

# ОПТИЧНА І КВАНТОВА ЕЛЕКТРОНІКА В КОМП'ЮТЕРНИХ ТА ІНТЕЛЕКТУАЛЬНИХ ТЕХНОЛОГІЯХ

---

---

УДК 681.785.5:504.3

В.Г. ПЕТРУК<sup>а</sup>, С. КВАТЕРНЮК<sup>а</sup>, І. ВАСИЛЬКІВСЬКИЙ<sup>а</sup>, А. ІВАНОВ<sup>б</sup>, П. ТУРЧИК<sup>а</sup>

## ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В АТМОСФЕРНОМУ СЕРЕДОВИЩІ

<sup>а</sup>Вінницький національний технічний університет,  
Хмельницьке шосе, 95, Вінниця, 21010, Україна,  
тел.: +380 (432)59 -84-43, E-mail: [petruk@vstu.vinnica.ua](mailto:petruk@vstu.vinnica.ua)

<sup>б</sup>Інститут фізики НАН Біларусь,  
пр. Ф. Скоріні, 70, Мінськ, 220072, Біларусь,  
тел.: +375 (17)284 -07-91, E-mail: [ivanovap@dragon.bas-net.by](mailto:ivanovap@dragon.bas-net.by)

**Анотація.** В статті приведені результати дослідження процесів розповсюдження лазерного випромінювання в атмосферному середовищі, наведені математичні моделі взаємодії і характеру втрат випромінювання у повітряній атмосфері. Визначені оптимальні умови роботи систем атмосферного зв'язку.

**Аннотация.** В статье приведены результаты исследования процессов распространения лазерного излучения в атмосферной среде, приведены математические модели взаимодействия и характер потерь излучения в воздушной атмосфере. Определены оптимальные условия работы систем атмосферной связи.

**Ключові слова:** повітряна атмосфера; лазерна система зв'язку; спектр поглинання, пропускання, розсіяння.

### Вступ

Для успішного використання лазерних систем зв'язку і передачі інформації, дальнометрування і навігації, локації і зондування газових складових необхідні кількісні дані про характер розповсюдження лазерного випромінювання в атмосферному середовищі.

Розповсюдження лазерного випромінювання в атмосфері супроводжується великим набором явищ лінійної і нелінійної взаємодії, жодне з яких не виявляється окремо. За якісними ознаками вказані явища можна розділити на такі основні групи: рефракція променів лазерного пучка; поглинання енергії лазерного пучка атмосферними газами; розсіяння енергії лазерного пучка частками аерозолів на флуктуаціях густини повітря; флуктуації параметрів лазерних пучків, обумовлені атмосферною турбулентністю тощо. В той же час, кожна з цих груп має чіткі специфічні особливості, які повинні враховуватися при відповідних теоретичних і експериментальних дослідженнях.

### Поглинання лазерного випромінювання атмосферними газами

Енергетичне послаблення електромагнітних хвиль атмосферою обумовлене головним чином явищами його поглинання і розсіяння молекулами газів і різноманітними аерозольними частками.

У разі однорідного середовища інтегральна форма закону Бугера має вигляд

$$I(\nu) = I_0(\nu) e^{-k(\nu)l}, \quad (1)$$

де  $I_0(\nu)$  і  $I(\nu)$  – інтенсивності випромінювання з частотою  $\nu$  до і після проходження шару середовища завтовшки  $l$ .

Показник експоненти в (1) прийнято називати оптичною товщиною середовища  $\tau = k(\nu)l$ . Спектральним пропусканням і спектральним поглинанням є величини, що характеризують частку направленої світлової випромінювання з частотою  $\nu$ , що пройшло через даний шар середовища, і що поглинулось в ньому.

$$T(\nu) = \frac{I(\nu)}{I_0(\nu)} = e^{-k(\nu)l} \quad \text{і} \quad A(\nu) = \frac{I_0(\nu) - I(\nu)}{I_0(\nu)} = 1 - e^{-k(\nu)l}. \quad (2)$$

Також очевидно, що  $T(\nu) = 1 - A(\nu)$ .

