

ФОТОТЕРМОАКУСТИЧНИЙ ЕФЕКТ В ШАРУВАТІЙ СТРУКТУРІ П'ЄЗОЕЛЕКТРИК–НАПІВПРОВІДНИК

Л.А. БУЛАВІН, В.В. КОЗАЧЕНКО, С.В. ХРАПАТИЙ

УДК 534.2:539.2
©2010

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка
(Вул. Володимирська, 64, Київ 03127; e-mail: khrapatiy@ukr.net)

Наведено результати теоретичних і експериментальних досліджень фототермоакустичного ефекту в шаруватій пластині п'єзоелектрик–напівпровідник, в якій з метою усунення впливу оптичного опромінення на фізичні властивості досліджуваного напівпровідника теплові хвилі збуджуються у п'єзоелектрику. Отримано вираз для різниці потенціалів на шарі п'єзоелектрика залежно від фізичних та геометричних параметрів досліджуваної структури. Експеримент проведено на шаруватій пластині кварц *x*-зрізу–кремній. Досліджено амплітудно-частотну залежність інформативного сигналу. Апроксимація експериментальних даних теоретичною моделлю дозволила визначити зведений модуль Юнга кремнію.

При дослідженні речовини фототермоакустичними (ФТА) методами теплові хвилі збуджуються безпосередньо в досліджуваній речовині [1]. Збудження теплових хвиль, як правило, здійснюється за допомогою опромінення зразка модульованим світловим потоком. Як відомо, під час фотоопромінювання деяких видів твердих тіл (напівпровідників, полімерів та ін.) змінюються їх фізичні (оптичні, термопружні) властивості [2–4]. Разом з тим, результати досліджень ФТА методами таких речовин, як правило, залежать від умов експерименту, що не дозволяє однозначно дослідити фізичну картину явища. Аби подолати цей недолік, теплові хвилі слід збуджувати за межами досліджуваної речовини. У випадку твердого тіла така можливість існує, якщо використовувати п'єзоелектричну реєстрацію у вигляді шаруваті пластини тверде тіло–п'єзоелектрик [5]. При цьому теплову хвилю слід збуджувати не у твердому тілі, а в п'єзоелектрику, тобто опромінювати модульованим світловим потоком не досліджуване тверде тіло, а п'єзоелектрик. Розв'язку цієї задачі і присвячено дану роботу.

Розглянемо шарувату пластину п'єзоелектрика класу *btt* – ізотропне тверде тіло (рис. 1). П'єзоелектрик (1) товщиною h_1 . Будемо вважати його за термомеханічними властивостями ізотропним. Нехай

тверде тіло (2) має товщину h_2 . Полярна вісь п'єзоелектрика збігається з віссю *Z*. Поверхня п'єзоелектрика $z = 0$ рівномірно опромінюється модульованим з частотою ω світловим потоком

$$P = \frac{1}{2}P_0(1 + \cos(\omega t)), \quad (1)$$

де P_0 – інтенсивність світла.

Світло поглинається п'єзоелектриком, гріє його зі змінною температурою і відбувається збудження теплових хвиль, які поширюються у напрямку осі *Z*. Розглянемо приповерхнєве поглинання світла (в реальній ситуації поверхні п'єзоелектрика металізовані). Температурне поле теплових хвиль за рахунок термопружного ефекту збуджує акустичні коливання в досліджуваній шаруватій пластині. У п'єзоелектрику виникає електрична поляризація. Між поверхнями п'єзоелектрика $z = 0$ та $z = h_1$ виникає різниця потенціалів, що є мірою ФТА коливань досліджуваної структури. Визначимо цю різницю потенціалів:

$$\hat{U} = - \int_0^{h_1} E_z dz. \quad (2)$$

Нормальна складова індукції електричного поля для випадку, що розглядається, визначається (піроелектричним ефектом нехтуємо) як

$$D_z = \varepsilon_{33}E_z + 2d_{31}T_p, \quad (3)$$

де ε_{33} і d_{31} – діелектрична проникність та п'єзомодуль п'єзоелектрика відповідно; T_p – пружні напруги

