

УДК 535.241.13

Д.М. Винник<sup>1</sup>, О.Г. Решотка<sup>2</sup>, Д.Ю. Сугак<sup>1,2</sup>, М.М. Ваків<sup>1,2</sup><sup>1</sup>Науково-виробниче підприємство «Карат»,<sup>2</sup>Національний університет «Львівська політехніка»,  
кафедра напівпровідникової електроніки

## ЗБУДЖЕННЯ ОБ'ЄМНИХ АКУСТИЧНИХ ХВИЛЬ ЗУСТРІЧНО-ШТИРКОВИМ ПЕРЕТВОРЮВАЧЕМ У КРИСТАЛАХ

© Винник Д.М., Решотка О.Г., Сугак Д.Ю., Ваків М.М., 2013

D.M. Vynnyk, O.G. Reshotka, D.Yu. Sugak, M.M. Vakiv

## EXCITATION OF BULK ACOUSTIC WAVES BY THE INTERDIGITAL TRANSDUCER AND THEIR PROPAGATION IN CRYSTALS

© Vynnyk D.M., Reshotka O.G., Sugak D.Yu., Vakiv M.M., 2013

Розглянуто теорію збудження зустрічно-штирковим перетворювачем (ЗШП) об'ємних акустичних хвиль з поверхні п'єзоелектричних кристалів. Одержані в явному вигляді вирази для величини зміщень і деформацій в об'ємних акустичних хвилях. З одержаних виразів випливає, що ЗШП можна розглядати як лінійну акустичну антену. З аналізу умов збудження об'ємних акустичних хвиль слідує, що у процесі збудження цих хвиль за допомогою ЗШП на високих частотах можуть виникати одночасно як об'ємні хвилі, що поширюються в глибину кристала, так і об'ємні хвилі (гармоніки), що розповсюджуються паралельно до поверхні кристала, а також поверхневі акустичні хвилі (гармоніки). Це слід враховувати під час конструювання таких пристроїв, які працюють на об'ємних акустичних хвилях.

*Ключові слова: акустооптика, акустооптичні дефлектори, поверхневі акустичні хвилі, об'ємні хвилі, надвисокі частоти, перерозподіл енергії, фазована ґратка, багатоелементний перетворювач.*

The paper presents the theory of excitation of interdigital transducer bulk acoustic waves from the surface of the piezoelectric crystal. The results obtained in explicit expressions for the displacements and strains in the excited bulk acoustic waves. From these expressions, it follows that the IDT can be regarded as a linear acoustic antenna. From the analysis of the excitation conditions of bulk acoustic wave is determined that the excitation of these waves by IDT at high frequencies can occur at the same time as bulk waves that propagate inside the crystal, as well as body waves (harmonics) that extend parallel to the surface of the crystal, as well as surface acoustic wave (harmonic). This fact should be taken into account in the design of devices, which run on bulk acoustic wave.

*Key words: acousto-optics, acousto-optics deflectors, surface acoustic waves, bulk wave, hypersonic frequencies, redistribution of energy, phased array, multi-element transducer*

### Вступ

У п'єзоелектричному середовищі можуть розповсюджуватися хвилі багатьох типів, зокрема об'ємні і поверхневі хвилі різних типів. Вивченню розповсюдження поверхневих хвиль, збуджених зустрічно-штирковими перетворювачами, що нанесені на поверхню п'єзоелектриків, присвячена

велика кількість робіт. У процесі створення пристроїв на ПАХ із ЗШП матеріал підкладки і її орієнтацію вибирають так, щоб зі всіх можливих поверхневих хвиль збуджувалась лише хвиля Релея. Однак практично завжди ЗШП збуджують одночасно об'ємні акустичні хвилі. Об'ємні акустичні хвилі в пристроях на ПАХ слугують джерелом зайвих сигналів, які погіршують роботу цих пристроїв. Тому під час розробки пристроїв на ПАХ намагаються внести зміни в їх конструкцію з метою усунення дії об'ємних акустичних хвиль. Однак існують пристрої, в яких робочим типом акустичних хвиль являються об'ємні акустичні хвилі, а збудження ПАХ необхідно звести до мінімуму. До таких пристроїв належать акустооптичні дефлектори НВЧ-діапазону, збудження об'ємних акустичних хвиль в яких здійснюється ЗШП з поверхні кристала ніобату літію [1]. Для розрахунку параметрів цих пристроїв необхідно мати явний аналітичний вигляд рівнянь хвиль деформації, що розповсюджуються під час збудження об'ємних акустичних хвиль ЗШП з поверхні кристала  $\text{LiNbO}_3$ . Розрахунок збудження об'ємних акустичних хвиль ЗШП є дуже складною задачею. Запропонований в роботах [2, 3] спрощений варіант розв'язання цієї задачі не враховує фізичних особливостей збудження об'ємних акустичних хвиль періодичними перетворювачами, зокрема й ЗШП.

