

УДК 535.31

Т.В. Мелешко, ст. викладач кафедри ЗЗІ
А.Д. Сорокун, аспірант НАУ
Р.Д. Цигвінцев, аспірант НАУ
В.А. Швець, к. т. н., доцент кафедри ЗЗІ

ПРОЦЕСИ ЗМЕНШЕННЯ ІНТЕНСИВНОСТІ ЗОНДУВАЛЬНОГО ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В ЗАЛЕЖНОСТІ ВІД ДОВЖИНИ ХВИЛІ

Національний авіаційний університет, м.Київ, sorokunnet@ukr.net

У данній статті розглянуті процеси зменшення інтенсивності зондувального лазерного випромінювання в залежності від довжини хвилі. Проаналізовано основні ефекти, що можуть перешкоджати вільному поширенню світла: відбиття й преломлення, поглинання та розсіювання у атмосфері та при взаємодії зі склопакетом. Розглянуто кутову залежність коефіцієнта відбиття на прикладі границі розділу двох прозорих середовищ зі значеннями показника переломлення та наведено коефіцієнти дифузного відбиття матеріалів. Визначено найбільш вірогідний діапазон довжин хвилі, який може бути використаний зловмисником.

Ключові слова: лазерні системи акустичної розвідки, оптичні лазери, акустична розвідка.

Вступ

Останнім часом з'явилася інформація про те, що спецслужби різних країн та недобросовісно конкуруючі фірми для несанкціонованого отримання мовної інформації все частіше використовують дистанційні портативні засоби акустичної розвідки. Ці повідомлення закономірно викликають серйозні побоювання керівників служб безпеки підприємств та організацій. Найбільш сучасними та ефективними вважаються лазерні системи акустичної розвідки (ЛСАР), які дозволяють відтворювати мову, будь-які інші звуки та акустичні шуми при лазерному зондуванні віконного скла та інших відбиваючих поверхонь.

Оптичні лазерні засоби забезпечують найбільш приховане зняття інформації. Використовуючи невидимий лазерний промінь, вони забезпечують один з основних принципів будування оперативної техніки - прихованість факту зняття конфіденційної інформації.

За матеріалами преси (у тому числі й спеціальних видань), продавці спецтехніки відзначили сплеск зацікавленості покупців саме до лазерних мікрофонів. У зв'язку з цим доречно провести аналіз сучасного рівня розвитку ЛЗАР, торкнутися фізичних особливостей зняття інформації та розглянути ряд факторів, що впливають на результати застосування даного засобу.

Досягнення в розвитку лазерної техніки дозволили значно покращити технічні характеристики та надійність роботи даних систем розвідки. Особлива привабливість оптичних систем розвідки обумовлена тим, що вони дозволяють вирішувати задачі знімання мовної інформації максимально безпечно, на відстані, опосередковано, уникаючи необхідності заходження в приміщення, що цікавить, з метою розміщення там підслуховуючого пристрою. Будь-яке проникнення завжди пов'язано з певним ризиком. До того ж, виявлення працюючого лазерного мікрофону досить складне, а в ряді випадків технічно нездійсненне.

Існує вірогідність, що противник буде використовувати ЛСАР працюючі у невидимому оку діапазоні. Але лазерний промінь не одноазу потрапляє на сам предмет, а проходить крізь атмосферу, скло і аж потім потрапляє на предмети.

Основна частина

Одним з факторів, якості знімання інформації є параметри атмосфери, які впливають на поширення променями світла як від лазера до зондуємої поверхні, так і від поверхні до приймача ЛСАР.

Атмосфера являє собою суміш газів, які містять тверді частинки, що знаходяться в зваженому стані. Хімічний склад і розміри цих частинок змінюються в дуже великих межах. Газу що входять до складу атмосфери поглинають лазерне випромінювання, а частинки розсіюють його. В результаті цього інтенсивність лазерного випромінювання послаблюється та зменшується пропорційно до відстані.

Вплив атмосфери на лазерне випромінювання може відбуватися наступними способами:

1. Випромінювання поглинається газами на шляху його розповсюдження;
2. Випромінювання розсіюється частинками на шляху його розповсюдження;
3. Випромінювання послаблюється газами та частинками (аерозолями), які знаходяться на шляху лазерного випромінювання.