З виразів (1) і (2) видно, що коефіцієнт поглинання  $k(\nu)$  є характеристикою поглинальних властивостей середовища, за якою можна провести кількісну оцінку частини поглиненого (пропущеного) даним шаром середовища монохроматичного випромінювання.

Функції пропускання і поглинання характеризують величину пропускання і поглинання випромінювання, що міститься в спектральному інтервалі  $\Delta\nu = \nu_2 - \nu_1$ . Отже, вони є аналогами спектрального пропускання і спектрального поглинання для немонохроматичного випромінювання. Відповідно до цього можна записати

$$T = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0(\nu) e^{-k(\nu)l} d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0(\nu) d\nu}; \quad A(\nu) = \frac{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0(\nu) [1 - e^{-k(\nu)l}] d\nu}{\int_{\nu_1}^{\nu_2} I_0(\nu) d\nu} \quad (3)$$

У окремому випадку  $I_0(\nu) = \text{const}$

$$T = \frac{1}{\nu_2 - \nu_1} \int_{\nu_1}^{\nu_2} e^{-k(\nu)l} d\nu; \quad A = \frac{1}{\nu_2 - \nu_1} \int_{\nu_1}^{\nu_2} [1 - e^{-k(\nu)l}] d\nu. \quad (4)$$

Енергетичні втрати лазерного випромінювання внаслідок поглинання атмосферними газами можуть бути оцінені за допомогою формул (2) або (3) і (4) залежно від монохроматичності лазерного випромінювання і

селективності поглинання атмосферних газів у відповідній ділянці спектру.

Формули (2) можна застосовувати, коли в межах спектру випромінювання лазера коефіцієнти поглинання є незалежними від частоти (довжини хвилі), наприклад в областях, вільних від ліній поглинання. Ділянки спектру, на яких коефіцієнти поглинання приймають найменші значення, на практиці ще називають “вікнами прозорості атмосфери”.

При збіганні вузької лінії лазерного випромінювання з центральною частиною ширшої лінії поглинання, можна практично нехтувати залежністю коефіцієнта поглинання від частоти в межах лазерної лінії. При цьому достатньо використовувати формули (2), що описують експоненціальне затухання з відстанню або поглинаючою масою газу. У всіх інших випадках, коли не можна знехтувати залежністю коефіцієнта поглинання в межах спектру випромінювання лазера, для кількісної оцінки поглинання випромінювання атмосферними газами необхідно використовувати формули (3) для функцій пропускання і поглинання. При цьому затухання випромінювання вже не описуватиметься експоненціальним законом. Такий підхід матиме місце і в тих випадках, коли спектр випромінювання лазера складається із сукупності ліній, в межах спектральної ширини кожної з яких коефіцієнти поглинання не змінюються, але мають різні значення для різних ліній спектру випромінювання.

При експериментальному визначенні поглиненої атмосферними газами лазерної енергії у разі використання формул (2) достатньо проведення точного вимірювання для одного шару середовища, щоб вирішити задачу для будь-якого іншого шару цього ж середовища. Якщо формула (2) непридатна, то вимірювання функцій пропускання (поглинання) необхідно проводити для широкого інтервалу значень товщини шару газу, щоб потім можна було методом інтерполяції визначити шукані значення для заданого проміжного шару.

Нарешті, формула (4) описує випадок, коли по тих або інших причинах необхідно знати функції пропускання (поглинання) тієї частини спектру лазерного джерела випромінювання, в межах якої  $I_0(\nu) = const$ .