### Розрахунок зміщень та деформацій у об'ємній акустичній хвилі, яка збуджена ЗШП

У роботі проведено розрахунок величини зміщень, а отже, і деформації в об'ємній акустичній хвилі, збудженій періодичним перетворювачем (фазовою ґраткою, зокрема ЗШП), наведеним на рис. 1.

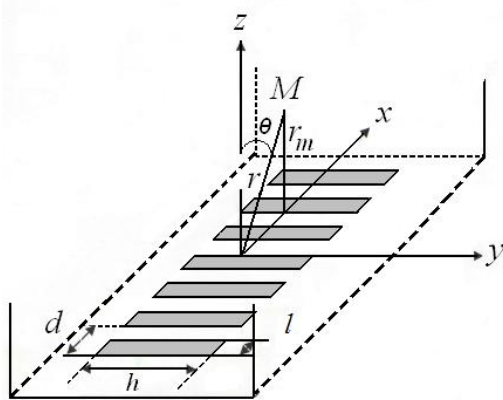


Рис. 1. Багатоелементний періодичний перетворювач

Вважається, що періодичний перетворювач складається з  $N$  незалежних джерел акустичних хвиль.

Для вектора поля зміщень  $\mathbf{U}$  пружної хвилі маємо [4]:

$$\mathbf{U} = \nabla \Phi + \nabla \times \mathbf{\Psi}, \quad (1)$$

тут  $\Phi$  та  $\mathbf{\Psi}$  – скалярний та векторний потенціали акустичного поля, відповідно, а  $\nabla = \partial / \partial x_i$ . Нижче для спрощення задачі розглянемо деформацію, спричинену лише поздовжніми акустичними хвилями. Тоді для  $z$ -компоненти величини деформації  $s_z$ , зумовленої акустичною хвилею в ізотропному середовищі, можна записати [4]:

$$s_z = \frac{\partial U_z}{\partial z} = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2}, \quad (2)$$

де  $U_z$  –  $z$ -компонента зміщення.

При цьому потенціал  $\Phi$  задовольняє умови хвильового рівняння:

$$\nabla^2 \Phi - \frac{1}{V_L^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} = 0, \quad (3)$$

де  $V_L$  – швидкість поздовжньої об'ємної акустичної хвилі.

Скалярний потенціал  $\Phi(x, y, z)$  в будь-якій точці  $z > 0$  можна визначити зі співвідношення [4]:

$$\Phi(x, y, z) = -\frac{1}{2\pi} \int_{S'} U_z(x'_m, y'_m, z=0) \frac{e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}_m}}{r_m} dS', \quad (4)$$

де  $S'$  – площа, по якій проводиться інтегрування (площа п'єзоперетворювача),  $r_m$  – віддаль від джерела пружних хвиль до заданої точки простору  $M$ ,  $U_z(x'_m, y'_m, z=0)$  – зміщення на поверхні п'єзоелектричного кристала в точці  $(x'_m, y'_m, z=0)$ . Враховуючи, що  $\mathbf{K} = \frac{2p}{\Lambda} \mathbf{m}$  – хвильовий вектор, а  $\Lambda = V / \Omega$  – довжина акустичної хвилі, то для акустичної хвилі з круговою частотою  $\Omega$ , коли очевидно враховані зміни зміщення з часом, можна записати

$$\Phi(x, y, z, t) = -\frac{1}{2\pi} \int_{S'} U_z(x'_m, y'_m, z=0) \frac{e^{i\Omega t - i\mathbf{K}r_m}}{r_m} dS' = \Phi(x, y, z) e^{i\Omega t}. \quad (5)$$