Слід зазначити, що основними газами з яких складається земна атмосфера є азот, кисень, водяний пар, двоокис вуглецю, метан та озон. Всі зазначені газу, а також інші, безпосередньо впливають на розповсюдження лазерного випромінювання в атмосфері. Як приклад, впливу атмосфери на

розповсюдження лазерного випромінювання, на рис. 1 а,б,в заштрихованими ділянками наведено ділянки поглинання випромінювання парами води, двоокисом вуглецю та озону. Сумарна крива спектрального пропускання лазерного випромінювання атмосферою, в діапазоні довжин хвиль від 1 до 15мкм, наведена на рис. 1г.

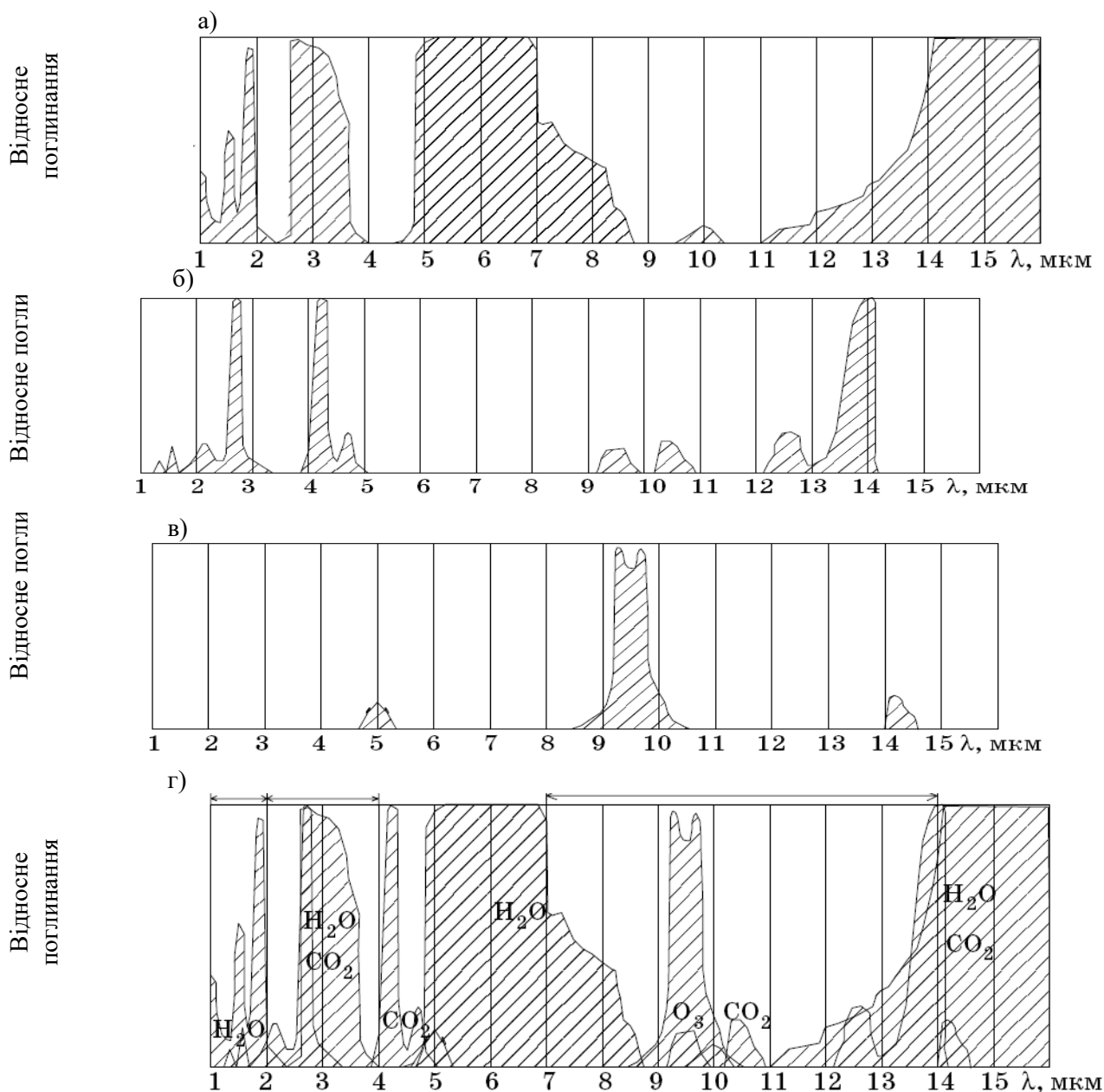


Рисунок 1. Оптичні властивості атмосфери: а – поглинання парами води; б – поглинання двоокисом вуглецю; в – поглинання озonom; г – сумарне поглинання

Величини, якими характеризується вплив атмосфери на розповсюдження лазерного випромінювання, є коефіцієнти поглинання, розсіювання та ослаблення лазерного випромінювання.

