

## ДОСЛІДЖЕННЯ ФАКТОРІВ ВПЛИВУ НА ПОТЕНЦІЙНІ МОЖЛИВОСТІ ЛАЗЕРНИХ СИСТЕМ АКУСТИЧНОЇ РОЗВІДКИ

*В.І. ЗАБОЛОТНИЙ, О.Ю. ЄВТУХОВА, Т.М. МАРТИНЕНКО*

Дана праця направлена на дослідження особливостей роботи лазерних систем акустичної розвідки (ЛСАР) та визначення факторів, що впливають на їх потенційні можливості і при цьому пов'язані з особливостями конструкції самого приладу. В результаті дослідження створені відповідні якісні та кількісні моделі, що дозволяють оцінювати кількісні характеристики способів та засобів захисту від ЛСАР.

*Ключові слова:* лазерні системи акустичної розвідки.

### ВСТУП

В наш час питання захисту інформації є актуальним та важливим. З розвитком науки створюються нові, все більш ефективні засоби ведення розвідки.

Одним із каналів витоку мовної інформації з приміщень є використання лазерних систем акустичної розвідки (ЛСАР). ЛСАР дозволяє відтворити мову, будь-які інші звуки та акустичні шуми в приміщенні шляхом лазерно-локаційного зондування віконних шибок та інших відбиваючих поверхонь.

Існують кілька схем побудови ЛСАР [1], що забезпечують різну якість розвідування інформації. Найчастіше на практиці використовуються схеми з сумішеним лазером та фотодетектором. Схеми відрізняються в залежності від типу використовуваного лазера, активного середовища. Розрізняють твердотільні, рідкокристалічні, газові і напівпровідникові лазери. Для побудови ЛСАР найчастіше використовують газові та твердотільні лазери.

Для якісного захисту від ЛСАР потрібно враховувати особливості її роботи, в тому числі і чинники, що негативно впливають на якість ведення розвідки. Це дасть змогу знайти її потенційні можливості і на їх основі запропонувати необхідні заходи захисту.

### 1. ЗАГАЛЬНА МОДЕЛЬ КАНАЛУ ВИТОКУ ІНФОРМАЦІЇ ПРИ ВИКОРИСТАННІ ТИПОВОЇ СХЕМИ ЛСАР

Типова схема ЛСАР (рис. 1) заснована на принципі інтерферометра Майкельсона [1]. Принцип роботи даної схеми описується наступним чином: когерентний промінь лазера розчіплюється дільником пучка (сплітером) на 2 частини: опорний промінь та інформаційний. Опорний промінь відбивається від опорного дзеркала і направляється на фотодетектор. При відбиванні інформаційного променя від віконного скла відбувається його модуляція звуковою частотою. Відбитий промодульований промінь направляється на фотодетектор, де інтерферує з опорним променем. Сигнал на фотодетекторі після фільтрації підсилюється і подається для подальшого аналізу.

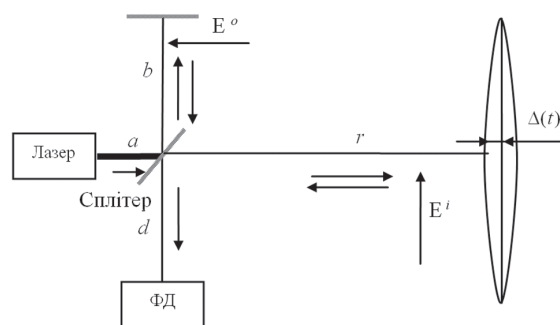


Рис. 1. Типова схема ЛСАР (інтерферометр Майкельсона)

Дана схема створює значну оптичну різницю ходу  $\delta_1$  інформаційного та опорного променів

$$\delta_1 = (a + 2r + d + 2\Delta(t)) - (a + 2b + d) = 2(r + \Delta(t) - b). \quad (1)$$

Оптична різниця ходу променів дорівнює:

$$\delta = n_1 \Delta l_1 - n_2 \Delta l_2, \quad (2)$$

де  $n_1, n_2$  – показники заломлення середовищ;  $\Delta l_1, \Delta l_2$  – відстані, що проходять промені.

В даному випадку середовище – повітря, тому  $n_1 = n_2 = 1$ , а  $\delta = \Delta l_1 - \Delta l_2$ .