Під час обчислення інтегралу (4) вважається, що поза площею інтегрування  $U_z = 0$ . Знайдемо потенціал  $\Phi_{\text{Гр}}$ , який створюється всіма елементарними випромінювачами ґратки випромінювачів, наведеної на рис. 1, в точці  $M$ , декартові координати якої  $(x, y, z)$ , а сферичні координати –  $(r, \theta, \varphi)$ . Потенціал  $\Phi_{\text{Гр}}$ , створений ґраткою  $m$  фазованих випромінювачів в точці  $M$ , визначимо у вигляді суми потенціалів елементарних випромінювачів:

$$\Phi_{\text{Гр}}(x, y, z) = -\frac{1}{2\pi} \sum_{m=1}^N \int_{S'} U_z(x'_m, y'_m, z=0) \frac{e^{-i\mathbf{K}r_m}}{r_m} dS'. \quad (6)$$

Інтеграл (4) є добре відомим в теорії дифракції (оптика) і в теорії антен (радіотехніка) [5, 6]. Розглянемо на багатоелементному перетворювачі точку з координатами  $(x'_m, y'_m, z=0)$ . Точка  $M$  віддалена від цієї точки перетворювача на відстань  $r_m$ , що дорівнює

$$r_m = \sqrt{(x-x'_m)^2 + (y-y'_m)^2 + z^2} = \sqrt{r^2 - 2(xx'_m + yy'_m) + x_m^2 + y_m^2}, \quad (7)$$

де  $r$  – віддаль до точки  $M$  від початку координат.

Оскільки  $d/dz = \cos\theta(d/dr)$ , то для величини зміщення  $U_z$  маємо

$$U_z(x, y, z) = \frac{i\mathbf{K}}{2\pi} \cos\theta \sum_m \int_{S'} U_z(x'_m, y'_m, z=0) \frac{e^{-i\mathbf{K}r_m}}{r_m} \left(1 + \frac{1}{i\mathbf{K}r_m}\right) dS'. \quad (8)$$

Коли  $r_m \gg \lambda/2\pi$ , вираз (8) можна записати у вигляді

$$U_z(x, y, z) = \frac{i\mathbf{K}}{2\pi} \cos\theta \sum_m \int_{S'} U_z(x'_m, y'_m, z=0) \frac{e^{-i\mathbf{K}r_m}}{r_m} dS'. \quad (9)$$

Далі вважатимемо, що розміри багатоелементного перетворювача є малими порівняно з віддалю до точки  $M$  від початку координат. Отже,  $r \gg x_m$  і  $r \ll y_m$ .

Тому множник  $1/r_m$  можна замінити на  $1/r$ , і винести з-під знака інтегралу. Розкладаючи в чисельнику  $r_m$  в ряд за степенями  $x_m/r$  і  $y_m/r$  з точністю до членів другого порядку малості, маємо

$$r_m = r - \frac{xx'_m + yy'_m}{r} + \frac{x_m^2 + y_m^2}{2r} - \frac{(xx'_m + yy'_m)^2}{2r^3} + \dots \quad (10)$$

Для обчислення (9) потрібно задати функцію  $U_z(x'_m, y'_m, z=0)$ , яка описує випромінювання акустичних хвиль багатоелементним періодичним перетворювачем. Будемо вважати, що

$$|U_z(x'_m, y'_m, z=0)| = |U_z(x'_m)U_z(y'_m)| = U_0. \quad (11)$$

Причому амплітуда випромінювання для всіх елементів періодичного перетворювача з періодом  $d$  є однаковою і дорівнює  $U_0$ .

$$|U_z(x'_m)| = |U_z(x'_1 + md)| = |U_z(x'_1)| = \sqrt{U_0}, \quad (12)$$

$$U_z(x'_m) = U_z(x'_1 + md) e^{-i(m-1)\Phi'}, \quad (12a)$$

$$\frac{|U_z(x'_1 + md)|}{\sqrt{U_0}} = \begin{cases} 0, \text{ коли } |x'_m + md| > l/2 \\ 1, \text{ коли } |x'_m + md| \leq l/2 \end{cases}, \quad (13)$$

$$\frac{|U_z(y'_m)|}{\sqrt{U_0}} = \frac{|U_z(y'_1)|}{\sqrt{U_0}} = \begin{cases} 0, y'_m > l/2 \\ 1, y'_m \leq l/2 \end{cases}, \quad (14)$$