Розсіювання лазерного випромінювання – це процес, при якому молекули, або частинки, що знаходяться на шляху випромінювання, запозичують енергію падаючої хвилі та перевипромінюють її в повний тілесний кут, вершиною якого є розсіюючий елемент. Ослаблення лазерного випромінювання – це сумарний ефект взаємодії випромінювання з молекулами, або частинками, обумовлений розсіюванням та поглинанням.

За результатами аналізу значень коефіцієнта пропускання лазерного випромінювання в приземленому шарі атмосфери, в залежності від різних оптичних моделей атмосфери та метрологічної дальності видимості було визначено найбільш оптимальні, з точки захисту інформації, значення коефіцієнтів молекулярного розсіювання, аерозольного ослаблення та молекулярного поглинання.

Зважаючи на те, що коефіцієнт пропускання атмосфери $T(\lambda, L)$ в залежності від довжини хвилі на горизонтальній трасі в приземленому шарі атмосфери довжини L визначається за формулою:

$$T(\lambda, L) = \exp(-\mu(\lambda) \cdot L), \quad (1)$$

де: $\mu(\lambda)$ - натуральний показник ослаблення в приземленому шарі атмосфери, який визначається за формулою:

$$\mu(\lambda) = \mu_a(\lambda) + r_m(\lambda) + \alpha_m(\lambda), \quad (2)$$

де: $\mu_a(\lambda)$ - коефіцієнт аерозольного ослаблення;
 $r_m(\lambda)$ - коефіцієнт молекулярного розсіювання;
 $\alpha_m(\lambda)$ - коефіцієнт молекулярного поглинання.

Було визначено аналітичну функцію для розрахунку коефіцієнта пропускання лазерного випромінювання в приземленому шарі атмосфери (3). Графік функції коефіцієнта пропускання лазерного випромінювання наведено на рис. (2, 3)

$$T(\lambda, L) = \left[0,9712 \cdot \lambda^{15} \cdot (\lambda^7 + 3,958 \cdot 10^{-5})^{0,7857} \cdot (\lambda^{1,65} + 0,2269)^{-4/242} \right]_{1000}^L; \quad (3);$$

де: λ - довжина хвилі лазерного випромінювання, (мкм);
 L - відстань від ОІД до місця можливого встановлення приймача ЛСАР (м).