Така схема використовується для ЛСАР з газовим лазером. Для використання ЛСАР з твердотільним лазером типова схема повинна бути модифікована з наведених нижче причин.

### 2. ПРОБЛЕМА МАЛОЇ КОГЕРЕНТНОСТІ ТВЕРДОТІЛЬНИХ ЛАЗЕРІВ

Твердотільні лазери володіють малою в порівнянні з газовими когерентністю. Це пояснюється наступним чином. Часова когерентність визначається часом  $t_k$ , на протязі якого випромінювання, випущене з однієї точки джерела, залишається когерентним (наприклад, дає інтерференційну картину на інтерферометрі Майкельсона). Часова когерентність пов'язана з монохроматичністю [2]. Цей зв'язок виражається формулою:

$$t_k = \frac{1}{\Delta\nu}, \quad (3)$$

де  $\Delta\nu$  – ширина спектру випромінювання, Гц. Чим менша ширина спектру  $\Delta\nu$ , тим вище ступінь монохроматичності випромінювання, і тим більша часова когерентність.

Величина оптичної різниці ходу двох хвиль, при якій зберігається їх здатність інтерферувати,

обмежується довжиною когерентності, що обчислюється наступним чином:

$$l_k = t_k \times c, \quad (4)$$

де  $c$  – швидкість світла, м/с. Тому для отримання інтерференційної картини на фотодетекторі оптична різниця ходу інформаційного та опорного променів повинна бути меншою за довжину когерентності лазера ( $\delta < l_k$ ).

Твердотільні лазери, на відміну від газових, мають в своєму випромінюванні значний діапазон частот (порівняно велике значення  $\Delta\nu$ ), тобто відрізняються невисокою монохроматичністю.

Взагалі спектр генерації лазерів формується в результаті складної взаємодії між активною речовиною та коливальною системою [3]. Розглянемо основні фактори, що визначають спектр випромінювання лазерів. Перш за все робочий перехід активної речовини характеризується власною шириною лінії, що визначається спонтанним випромінюванням (рис. 2).

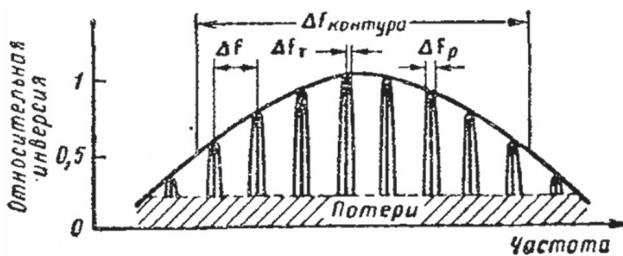


Рис. 2. Спектр випромінювання лазера

В реальних умовах за рахунок різних факторів (ефект Доплера, удари між атомами та молекулами, удари зі стінками) контур лінії розширюється. В межах розширеної лінії розміщуються резонансні лінії резонатора, частоти яких обчислюються за формулою:

$$f_p = \frac{c}{2L \cdot n}. \quad (5)$$

Число резонансних ліній визначається шириною лінії переходу та відстанню між сусідніми піками. Для виготовлення ЛСАР доцільно використовувати лазери, що працюють на одній резонансній частоті, тобто їхній спектр визначається одним резонансним піком.

Ширина резонансного піка визначається добротністю резонатора:

$$\Delta f_p = \frac{f}{Q} = \frac{\alpha c}{2\pi L}. \quad (6)$$

В результаті того, що найбільше посилення активного середовища відбувається в центрі піка резонатора, спектральна лінія випромінювання також розташовується в цьому центрі і має теоретичну ширину:

$$\Delta f_T = \frac{8\pi h f}{P} \Delta f_p^2. \quad (7)$$

Оскільки частота випромінювання визначається довжиною резонатора, то ширина лінії буде дорівнювати  $\Delta f_T$ , якщо витримувати постійність довжини резонатора з точністю

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{\Delta f_T}{f_T}. \quad (8)$$

Оскільки через механічні та температурні нестабільності таку стабільність довжини резонатора витримати практично неможливо, то дійсна ширина спектра кожної лінії на декілька порядків більша гранично досяжної.

Отже, як видно з формул (3) та (4), широкий спектр випромінювання призводить до зменшення часу когерентності  $t_k$  та довжини когерентності  $l_k$ , а для отримання чіткої інтерференційної картини бажано забезпечити якомога меншу оптичну різницю ходу інтерферуючих променів ( $\delta < l_k$ ).