При розгляді питання про поглинання лазерного випромінювання найчастіше доводиться зустрічатися із ситуацією, коли вузька лазерна лінія випромінювання знаходиться в області також достатньо вузької окремої лінії поглинання. Спектр поглинання атмосферних газів, як добре відомо, складається з певної сукупності спектральних ліній, тому розглянемо закономірності поглинання окремою лінією. Для нижніх шарів атмосфери контур окремої лінії поглинання в його центральній частині досить добре описується дисперсійною формулою

$$k(\nu) = \frac{S}{\pi} \frac{\gamma}{(\nu - \nu_0)^2 + \gamma^2}, \quad (5)$$

де  $k(\nu)$  – коефіцієнт поглинання для частоти  $\nu$ ;  $S$  – інтенсивність лінії;  $\nu_0$  – її центр і  $\gamma$  – напівширина. При цьому інтенсивність лінії визначається через інтеграл  $S = \int_0^{\infty} k(\nu) d\nu$ , а напівширина є половиною спектрального інтервалу між частотами  $\nu_2$  і  $\nu_1$  контура лінії, які визначаються із умови  $k(\nu_1) = k(\nu_2) = \frac{1}{2} k(\nu_0)$ .

Інтенсивності ліній поглинання атмосферних газів змінюються одна від одної настільки сильно, що, якщо лазерне випромінювання потрапляє в центр найбільш сильної лінії, то воно повністю поглинається в приземному атмосферному шарі товщиною в доли міліметра. І навпаки, якщо випромінювання потрапляє в проміжки між слабкими лініями або, що іноді називаються мікрівікнами прозорості атмосфери, то воно може долати відстань в тому ж приземному шарі атмосфери в десятки і навіть сотні кілометрів. Коефіцієнти поглинання в центрах сильних ліній і в найбільш прозорих мікрівікнах атмосфери можуть відрізнятись в мільярди і більше разів, а прозорість атмосфери, як впливає із закону Бугера (1), експоненціально залежить від  $k(\nu)$ .

Наочне уявлення про вікна прозорості атмосфери можна отримати з рис. 1, на якому приведено два записи спектру поглинання сонячного випромінювання із малою спектральною роздільною здатністю.

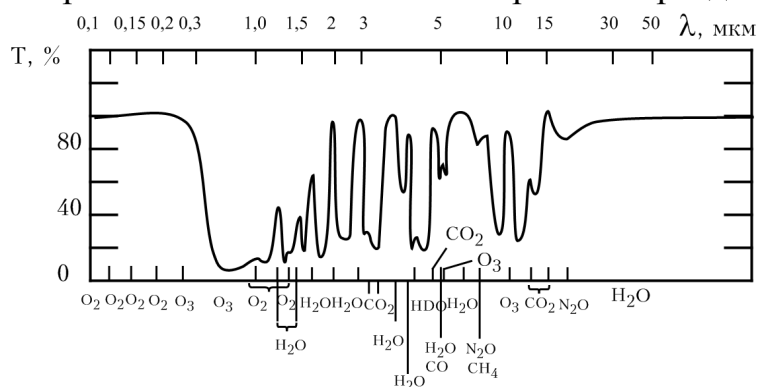


Рис. 1. Спектр поглинання атмосферних газів сонячного випромінювання

Положення центрів основних смуг поглинання атмосферних газів вказані на рисунку вертикальними рисками. Кожна із зображених на рис. 1 смуг поглинання, як правило, є результатом накладення і перекриття цілої серії різних смуг як одного і того ж газу, так і різних газів. Крім того, у вікнах прозорості існують цілі сукупності різних слабких смуг і периферійні частини сусідніх смуг. Ілюстрацією вище зазначеного може служити рис.

2, на якому із роздільною здатністю  $2,3 \cdot 10^{-6}$  мкм записаний спектр поглинання атмосфери в області випромінювання лазера на рубіні [1].