Коефіцієнт пропускання, (раз) атмосфери

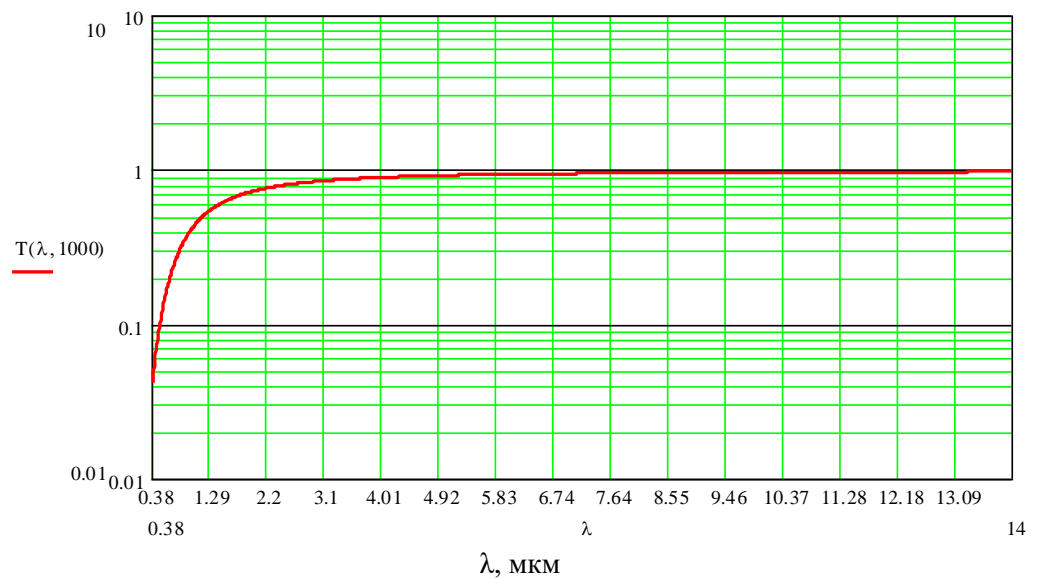


Рисунок 2. Коефіцієнти пропускання атмосфери в залежності від довжини хвилі, для відстані $L = 1000$ м

Згасання лазерного випромінювання, (дБ)

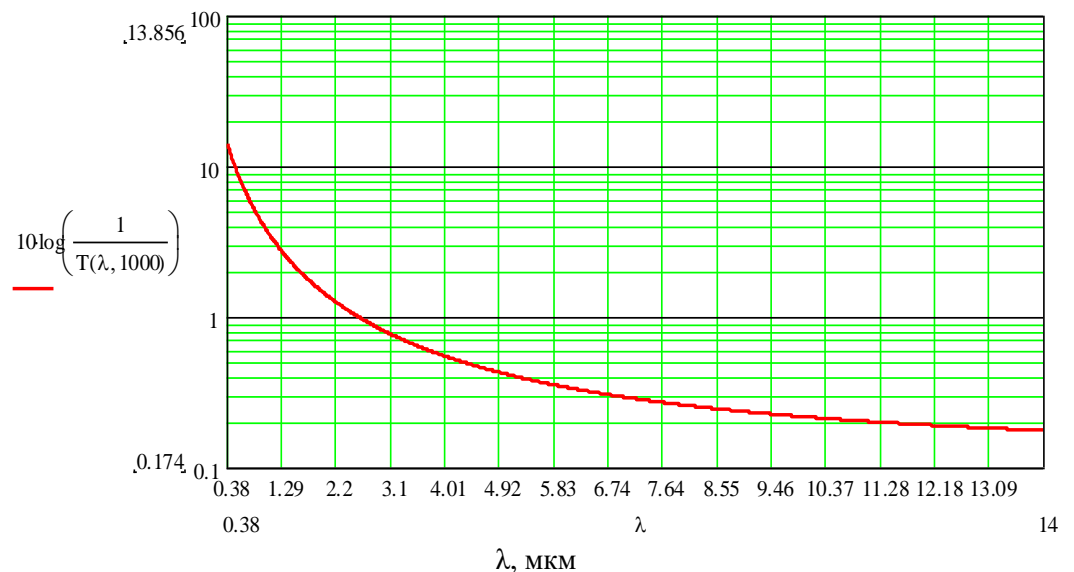


Рисунок 3. Згасання лазерного випромінювання в залежності від довжини хвилі, для відстані $L = 1000$ м.

Значення об'ємних коефіцієнтів розсіювання димки для випромінювань найпоширеніших лазерів при дальності видимості 10 км і найбільш імовірних параметрах мікроструктури ($\rho = 4$, $a_{\min} = 0,05$, $a_{\max} = 5,0$ мкм) наведені в табл. 2.

Таблиця 2

Значення об'ємних коефіцієнтів розсіювання серпанку для випромінювання лазерів з різними довжинами хвиль

λ мкм	0,5	0,53	0,63	0,69	0,84	1,06	1,15	2,36	3,39	10,6
α км ⁻¹	0,40	0,38	0,32	0,29	0,24	0,18	0,17	0,07	0,08	0,01

Коефіцієнти розсіювання для інших значень дальності видимості неважко одержати безпосередньо з табл. 2, оскільки вони обернено пропорційні дальності видимості.

При взаємодії лазерного випромінювання зі склопакетом може відбуватися безліч процесів. Як правило, виникають три основних ефекти, здатні перешкодити вільному поширенню світла: відбиття й переломлення, поглинання, розсіювання.