Тому для ЛСАР з твердотільним лазером застосовують модифіковану схему – двопробіневу.

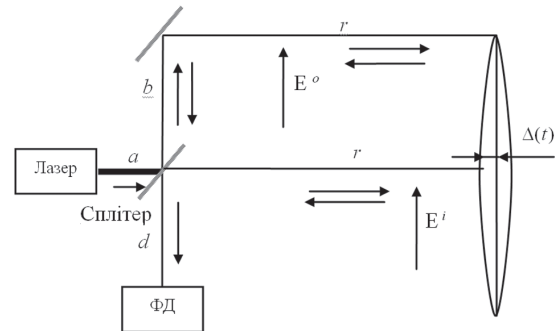


Рис. 3. Двопробінева схема ЛСАР

Відмінність від типової схеми полягає в тому, що опорний промінь направляється на край вікна, і, відбиваючись від нього, спрямовується на фотодетектор. Тоді оптична різниця ходу променів обчислюється наступним чином:

$$\delta_2 = (a + 2r + d + 2\Delta(t)) - (a + 2b + 2r + d) = 2(\Delta(t) - b). \quad (9)$$

Порівняємо оптичні різниці ходу типової і двопробіневої схеми. При порівнянні формул (1) та (9) видно, що  $\delta_2 < \delta_1$ . Отже, схема, зображена на рис. 3, дозволяє зменшити оптичну різницю ходу променів, що зробить інтерференційну картину, отриману з допомогою твердотільного лазера, контрастнішою, і як результат, підвищить чутливість приладу.

### 3. МІНІМІЗАЦІЯ ОПТИЧНОЇ РІЗНИЦІ ХОДУ ІНФОРМАЦІЙНОГО ТА ОПОРНОГО ПРОМЕНІВ

Схему, зображену на рис. 3, можна вдосконалити, звівши оптичну різницю ходу опорного та інформаційного променів до мінімуму. Вдосконалена схема зображена на рис. 4.

Оптична різниця ходу для даної схеми обчислюється наступним чином:

$$\begin{aligned} \delta_3 &= (a + 2c + 2b + 2(r - c) + d + 2\Delta(t)) - \\ &- (a + 2b + 2r + d) = a + 2c + 2b + 2r - \\ &- 2c + d + 2\Delta(t) - a - 2b - 2r - d = 2\Delta(t). \end{aligned} \quad (10)$$

На схемі, що зображена на рис. 5, КБ – компенсаційний блок. КБ, крізь який проходить інформаційний промінь, призначений для зменшення оптичної різниці ходу між інформаційним

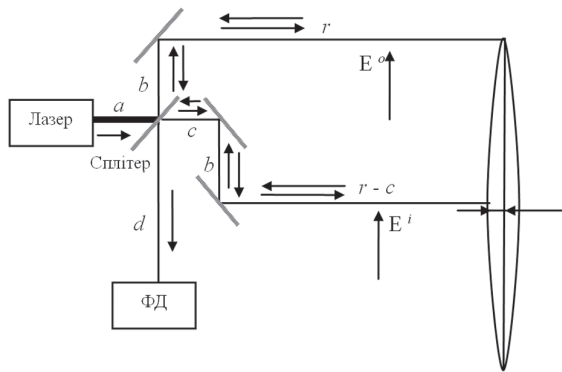


Рис. 4. Схема, що дозволяє зменшити оптичну різницю ходу опорного та інформаційного променів (1 спосіб)

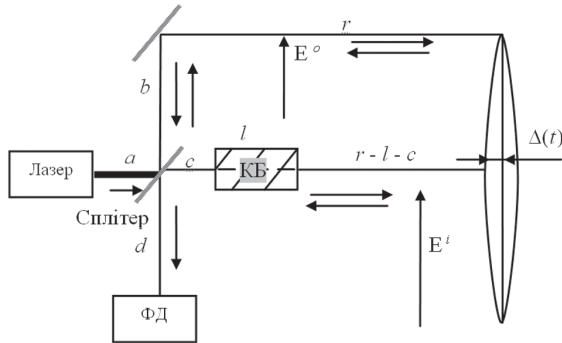


Рис. 5. Схема, що дозволяє зменшити оптичну різницю ходу опорного та інформаційного променів (2 спосіб)