де  $l$  – ширина елемента перетворювача,  $h$  – його висота,  $\Phi'$  – різниця фаз між сусідніми елементами перетворювачів;  $d$  – період багатоелементного перетворювача. Вважаємо, що амплітуда зміщення, яка зумовлена елементарним випромінювачем акустичних хвиль, є однорідною.

Таким чином задача з обчислення величини зміщення (9) зводиться до обчислення інтегралу (4) з врахуванням (11)–(14) і підсумовування за  $m$  після заміни в експоненті  $r_m$  виразом (10). При цьому слід врахувати, що

$$x = r \sin \theta \cos \varphi; y = r \sin \theta \sin \varphi.$$

Обчислення інтегралу (4) значно спрощується, якщо знехтувати квадратичними і вищими членами розкладу за  $x_m$  і  $y_m$ . У цьому випадку ми маємо справу з дифракцією Фраунгофера для акустичного пучка, тобто акустичний пучок, збуджений багатоелементним перетворювачем, розповсюджується в області Фраунгофера (дальній зоні). Якщо квадратичними членами розкладу неможливо знехтувати, то акустичний пучок розповсюджується в області Френеля (ближній зоні) [5].

У наближенні Фраунгофера вираз (9), якщо помістити початок координат в перший елемент періодичної структури, можна подати у вигляді:

$$U_z(x, y, z) = \frac{iK \cos \theta}{2\pi} \cdot \frac{e^{-iKr}}{r} \sum_{m=1}^N e^{i(m-1)\Phi'} e^{iK[(m-1)d \sin \theta \cos \varphi]} \times \\ \times \int_{S'} U_z(x'_m) U_z(y'_m) e^{i[K(x'_m \sin \theta \cos \varphi + y'_m \sin \theta \sin \varphi)]} dx_1 dy_1 \quad (15)$$

Сума за  $m$  є сумою членів геометричної прогресії і, виконавши інтегрування в (15) з врахуванням (13) і (14) для зміщення  $U$ , одержимо:

$$U_z(x, y, z) = \frac{iK(U_0 Nlh) \cos \theta}{2\pi} \cdot \frac{e^{-i(Kr_0 + \Phi'_0)}}{r} \frac{\sin[0,5N(Kd \sin \theta \cos \varphi - \Phi')]}{N[0,5(Kd \sin \theta \cos \varphi - \Phi')]} \cdot \\ \cdot \frac{\sin[0,5(Kl \sin \theta \cos \varphi)]}{0,5(Kl \sin \theta \cos \varphi)} \cdot \frac{\sin[0,5(Kh \sin \theta \sin \varphi)]}{0,5(Kh \sin \theta \sin \varphi)} \quad (16)$$

де  $r_0 = r - 0,5(N-1)Kd \sin \theta \cos \varphi$ ,  $\Phi'_0 = 0,5(N-1)\Phi'$  – віддаль від середнього випромінювача до точки  $M$  і фаза в середньому випромінювачі відповідно.

Для зміщення в акустичній хвилі з врахуванням часових змін маємо:

$$U_z(x, y, z, t) = \frac{i(U_0 Nlh)K \cos \theta}{2\pi} e^{i(\Omega t - \Phi'_0)} \cdot \frac{e^{-iKr_0}}{r} \frac{\sin[0,5N(Kd \sin \theta \cos \varphi - \Phi')]}{N[0,5(Kd \sin \theta \cos \varphi - \Phi')]} \cdot \\ \cdot \frac{\sin[0,5(Kl \sin \theta \cos \varphi)]}{0,5(Kl \sin \theta \cos \varphi)} \cdot \frac{\sin[0,5(Kh \sin \theta \sin \varphi)]}{0,5(Kh \sin \theta \sin \varphi)} \quad (17)$$