На рис. 4 показана схема передачі сонячного випромінювання через скляну конструкцію. Частина енергії випромінювання падаючого на скло (склопакет), проникає крізь нього, частина енергії відбивається від поверхні, а частина поглинається склом. Поширення випромінювання, переломлення та його поглинання на границях цих середовищ відбувається по законам поширення світла. Відповідно до формул Френеля визначають амплітуди і інтенсивність переломлених і відбитих електромагнітних хвиль при проходженні через розмежування розділу двох середовищ з різними показниками заломлення.

Оптична робота скла характеризується рівнянням розподілу випромінювання:

$$\tau + \rho + \alpha = 1, \tag{4}$$

де τ – пропускання; ρ – відбиття; α – поглинання.

Для найпростішого випадку нормального падіння променя із середовища с показником переломлення n_1 на границі розділу з повністю прозорим (непоглинаючим) матеріалом, що має показник переломлення n_2 , формули Френеля зводяться до однієї простої формули, тому що коефіцієнт відбиття R перестає залежати від виду поляризації падаючого променя:

$$R = \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_2 + n_1)^2}, \tag{5}$$

де n_1, n_2 - показники переломлення.

При нормальному падінні променя з вакууму ($n_1 = 1$) або повітря ($n_1 \approx 1$) рівняння переходить, при позначенні n_2 просто через n , у формулу

$$R = \frac{(n - 1)^2}{(n + 1)^2}, \tag{6}$$

Розглянемо кутову залежність коефіцієнта відбиття на прикладі границі розділу двох прозорих середовищ зі значеннями показника переломлення, рівними 1.0 (вакуум або повітря) і 2.0 (рис. 5).

Як видно з рис. 5, при падінні променя з оптично менш щільного середовища на поверхню оптично більше щільного середовища коефіцієнт відбиття R_s нелінійно зростає зі збільшенням кута падіння. Навпроти, коефіцієнт відбиття R_p (для поляризації паралельної до площини падіння) нелінійно зменшується зі збільшенням кута падіння, проходячи через глибокий (майже до нуля) мінімум при певному значенні кута, названому кутом Брюстера. Кут Брюстера φ_B , визначається співвідношенням

$$n_1 \times \sin \varphi_B = n_2 \times \sin(90^\circ - \varphi_B) \tag{7}$$

та відповідно

$$\varphi_B = \arctg \left(\frac{n_1}{n_2} \right). \tag{8}$$

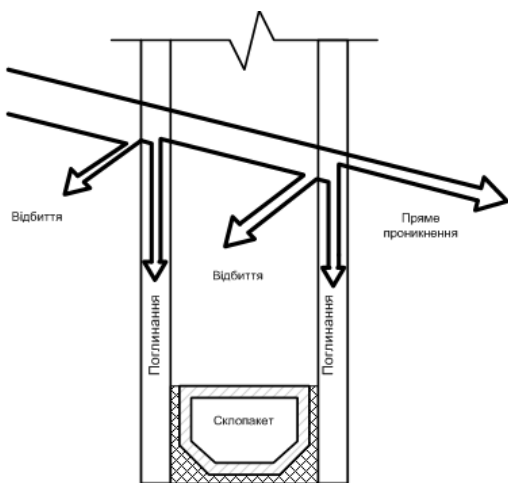


Рисунок 4. Передача сонячного випромінювання через склопакет

нелінійно зростає зі збільшенням кута падіння. Навпроти, коефіцієнт відбиття R_p (для поляризації паралельної до площини падіння) нелінійно зменшується зі збільшенням кута падіння, проходячи через глибокий (майже до нуля) мінімум при певному значенні кута, названому кутом Брюстера. Кут Брюстера φ_B , визначається співвідношенням

Для скла із значенням $n_2 \approx 1.5$ у повітрі або вакуумі значення кута Брюстера становить приблизно 56° .

З рис. 5 далі видно, що при падінні променю з оптично більш щільного середовища на поверхню оптично менш щільного загальна форма кривих кутової залежності коефіцієнтів відбиття R_s й R_p зберігається. Однак зростання обох коефіцієнтів відбиття зі збільшенням кута відбувається набагато швидше, і їх значення, рівні 1.0 (100%) досягаються не при нормальному падінні, як у попередньому випадку, а при певному значенні кута падіння $\varphi \ll 90^\circ$, яке називається критичним кутом або кутом повного внутрішнього відбиття. Для скла зі значенням $n_2 \approx 1.5$ у повітрі або вакуумі значення критичного кута становить приблизно 41° .