та опорним променем. Він являє собою тіло, протилежні грані якого паралельні, довжиною  $l$ , виготовлене з напівпрозорого матеріалу (наприклад, деяке скло), оптична густина  $n_B$  якого більша за оптичну густина повітря, тобто  $n_B > 1$ . Тоді для оптичної різниці ходу справедливе співвідношення (6):

$$\delta_4 = (a + 2c + 2b + 2l \cdot n_B + 2(r - l - c) + d + 2\Delta(t)) - (a + 2b + 2r + d) = 2(l \cdot n_B - l + \Delta(t) - b). \quad (11)$$

Для отримання чіткої інтерференційної картини бажано забезпечити якомога меншу оптичну різницю ходу інтерферуючих променів, тобто потрібно, щоб  $\delta_4 \rightarrow 0$ . Оскільки  $\Delta(t) \ll l$ ,  $\Delta(t) \ll b$ , то для визначення  $l$  величиною  $\Delta(t)$  можна знехтувати. Тоді справедливе наступне співвідношення:

$$\delta_4 = 2(l \cdot n_B - l - b) = 0. \quad (12)$$

Зі співвідношення (7) впливає, що для отримання оптичної різниці ходу близької до нуля, КБ, виготовлений з матеріалу з відомою оптичною густиною  $n_B$  повинен мати довжину  $l$ , що обчислюється за формулою:

$$l = \frac{b}{n_B - 1}. \quad (13)$$

#### 4. МАТЕМАТИЧНЕ ОБГРУНТУВАННЯ ОПТИМАЛЬНОСТІ ЗАПРОПОНОВАНИХ СХЕМ

Для обґрунтування оптимальності запропонованих схем (рис. 4 та рис. 5) визначимо кореляцію між опорним та інформаційним променем в точці падіння їх на фотодетектор. Чим більш

корельованими є промені, тим кращою є якість ведення розвідки. Для визначення кореляції між опорним та інформаційним променем скористаємося теоремою Хінчіна-Вінера [4]:

$$F(\omega) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} B(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau = 4 \int_0^{\infty} B(\tau) \cos \omega\tau d\tau, \quad (14)$$

$$B(\tau) = \frac{1}{4\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(\omega) e^{-i\omega\tau} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} F(\omega) \cos \omega\tau d\omega, \quad (15)$$

де  $F(\omega)$  – спектральна функція;  $B(\tau)$  – функція кореляції;  $\tau$  – різниця часу проходження відстані до фотодетектора інформаційним та опорним променем;  $\omega$  – циклічна частота випромінювання лазера, що пов'язана з частотою  $f$  співвідношенням

$$\omega = 2\pi f \quad (16)$$

і через власну нестабільність лазера є змінною величиною. Оскільки функція  $F(\omega)$  не дорівнює 0 лише на інтервалі  $[\omega_p - \Delta\omega_m; \omega_p + \Delta\omega_m]$ , то

$$B(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_p - \Delta\omega_m}^{\omega_p + \Delta\omega_m} F(\omega) \cos \omega\tau d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_p - \Delta\omega_m}^{\omega_p + \Delta\omega_m} F(\omega) \cos \omega\tau d\omega. \quad (17)$$

Різниця часу  $\tau$  визначається наступним чином:

$$\tau = \frac{\delta_4}{c} = \frac{2\Delta(t)}{c}. \quad (18)$$

За приблизними оцінками  $\Delta(t) \approx 5$  нм. Тоді

$$\tau \approx \frac{2 \cdot 5 \cdot 10^{-9}}{3 \cdot 10^8} \approx 3,3 \cdot 10^{-17} \text{ с}. \quad (19)$$

Довжина хвилі лазерів, що використовуються для ЛСАР, може знаходитися між видимим та інфрачервоним випромінюванням. Сучасні лазери працюють на частотах приблизно  $3 \cdot 10^{13} - 5 \cdot 10^{14}$  Гц.

Тоді

$$\begin{aligned} \cos \omega\tau &= \cos(2\pi \cdot 3 \cdot 10^{13} \cdot 3,3 \cdot 10^{-17}) \approx \\ &\approx \cos(6,2 \cdot 10^{-3}) \approx 1. \end{aligned} \quad (20)$$

Оскільки  $\Delta\omega_m$  має невелике значення (в порівнянні з  $\omega_p$ ), то  $\cos \omega\tau \approx 1$  на всьому інтервалі  $[\omega_p - \Delta\omega_m; \omega_p + \Delta\omega_m]$ . Тоді

$$B(\tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{\omega_p - \Delta\omega_m}^{\omega_p + \Delta\omega_m} F(\omega) d\omega, \quad (21)$$

тобто при даному значенні  $\tau$  функція  $B(\tau)$  наближається до свого максимального значення і промені при цьому є корельованими, що й треба було довести.