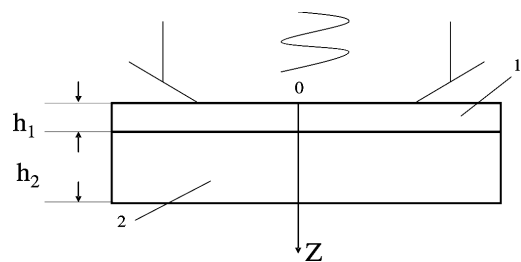


Рис. 1. Геометрія задачі

в п'єзоелектрику. Оскільки зовнішні електричні поля відсутні і електрична індукція за відсутності вільних зарядів неперервна, то $D_z = 0$. Тоді з (3) знаходимо

$$E_z = -\frac{2d_{31}}{\epsilon_{33}}T_p. \quad (4)$$

Розглянемо відносно низькі частоти модуляції світлового потоку, коли довжина акустичних хвиль набагато більша за лінійні розміри шаруватої пластини (квазістатичний випадок). Тоді для пружних напруг можна записати [6]:

$$T = E_r(C_1 - C_2z - \alpha\Theta), \quad (5)$$

де $E_r = E/(1-\sigma)$, Θ і α – зведений модуль Юнга (E – модуль Юнга, σ – коефіцієнт Пуасона), змінна складова температури та коефіцієнт лінійного теплового розширення п'єзоелектрика (твердого тіла) відповідно; C_1 та C_2 – сталі.

Для знаходження розподілу змінної складової температури Θ у досліджуваній структурі потрібно розв'язати рівняння теплопровідності для п'єзоелектрика і твердого тіла разом з відповідними граничними умовами.

Запишемо рівняння теплопровідності в комплексному вигляді для п'єзоелектрика і твердого тіла та граничні умови (неперервність теплового потоку і температури) [1]: для п'єзоелектрика

$$\frac{\partial^2 \Theta_p}{\partial z^2} - \frac{c_p \rho_p}{\chi_p} \frac{\partial \Theta_p}{\partial t} = -\frac{\beta P_0}{2\chi_p} \exp(-\beta z) \exp(i\omega t) \quad (6)$$

та для твердого тіла

$$\frac{\partial^2 \Theta_s}{\partial z^2} - \frac{c_s \rho_s}{\chi_s} \frac{\partial \Theta_s}{\partial t} = 0. \quad (7)$$

Знехтуємо тепловим потоком в оточуюче досліджувану структуру середовище і запишемо граничні умови

$$\chi_p \frac{\partial \Theta_p}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad \chi_s \frac{\partial \Theta_s}{\partial z} \Big|_{z=h_1+h_2} = 0,$$

$$\chi_p \frac{\partial \Theta_p}{\partial z} \Big|_{z=h_1} = \chi_s \frac{\partial \Theta_s}{\partial z} \Big|_{z=h_1}, \quad \Theta_p \Big|_{z=h_1} = \Theta_s \Big|_{z=h_1}, \quad (8)$$

де c_p , ρ_p , χ_p і c_s , ρ_s , χ_s – питома теплоємність, густина та коефіцієнт теплопровідності п'єзоелектрика і твердого тіла відповідно, β – коефіцієнт оптичного поглинання п'єзоелектрика, Θ_p , Θ_s – змінна складова температури у п'єзоелектрику і твердому тілі відповідно. Будемо вважати, що вся поглинута п'єзоелектриком світлова енергія йде на його нагрівання.

Розглянемо випадок, коли теплова хвиля повністю загасає в шаруватій пластині, тобто поверхні $z = h_1 + h_2$ не досягає.

Знайшовши таким чином розподіл температури в шаруватій пластині і підставивши (4) і (5) в (2), отримуємо

$$\hat{U} = \frac{2d_{31}E_{rs}}{\epsilon_{33}} \left(\left(C_1 - \frac{1}{2}C_2h_1 \right) h_1 - \frac{\alpha_p}{\gamma_p} \Theta_0(s-b) \right), \quad (9)$$

$$s = \text{sh}(\gamma_p h_1) + b \text{ch}(\gamma_p h_1), \quad b = \frac{\chi_s \gamma_s}{\chi_p \gamma_p}, \quad \Theta_0 = \frac{P_0}{2\chi_p \gamma_p s},$$

$$\gamma_p = \sqrt{\frac{c_p \rho_p \omega}{2\chi_p}}(i+1), \quad \gamma_s = \sqrt{\frac{c_s \rho_s \omega}{2\chi_s}}(i+1).$$