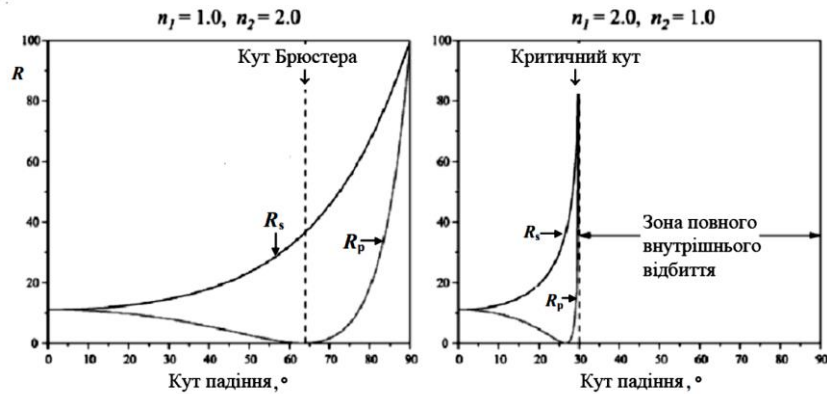


Рисунок 5. Кутова залежність коефіцієнта відбиття для випадків падіння проміння з менш щільного середовища (вакуум) у більше щільну ($n_2 = 2.0$) і з того ж більш щільного середовища в менш щільне (вакуум).

Таблиця 3
Натуральні показники ослаблення віконного скла

Довжина хвилі, λ , мкм	μ_o , мм^{-1}
0.49	0
0.53	0
0.63	0.0155
0.69	0.0236
0.86	0.0411
1.06	0.0458
2.20	0.0482
2.50	0.0507
2.60	0.0531
2.80	0.388
2.90	0.430
3.80	0.571
5.10	∞
10.6	∞

Виходячи з вище викладеного в подальшому для проведення розрахунків будемо використовувати натуральні показники ослаблення віконного скла μ_o , наведені в таблиці 3 [1].

Зважаючи на те, що табличні дані приведені в таблиці 3, визначені тільки для фіксованих довжин хвиль, визначення натуральних показників ослаблення віконного скла μ_o для проміжних значень λ здійснюється методом лінійної інтерполяції за формулою 9:

$$\mu_o(\lambda) = \frac{\lambda_2 - \lambda}{\lambda_2 - \lambda_1} [\mu_o(\lambda_1) - \mu_o(\lambda_2)] + \mu_o(\lambda_2) \quad (9);$$

де: $\mu_o(\lambda)$ - натуральний показник ослаблення віконного скла, який необхідно визначити, що відповідає довжині хвилі λ ; λ_1, λ_2 - найближчі до λ значення ($\lambda_1 < \lambda < \lambda_2$); $\mu_o(\lambda_1), \mu_o(\lambda_2)$ - табличні значення натурального показника ослаблення віконного скла, що відповідають λ_1 і λ_2 .

Ослаблення монохромного випромінювання в середовищі розповсюдження описується законом Бурге – Ламберта – Бера та є окремим випадком рівняння переносу випромінювання:

$$dl = -\alpha I_o dl \quad (10)$$

де: I та I_o - інтенсивності пройденого через середовище та падаючого на нього випромінювання;
 dl - елемент шляху.

Після інтегрування рівняння (10) на шляху l отримаємо:

$$I = I_o \exp(-\mu) \quad (11);$$

де: $\mu = \int_0^L \alpha(l) dl$ - оптична товща середовища розповсюдження.

$$\tau = \frac{I}{I_0} - \text{коефіцієнт пропускання середовища.}$$

Таким чином коефіцієнт пропускання віконного скла τ_0 товщиною d , в залежності від довжини хвилі лазерного випромінювання, яке має n відбиваючих поверхонь (якщо не застосовуються додаткові засоби захисту) буде визначатись за формулою 12:

$$\tau_0(\lambda, n, d) = 0,96^n \exp[-\mu_0(\lambda)d]. \quad (12)$$

Розрядник коефіцієнта пропускання віконного скла різної товщини та кількості відбиваючих поверхонь, в залежності від довжини хвилі лазерного випромінювання, наведено на рис. 6.