#### 5. НЕРІВНОМІРНИЙ РОЗПОДІЛ НАПРУЖЕНОСТІ МІЖ ІНФОРМАЦІЙНИМ ТА ОПОРНИМ ПРОМЕНЕМ

В загальному випадку, освітленість фотодетектора при інтерференції описується формулою [5]:

$$I(t) \approx (E_o(t) + E_i(t))^2, \quad (22)$$

де  $E_o(t)$  – напруженість поля опорного променя,  $E_i(t)$  – напруженість поля інформаційного про-

меню. Напруженість поля опорного променя для схеми на рис. 2 представлена наступною формулою:

$$E_o(t) = E_o \sin \varphi_o(t) = E_o \sin(2\pi ft + k(a + 2b + 2r + d)), \quad (23)$$

а напруженість поля інформаційного сигналу:

$$E_i(t) = E_i \sin \varphi_i(t) = E_i \sin(2\pi ft + k(a + 2c + 2b + 2(r - c) + d + 2\Delta(t))) = E_i \sin(2\pi ft + k(a + 2b + 2r + d + 2\Delta(t))). \quad (24)$$

Для ідеального випадку амплітуди світлових векторів  $E_o(t)$  та  $E_i(t)$  повинні збігатися. Але на практиці амплітуди напруженостей опорного та інформаційного променів не є рівними, тобто  $E_o \neq E_i$ . Розглянемо як це вплине на сигнал на фотодетекторі. Тоді освітленість фотодетектора виражатиметься формулою:

$$I(t) \approx (E_i(t) + E_o(t))^2 = (E_i \sin(2\pi ft + k(a + 2b + 2r + d + 2\Delta(t))) + E_o \sin(2\pi ft + k(a + 2b + 2r + d)))^2 = (E_i \sin(2\pi ft + kL(t)) + E_o \sin(2\pi ft + kC))^2. \quad (25)$$

Представимо результат у вигляді

$$I(t) \approx E^2(t) = E^2 \cdot \sin^2 \varphi(t), \quad (26)$$

де

$$E = \sqrt{E_i^2 + E_o^2 + 2E_i E_o \cos(\varphi_i(t) - \varphi_o(t))} = \sqrt{E_i^2 + E_o^2 + 2E_i E_o \cos(2\Delta(t))} \quad (27)$$

та

$$\varphi(t) = \arctg \frac{E_i \sin(2\pi ft + kL(t)) + E_o \sin(2\pi ft + kC)}{E_i \cos(2\pi ft + kL(t)) + E_o \cos(2\pi ft + kC)}. \quad (28)$$

Порівняємо графіки сигналів для випадку, коли  $E_o = E_i$  та  $E_o \neq E_i$  (рис. 6а та 6б).

При порівнянні графіків (рис. 6а та 6б) видно, що при  $E_o \neq E_i$  глибина модуляції сигналу звуковою частотою зменшується (огинаюча сигналу на рис. 6б не досягає 0). Чим більша різниця амплітуд  $E_o$  та  $E_i$ , тим менша глибина модуляції.

На рис. 7  $D_m$  – величина, що показує зменшення глибини модуляції в залежності від відношення  $E_i$  до  $E_o$ . З графіку видно, що глибина модуляції тим більша, чим ближче до 1 відношення  $E_i$  до  $E_o$ .