Сталі C_1 та C_2 знаходяться з таких граничних умов: рівність нулевій рівнодіючого зусилля і рівнодіючого моменту, що припадають на одиницю довжини контуру досліджуваної структури [6]:

$$\int_0^h T dz, \quad \int_0^h T z dz, \quad h = h_1 + h_2. \quad (10)$$

З (10) знаходимо

$$C_1 = \frac{\alpha_p \Theta_0}{\gamma_p h Z_0} \left(\xi Z_t - \frac{g}{\gamma_p h} \right), \quad (11)$$

$$C_2 = \frac{\alpha_p \Theta_0}{\gamma_p h^2 Z_0 Z_f} \left(\xi Z_f - \frac{g}{\gamma_p h} \right),$$

де $\xi = \eta(s-b) + \alpha_0 \gamma_0$,

$$g = \eta(\text{ch}(\gamma_p h_1) - 1) + b(\text{sh}(\gamma_p h_1) - \gamma_p h_1) +$$

$$+ \alpha_0 \gamma_0^2 (\gamma_s h_1 + 1),$$

$$Z_0 = (Z_t - Z_f)(1 + (\eta - 1)H_1), \quad H_1 = h_1/h,$$

$$\eta = E_{rp}/E_{rs}, \quad \alpha_0 = \alpha_s/\alpha_p, \quad \gamma_0 = \gamma_p/\gamma_s,$$

$$Z_t = \frac{2}{3} \frac{1 + (\eta - 1)H_1^3}{1 + (\eta - 1)H_1^2}, \quad Z_f = \frac{1}{2} \frac{1 + (\eta - 1)H_1^2}{1 + (\eta - 1)H_1},$$

E_{rp} , E_{rs} – зведені модулі Юнга, α_p , α_s – коефіцієнти лінійного теплового розширення п'єзоелектрика і

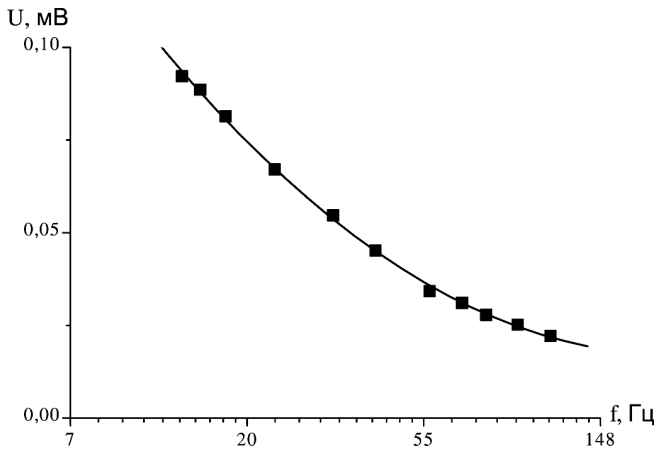


Рис. 2. Амплітудно-частотна залежність напруги на шарі п'єзоелектрика

твердого тіла відповідно. І для різниці потенціалів на п'єзоелектрику остаточно отримуємо

$$\hat{U} = \frac{d_{31}\alpha_p E_{rp} P_0}{\varepsilon_{33}\chi_p s Z_0 \gamma_p^2} \left(\left(\frac{H_1}{2} - Z_t \right) \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{gm}{\gamma_p h} - \xi \right) H_1 - Z_0(s - b) \right), \\ m = \frac{Z_1 - Z_f}{Z_f(Z_1 - Z_t)}. \tag{12}$$

Аналіз (12) показує, що інформативний сигнал досить складно залежить від фізичних властивостей, геометричних параметрів твердого тіла і п'єзоелектрика та частоти модуляції світлового потоку. Якщо тепло до твердого тіла не доходить (випадок відносно високих частот), то вираз (12) суттєво спрощується:

$$\hat{U} = \frac{d_{31}\alpha_p E_{rp} P_0}{\varepsilon_{33}\chi_p \gamma_p^2} \left(\left(\frac{H_1}{2} - Z_t \right) \left(\frac{m}{\gamma_p h} - 1 \right) \frac{\eta}{Z_0} H_1 - 1 \right). \tag{13}$$

Аналіз виразу (13) показує, що з амплітудно-частотної залежності інформативного сигналу може бути визначений зведений модуль Юнга твердого тіла.