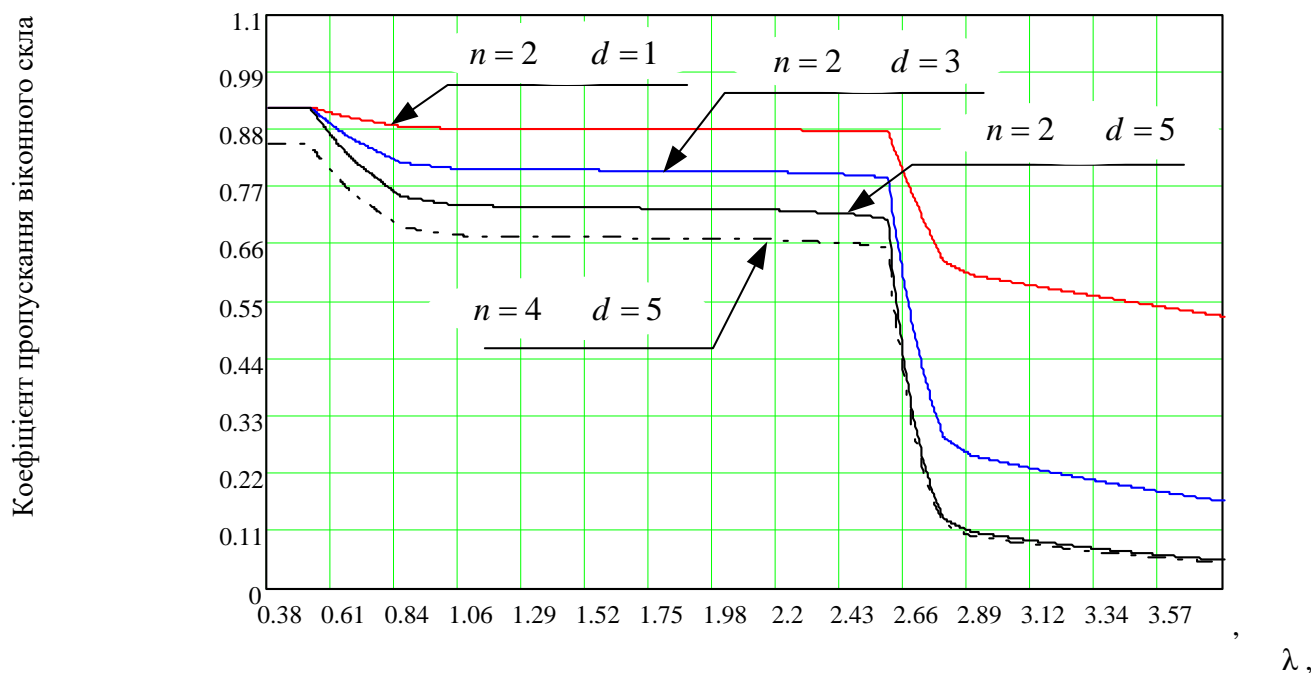


Рисунок 6. Залежність коефіцієнтів пропускання віконного скла різної товщини та кількості відбиваючих поверхонь, в залежності від довжини хвилі лазерного випромінювання

З метою спрощення розрахунків коефіцієнтів пропускання віконного скла різної товщини та кількості відбиваючих поверхонь, в залежності від довжини хвилі лазерного випромінювання було розроблено аналітичну функцію для визначення зазначеного коефіцієнта пропускання віконного скла:

$$\tau(\lambda, n, d) = 0,96^n \times (\mu_0(\lambda))^d \quad (13)$$

де: λ - довжина хвилі лазерного випромінювання, (мкм);
 n - кількість відбиваючих поверхонь;
 d - товщина віконного скла (мм).

$$\mu_0(\lambda) = 9.73 \times 10^{-2} \times \lambda^7 \times (\lambda^9 + 2.95 \times 10^{-6})^{-0.778} \times (\lambda^9 + 3.42 \times 10^5)^{-2.33} \times (\lambda^9 + 9.22 \times 10^5)^{2.33} \quad (14);$$

де: $\mu_0(\lambda)$ - натуральний показник ослаблення віконного скла, який необхідно визначити, що відповідає довжині хвилі λ ; λ - довжина хвилі лазерного випромінювання, (мкм);

Коефіцієнти дифузного відбиття матеріалів. На якісне знімання акустичної інформації за допомогою ЛСАР істотно впливає поверхня, з якої знімається інформація. Від того, як відбиває поверхня і яким чином впливають на неї акустичні сигнали, можуть змінюватися методики знімання й види модуляції оптичного променя.