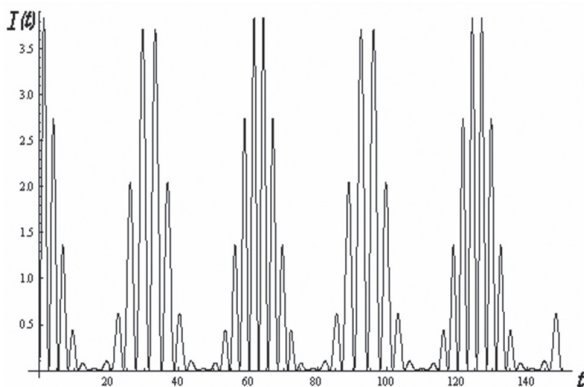


Рис. 6а. Графік сигналу на фотодетекторі при  $E_o = E_i$

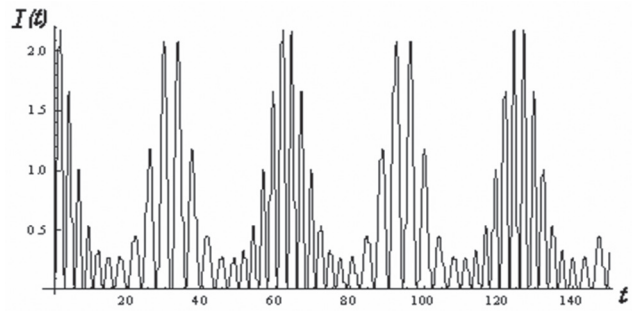


Рис. 6б. Графік сигналу на фотодетекторі при  $E_o = 0,5 E_i$

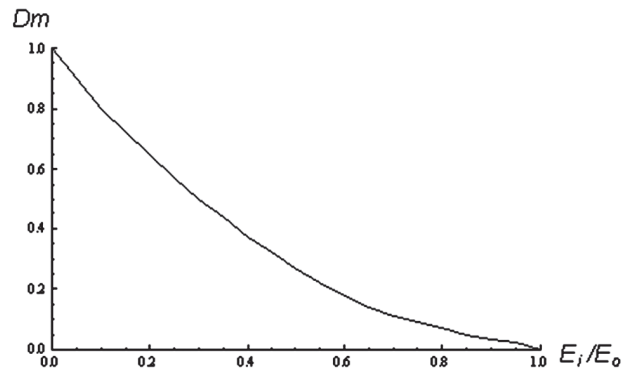


Рис. 7. Графік залежності зменшення глибини модуляції від відношення амплітуд інформаційного та опорного променів

## 6. ВІДХИЛЕННЯ ОПОРНОГО ПРОМЕНЮ ПРИ КОЛИВАННІ ШИБКИ ВІКНА

При коливанні шибки вікна кут відбивання опорного променя, що падає на край шибки, буде змінюватися, що призведе до відхилення відбитого опорного променя при падінні на опорне дзеркало на деяку відстань  $z$ . Кут відхилення залежить від способу закріплення скла в рамі. Розглянемо шарнірне кріплення, при якому кромка пластини під дією звукового тиску може здійснювати обертальний рух уздовж внутрішніх границь рами, що можливо за умови закріплення тільки країв пластини (рис. 8). Вибір даного виду кріплення пластини скла в рамі пояснюється тим, що він забезпечує найбільший кут відхилення променю.

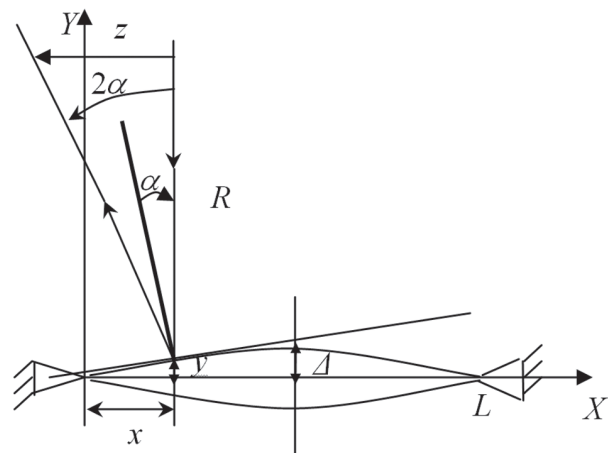


Рис. 8. Відхилення опорного променя при шарнірному кріпленні

При шарнірному кріпленні шибка коливатиметься по закону синуса.