Експериментальні дослідження проведені нами на шаруватій структурі кристалічний кварц *x*-зрізу-кремній у вигляді тонкої пластини. Кварцовий шар мав напilenі мідні електроди. Дослідження проводили у частотному інтервалі (13–112) Гц. Досліджували залежності амплітуди ФТА сигналу, що знімали

з шару п'єзоелектрика, від частоти модуляції світла. Результати експериментальних досліджень наведено на рис. 2 значками.

Апроксимацією експериментальної залежності залежністю (13), яка наведена на рис. 2 лінією, було визначено зведений модуль Юнга для кремнію – $E_{rs} = (14 \pm 3) \cdot 10^{10}$ Н/м². Параметри SiO₂, що використовували для цих розрахунків, було взято з [7].

Слід відзначити, що шарувата пластинка п'єзоелектрик–тверде тіло може бути використана і для дослідження термопружних властивостей п'єзоелектриків, за умови використання у ній твердого тіла з відомими термопружними параметрами.

1. A. Rozenzwaig, *Photoacoustics and Photoacoustic Spectroscopy* (John Wiley and Sons, New York, 1980).
2. К.С. Ляликов, Журнал научной и прикладной фотографии и кинематографии **14**, 71 (1969).
3. *Физика соединений A^{II}B^{VI}*, под ред. А.Н. Георгобиани, М.К. Шейкмана (Наука, Москва, 1986).
4. *Physical Acoustics. Principles and Methods, Vol. 3B: Applications to the Study of Imperfections and Lattice Dynamics*, edited by W.P. Mason (Academic Press, New York, 1965).
5. V.V. Kozachenko and I.Ya. Kucherov, *Acoustical Physics* **50**, 185 (2004).
6. А.Д. Коваленко, *Термоупругость* (Вища школа, Киев, 1975).
7. А.П. Бабичев, Н.А. Бабушкина, А.М. Братковский и др., под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (Энергоатомиздат, Москва, 1991).

Одержано 05.03.10

ФОТОТЕРМОАКУСТИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК–ПОЛУПРОВОДНИК

Л.А. Булавин, В.В. Козаченко, С.В. Храпатый

Резюме

Приведены результаты теоретических и экспериментальных исследований фототермоакустического эффекта в слоистой пластине пьезоэлектрик–полупроводник, в которой в целях устранения влияния оптического излучения на физические свойства исследуемого полупроводника тепловые волны возбуждаются в пьезоэлектрике. Найдено выражение для разницы потенциалов на слое пьезоэлектрика в зависимости от физических и геометрических параметров исследуемой структуры. Эксперимент проведён на слоистой пластине кварц *x*-среза–кремний. Исследована амплитудно-частотная зависимость информативного сигнала. Аппроксимация экспериментальных данных теоретической моделью позволила определить приведенный модуль Юнга кремния.

PHOTOTHERMOACOUSTIC EFFECT IN A
PIEZOELECTRIC–SEMICONDUCTOR
LAYERED STRUCTURE

L.A. Bulavin, V.V. Kozachenko, S.V. Khrapatiy

Taras Shevchenko National University of Kyiv
(64, Volodymyrska Str., Kyiv 03127, Ukraine;
e-mail: khrapatiysv@ukr.net)

S u m m a r y

The results of theoretical and experimental studies of the photothermoacoustic effect in a layered piezoelectric–semiconductor

plate are reported. To avoid the influence of optical irradiation on the physical properties of a semiconductor, thermal waves were excited in a piezoelectric. An expression describing the dependence of the potential difference across the piezoelectric layer on the physical and geometrical parameters of the structure under study is derived. The amplitude-frequency dependence of an information-bearing signal was experimentally studied, by using a layered *x*-cut quartz–silicon plate. The fitting of experimental data within the theoretical model allowed us to determine the reduced Young modulus of silicon.