Параметр який характеризує поверхню, з якої знімається інформація, а також суттєво впливає на розповсюдження лазерного випромінювання, окрім оптичних властивостей атмосфери та коефіцієнта пропускання віконного скла, є коефіцієнт дифузного відбиття ρ_m .

Значення коефіцієнта дифузного відбиття ρ_m для деяких матеріалів наведено в таблиці 4.

Значення коефіцієнта дифузного відбиття ρ_m для деяких матеріалів

Найменування матеріалів	Коефіцієнт дифузного відбиття ρ_m ($\lambda=0,8$ мкм)
Папір білий	0,30...0,35
Папір різних кольорів:	
- жовтий	0,30
- помаранчевий	0,30
- червоний	0,26
- зелений	0,16
- синій	0,17
- чорний	0,12
Папір покритий чорним лаком	0,07
Картон азбестовий	0,20...0,28
Картон сірий	0,25
Гіпс	0,40...0,65
Крейда	0,7...0,8
Дерево біле	0,20...0,30
Дерево шліфоване	0,28...0,47
Фарфор білий блискучий	0,25...0,35
Фарфор білий матовий	0,23
Цегла вогнетривка	0,24
Цегла біла	0,35
Скло	0,10...0,16
Молочне скло (2-3 мм)	0,45

Висновок. В результаті та узагальнення інформації щодо процесів зменшення інтенсивності зондуючого лазерного випромінювання в залежності від довжини хвилі можна зробити наступні висновки. Базуючись на залежності коефіцієнтів пропускання віконного скла різної товщини, зрозуміло, що коефіцієнт більш стабільний для хвиль з довжинами у невидимому оку діапазоні 0,38 – 2,66 мкм. Для противника чимале значення має поверхня, з якої знімається інформація. В залежності від матеріалу вона має різний коефіцієнт відбиття. Відповідно до наведених даних можна зробити висновок, що при потраплянні лазера на наступні типи поверхонь, може відбуватись зняття інформації: жовтий та помаранчевий папір, гіпс, крейда, дерево біле, фарфор білий та матовий, цегла вогнетривка та біла. Враховуючи вплив атмосфери, скла і самих предметів і вибирається, яка довжина хвилі буде використовуватись у ЛЗАР. Таким чином, лазерні системи існують у відбитому і, можливо, у розсіяному світлі, та можуть при дотриманні ряду умов бути достатньо ефективним засобом технічної розвідки, хоча їх застосування й пов'язане з певними труднощами і обмеженнями.

Виходячи із аналізу коефіцієнту дифузного відбиття можна виділити оптимальний колір та матеріали стін які треба використовувати у приміщеннях:

- Колір: чорний, зелений, синій.
- Матеріали: папір покритий чорним лаком, дерево біле, фарфор білий матовий, цегла вогнетривка.

Роблячи загальний висновок можна сказати, що коефіцієнт пропускання атмосфери та згасання лазерного випромінювання видно, що із врахуванням коефіцієнту пропускання віконного скла та значення коефіцієнту дифузного відбиття поверхонь можна обрати матеріал для використання у приміщенні який, орієнтовно, буде ставати на заваді зняттю інформації ЗЛАР, що використовує зловмисник

Список літературних джерел

1. Cathey W.T., Signal power in heterodyne detection as a function of the number of Airy rings on the detector, Proc.IEEE, 56, №1693-94 (1968); имеется перевод: Кэти, мощность сигнала при гетеродинном детектировании в зависимости от числа колец Эйри на площади детектора, ТИИЭР, 56, №1, 106-107 (1968).
2. Рассеяния света в мутной бреде/ К. С. Шифрин// М.: Гостехиздат, 1951 – 450 с
3. Прозорість атмосфери для видимих й інфрачервоних променів /В.Е. Зуев// - «Радянське радіо» , 1966 -150 с
4. Аэрозольные ослабления ИК радиации в «окнах прозрачности» атмосферы / В.Л.Филиппов// С.О. Мирумьянц - Изв.АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1971, т.8, №1, с.818.