$$y = \Delta_l \sin \pi \frac{x}{L}, \quad (29)$$

$$\Delta_l = \Delta(t) = \Delta \sin w_3 t, \quad (30)$$

$$y_{x,t} = \Delta \sin \pi \frac{x}{L} \cdot \sin w_3 t, \quad (31)$$

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{\partial y'}{\partial x} = \Delta \frac{\pi}{L} \cdot \cos \pi \frac{x}{L} \cdot \sin w_3 t \approx \alpha \cdot \sin w_3 t, \quad (32)$$

$$z \approx 2R\alpha, \quad (33)$$

$$z_{xt} = 2R \frac{\pi}{L} \cos \pi \frac{x}{L} \cdot \sin w_3 t, \quad (34)$$

$$z = 2R \frac{\Delta \pi}{L} \approx 6 \frac{R}{L} \Delta. \quad (35)$$

За приблизними оцінками, амплітуда коливання віконного скла  $\Delta \approx 5$  нм. Припустимо, що розвідка ведеться з відстані  $R = 50$  м, а вікно, через яке ведеться розвідка, має довжину  $L = 1$  м. Тоді

$$z = 6 \cdot \frac{50}{1} \cdot 5 \cdot 10^{-9} = 1,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \quad (36)$$

тобто для вказаних умов ведення розвідки відхилення опорного променя  $z \approx 1,5$  мкм і є замалим для створення відчутних завад.

## ВИСНОВКИ

Отже, в даній статті були розглянуті фактори, що негативно впливають на якість ведення розвідки за допомогою ЛСАР. До таких факторів належать нерівномірний розподіл напруженості між інформаційним та опорним променями, відхилення опорного променя при коливанні шибки вікна та мала когерентність випромінювання при використанні твердотілого лазера. Проаналізовані і запропоновані схеми (рис. 4 та рис. 5), що вирішують проблему зменшення оптичної різниці ходу інформаційного та опорного променя, зводячи її до мінімуму і таким чином знижують вплив малої когерентності на якість прийнятого сигналу.

Створені окремі моделі, вибором яких можна створювати найкращі потенційні можливості ЛСАР для відповідних умов їх використання, дозволяють оцінювати кількісні характеристики способів та засобів захисту від ЛСАР.

### Література.

- [1] Laser microphone – <http://www.williamson-labs.com/laser-mic.htm>
- [2] Сэм М.Ф. Лазеры и их применение // Соросовский образовательный журнал – 1996. – № 6
- [3] Справочник по радиоэлектронике в трех томах / Куликовский А. А. – Том 3, М.: «Энергия», 1970 – 816 с.
- [4] Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники. Книга первая – М.: «Советское радио», 1969. – 752 с.
- [5] Малашин М.С. Основы проектирования лазерных локационных систем : учеб. пособие / М.С. Малашин, Р.П. Каминский, Ю.Б. Борисов. – М.: «Высшая школа», 1983. – 207 с.

Надійшла до редколегії 17.06.2010.



**Заболотний Володимир Ілліч**, канд. техн. наук, доцент кафедри БІТ ХНУРЕ. Область наукових інтересів: технічний захист інформації.



**Євтухова Ольга Юріївна**, студент кафедри БІТ ХНУРЕ. Область наукових інтересів: технічний захист інформації.



**Мартиненко Тетяна Михайлівна**, студент кафедри БІТ ХНУРЕ. Область наукових інтересів: технічний захист інформації.

УДК 621.375.826:534.8

**Исследование факторов влияния на потенциальные возможности лазерных систем акустической разведки / В.И. Заболотный, О.Ю. Евтухова, Т.М. Мартыненко // Прикладная радиоэлектроника: науч.-техн. журнал. – 2010. Том 9. № 3. – С. 449–453.**

В статье были проведены исследование особенностей работы лазерных систем акустической разведки (ЛСАР) и определены факторы, влияющие на их потенциальные возможности и при этом связанные с особенностями конструкции самого прибора. В результате исследования созданы соответствующие качественные и количественные модели, позволяющие оценивать количественные характеристики способов и средств защиты от ЛСАР.

*Ключевые слова:* лазерные системы акустической разведки.

Ил. 08. Библиогр.: 05 назв.

UDC 621.375.826:534.8

**Investigation of factors influencing the potential of laser systems of acoustic intelligence / V.I. Zabolotny, O.Yu. Evtuhova, T.M. Martynenko // Applied Radio Electronics: Sci. Mag. – 2010. Vol. 9. № 3. – P. 449-453.**

The paper is devoted to researching operation features of laser systems of acoustic intelligence (LSAI) and defining factors which influence their potential possibilities and which are connected with features of the design of the device itself. As a result of the research appropriate qualitative and quantitative models are created which allow to estimate the quantitative characteristics of ways and means for protection against LSAIs.

*Key words:* laser systems of acoustic intelligence.

Fig. 08. Ref.: 05 items.