2945.

*Ja. Olikh, O. Demidenko, I. Lysiuk, B. Romanyuk*

## RESEARCH OF EXCITATION POSSIBILITY OF RADIAL ULTRASONIC VIBRATIONS IN SILICON WAFERS

*To describe radial waves in system consisted of thin disks a new theoretical approach of compound resonator has been proposed. The approach has been verified experimentally for compound resonator made from silicon (111)-cut and piezoelectric disks. The approach can be used to determine resonance frequencies of compound resonator and distribution of displacement and stresses in semiconductor wafers.*