Вираз (17) впливає з співвідношення (5). Оскільки  $r \gg 0,5(N-1)Kd \sin \theta \cos \varphi$ , то в (17) в експоненті можна замінити  $r_0$  на  $r$ . Далі розглянемо випадок, коли  $x^2 + y^2 \ll z$  (параксіальне наближення) та вважатимемо, що акустична хвиля розповсюджується в площині  $XOZ$ , тобто, що кут  $\varphi = 0$ . Тоді для зміщення  $U_z(z, t)$  хвилі, що розповсюджується в напрямку  $z$ , маємо

$$U_z(z, t) = \cos \theta \frac{iU_0 NlhK}{2\pi} e^{i(\Omega t - \Phi'_0)} \cdot \frac{e^{-iKz}}{z} \cdot F_c(\theta) \cdot I(Kl), \quad (18)$$

тут

$$F_c(\theta) = \frac{\sin[0,5N(Kd \sin \theta - \Phi')]}{N[0,5(Kd \sin \theta - \Phi')]}, \quad (19)$$

$$I(Kl) = \frac{\sin[0,5(Kl \sin \theta)]}{0,5(Kl \sin \theta)}. \quad (19a)$$

Для деформації  $S$  в хвилі, що розповсюджується в напрямку  $z$ , згідно з (2) і (18) маємо

$$S_z = S_0 (\dot{\mathbf{m}} \cdot \dot{\mathbf{m}}) F_c(\theta) I(Kl) \cos^2 \theta \cdot e^{i(\Omega t - \Phi'_0)} \cdot e^{-iKz}, \quad (20)$$

де  $S_0 = \frac{2p(U_0 Nlh)}{\Lambda^2 z}$  – амплітуда деформації,  $(\dot{\mathbf{m}} \cdot \dot{\mathbf{m}})$  – скалярний добуток одиничних векторів.

Величина  $F_c(\theta)$  визначає кутовий розподіл амплітуди деформації, чи величини зміщення. Рівняння (18) і (20) описують плоску акустичну хвилю. Область Фраунгофера для акустичного пучка, що описується рівняннями (18) і (20), визначається із співвідношення

$$z \gg \frac{2L^2}{\Lambda}, \quad (20a)$$

де  $L$  – довжина ґратки періодичних перетворювачів, в нашому випадку  $L = N \cdot d$ , де  $N$  – число елементарних випромінювачів фазованої ґратки перетворювачів. Число випромінювачів  $N$  дорівнює числу електродів в періодичному перетворювачі, зображеному на рис.1, для ЗШП число випромінювачів дорівнює числу електродів мінус один, тобто  $N-1$ . Проаналізуємо величини  $F_c(\theta)$  та  $I(Kl)$ , що входять у рівняння (18) і (20). Величина  $I(Kl)$ , обумовлена скінченними розмірами окремих елементів п'єзоперетворювача, залежить від їхньої ширини  $l$ .

Функція  $F_c(\theta)$  добре відома в теорії дифракції світла і в теорії антен [5,6]. Функцію  $F_c(\theta)$  за аналогією можна вважати множником акустичної антенної ґратки (фазованої ґратки перетворювачів), тобто можна стверджувати, що фазована ґратка перетворювачів є прямолінійною акустичною антенною ґраткою. Функція  $F_c(\theta)$  характеризує діаграму напрямленості акустичного поля в дальній зоні.

Напрямок головних пелюсток (головних максимумів) діаграми напрямленості визначається з такого співвідношення:

$$0,5(Kd \sin \theta - \Phi') = m_0 \pi, \quad m_0 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (21)$$

тут  $m_0$  визначає порядок головних пелюсток діаграми напрямленості. У випадку, коли  $\Phi' = \pi$ , тобто коли збудження об'ємної акустичної хвилі здійснюється зустрічно-штирковим перетворювачем для головних максимумів діаграми напрямленості для  $m_0 = 0$  і  $m_0 = -1$ , одержуємо з рівняння (21):

$$\sin \theta = \pm \frac{\Lambda}{2d} = \pm \frac{V_L}{2df}. \quad (22)$$

Як впливає з (22) зустрічно-штирковим перетворювачем збуджуються об'ємні акустичні хвилі, які розповсюджуються в напрямках, що симетричні відносно нормалі до площини перетворювача. З рівняння (22) впливає, що, коли виконується умова:

$$\Lambda_0 = 2d, \quad (23)$$

то кути розповсюдження акустичних хвиль, збуджених зустрічно-штирковим перетворювачем,  $\theta = \pm \pi/2$ , тобто акустичні хвилі розповсюджуються вздовж поверхні п'єзоелектрика. При  $V = V_R$ , де  $V_R$  – швидкість поверхневої хвилі Релея, умова (23) являється умовою фазового синхронізму для поверхневої хвилі Релея. З використанням (22) і (23) множник антенної ґратки (19) для поверхневих хвиль збуджених ЗШП можна подати у вигляді

$$F_c(q) = \frac{\sin \left[ 0,5N\pi \left( \frac{\Omega}{\Omega_0} - 1 \right) \right]}{0,5\pi \left( \frac{\Omega}{\Omega_0} - 1 \right)}, \quad (24)$$

де  $\Omega_0 = 2\pi f_0 = 2\pi \frac{V_s}{2d}$ .

Рівняння (24) є добре відомим в теорії поверхневих акустичних хвиль [7]. У літературі прийнято  $F_c(\theta)$  позначати через  $H(\Omega)$ .

У загальному випадку величина швидкості об'ємної акустичної хвилі залежить від кута  $\theta$  внаслідок анізотропії матеріалу підкладки, тобто  $V = V(\theta)$ . Як впливає з (22) при  $V = V(\pi/2)$ , може розповсюджуватися паралельно до поверхні об'ємна акустична хвиля (приповерхнева хвиля) з частотою  $f'_0 = \frac{V(p/2)}{2d}$  [8]. Частота  $f'_0$  являється граничною частотою, при якій може відбуватися збудження об'ємних акустичних хвиль за допомогою ЗШП. Очевидно, що співвідношення (24) має місце і для приповерхневих хвиль.

Умова (23) і співвідношення (24), показують, що збудження поверхневих акустичних хвиль має резонансний характер. Водночас збудження об'ємних акустичних хвиль за допомогою ЗШП з поверхні п'єзоелектриків, як впливає із (22), має нерезонансний характер. Для будь-якої довжини об'ємної акустичної хвилі, з  $\Lambda \leq \Lambda_0$ , що збуджується ЗШП, завжди існує свій кут розповсюдження  $\theta$ .

Тобто ЗШП можуть збуджувати об'ємні акустичні хвилі із частотами, більшими  $f > f'_0 = \frac{V(p/2)}{2d}$ .

При цьому кут розповсюдження об'ємних акустичних хвиль зменшується з частотою, а коли при  $f \rightarrow \infty$  – прямує до нуля.

Умову (23) можна також переписати для поверхневих акустичних хвиль у вигляді

$$(2m_0 + 1)\Lambda_{0;2m_0+1} = 2d, \quad m_0 = 0, 1, 2, \dots \quad (25)$$

або

$$\Lambda_{0;2m_0+1} = \frac{V_R}{(2m_0 + 1)f'_0}. \quad (26)$$

Для об'ємної акустичної хвилі, яка розповсюджується паралельно до поверхні, з якої збуджується акустична хвиля ЗШП,

$$\Lambda'_{0;2m_0+1} = \frac{V(p/2)}{(2m + 1)f'_0}. \quad (27)$$

З (26) і (27) випливає, що ЗШП може працювати на гармоніках. Тобто, якщо збудження об'ємних акустичних хвиль за допомогою ЗШП відбувається у широкій смузі надвисоких частот, то разом із збудженням основних мод об'ємних акустичних хвиль, можуть збуджуватися і гармоніки як поверхневої хвилі, так і об'ємної приповерхневої хвилі з  $V(\pi/2)$ .

Оскільки тип збудженої акустичної хвилі залежить лише від матеріалу і кристалографічної орієнтації п'єзоелектричної підкладки, то можна очікувати, що проведений аналіз збудження об'ємних поздовжніх акустичних хвиль ЗШП можна застосувати і до збудження ЗШП об'ємних поперечних хвиль. Це впливає з таких міркувань. Перепишемо рівняння (22) у вигляді

$$2d \sin \theta = (2m_0 + 1)\Lambda, \quad m_0 = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (28)$$

Рівняння (28) можна трактувати як таке, що описує умову складання (підсилення) двох когерентних акустичних поздовжніх хвиль внаслідок їх інтерференції. Ці хвилі випромінюються джерелами, відстань між якими  $2d$ . Очевидно, що для інтерференції двох когерентних поперечних акустичних хвиль, джерела яких розміщені на тій же відстані, рівняння (28) відрізняється лише довжиною акустичної хвилі  $\Lambda$ .

З проведеного розгляду випливає, що акустичний пучок, збуджений ЗШП з поверхні п'єзоелектрика розповсюджується як в зоні Френзеля, так і в зоні Фраунгофера. Дифракція Френзеля, або область Френзеля, буде спостерігатися на віддалі  $z$  від перетворювача [4]:

$$z < \frac{l^2}{\Lambda}. \quad (29)$$

Як видно із співвідношень (20а) і (29) область Фраунгофера для акустичного пучка лежить на значно більших відстанях від п'єзоперетворювача порівняно із областю Френзеля. В області Френзеля акустичний пучок не змінює своїх розмірів [4]. Слід зазначити, що в дальній зоні (область Фраунгофера) існує повне перекриття пучків всіх елементарних випромінювачів ЗШП. Зазначений випадок, розглянуто у цій роботі, і відповідає умові (20а). Однак існує можливість перекриття (інтерференції) пучків випромінювання лише найближчих елементарних випромінювачів (сусідів). Цей випадок відповідає умові:

$$z \gg \frac{8l^2}{\Lambda}. \quad (30)$$

Акустичний пучок, що збуджується ЗШП і розповсюджується в напрямку  $z$ , в області, яка визначається умовою (29), розповсюджується у вигляді  $N$  незалежних пучків, які не перекриваються і не змінюють своїх розмірів, а в області, що визначається умовою (30), розповсюджується пучок, діаграма напрямленості якого формується за рахунок дифракції акустичних хвиль і описується рівнянням (28).

### Висновки

З аналізу множника акустичної антенної ґратки випливає, що у випадку збудження об'ємних акустичних хвиль ЗШП з поверхні п'єзокристалів можуть збуджуватися як поверхневі акустичні

хвилі і їх гармоніки, так і приповерхневі об'ємні акустичні хвилі з гармоніками різних типів (поперечні і поздовжні), а також об'ємні акустичні хвилі різних типів, що розповсюджуються вглиб підкладки. Збудження всіх цих типів хвиль одночасно призведе до перерозподілу енергії між ними.

Як впливає з теорії антен, яку, що було показано, можна застосувати для аналізу роботи ЗШП, в дальній зоні під час збудження об'ємних акустичних хвиль крім головних пелюсток діаграми напрямленості збуджуються і бокові пелюстки. Рівень першої бокової пелюстки становить 0,212 від рівня головної пелюстки [6]. Способи зменшення рівнів бокових пелюсток є добре відомими з теорії антен, для цього використовують квазіоптимальний розподіл полів в акустичній антені [6].

Отримані результати слід брати до уваги під час конструювання пристроїв, що працюють на об'ємних акустичних хвилях, збуджених ЗШП з поверхні п'єзокристалів.

1. Волик Д.П., Роздобудько В.В. // Журнал технической физики. – 2009. – Т. 79, вып. 6. – С. 124–128.
2. Alphonse G.A. // RCA Rev. – 1972. – Vol. 33, № 3. – P. 543–594.
3. Балакишич В.И., Парыгин В.Н., Чирков Л.Е. Физические основы акустооптики. – М.: Радио и связь, 1985. – 280 с.
4. Кайно Г. Акустические волны. – М.: Мир, 1990. – 656 с.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. – М.: Наука, 1973. – 719 с.
6. Лавров А.С., Резников Г.Б., Антенно-фидерные устройства. – М.: Сов. радио, 1974. – 367 с.
7. Олинер А., Фарел Д., Джерард Г., Слободник Э. Эш, Э., Смит Г., Поверхностные акустические волны / Под ред. А. Олинера. – М.: Мир, 1981. – 390 с.
8. Морган Д. Устройства обработки сигналов на поверхностных акустических волнах. – М.: Радио и связь, 1990. – 416 с.