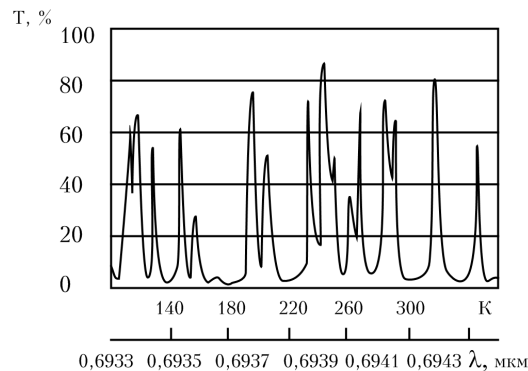


Рис. 2. Спектр поглинання атмосфери в околі 0.69 мкм

### Розсіяння лазерного випромінювання в атмосфері

При розповсюдженні лазерного випромінювання в земній атмосфері його енергія виводиться з направленого потоку за рахунок різних явищ. При цьому основні енергетичні втрати обумовлені молекулярним і аерозольним розсіянням.

Молекулярне розсіяння досить добре вивчене, складені обширні таблиці коефіцієнтів розсіяння у видимій і інфрачервоній областях спектру, які забезпечують достатньо точне кількісне визначення втрат енергії хвиль, що розповсюджуються по будь-яких напрямках в атмосфері.

Теорія молекулярного розсіяння світла Кабанна-Релея дає наступний вираз для коефіцієнта розсіяння в газах:

$$\sigma_{\text{рел}} = \frac{8\pi^3 (n^2 - 1)^2 (6 + 3\delta)}{3N\lambda^4 (6 - 7\delta)}, \quad (6)$$

де  $N$  – число молекул в одиниці об'єму;  $n$  – показник заломлення середовища;  $\delta$  – показник деполаризації розсіяного випромінювання, за останніми даними дорівний 0,035 [1].

Розрахунки  $\sigma_{\text{рел}}$  для довжин хвиль в інтервалі 0,2...20 мкм по формулі (6) дозволяють визначати оптичну товщину  $\tau_{\text{рел}}$  молекулярного розсіяння для різних геометричних товщ атмосфери. Маючи дані про коефіцієнти молекулярного розсіяння і оптичну товщину, неважко оцінити роль молекулярного розсіяння в енергетичних втратах оптичного випромінювання при розповсюдженні в атмосфері. Насправді, кількісною мірою цих втрат є прозорість даного шару атмосфери  $T_{\text{рел}}^{(\lambda)} = e^{-\tau_{\text{рел}}^{(\lambda)}}$ . У приземному шарі  $\tau_{\text{рел}}^{(\lambda)} = \sigma_{\text{рел}}^{(\lambda)} / l$ , де  $l$  – товщина шару.

Якщо розглядати вертикальний шар молекулярної атмосфери, то в цьому випадку його оптична товщина буде  $\tau_{\text{рел}}(\lambda) = \int_0^{\infty} \sigma_{\text{рел}}(\lambda, S) dS$ , де  $\sigma_{\text{рел}}(\lambda, S)$  – молекулярний коефіцієнт розсіяння випромінювання з довжиною хвилі, яка залежить від координати шару (або висоти в атмосфері).

У таблиці 1 приведені результати відповідного розрахунку енергетичних втрат для декількох довжин хвиль випромінювання. З таблиці добре видно сильну залежність втрат енергії випромінювання від довжини хвилі за рахунок молекулярного розсіяння. Так, у вертикальному стовпі всієї товщі атмосфери для довжини хвилі 0,3 мкм ці втрати складають 70,4%, для довжини хвилі 0,55 мкм – вже тільки 9,1%, а для лазерів на рубіні і склі з неодимом – відповідно 3,9 і 0,7%. Аналогічна картина має місце і в приземному шарі атмосфери.

Аерозольне розсіяння складається в загальному випадку не тільки із розсіяння, але і поглинання енергії хвиль аерозольними частками. Тому правильніше було б говорити про аерозольне затухання, яке обумовлене як розсіянням, так і поглинанням потоку випромінювання частками аерозолі. На основі якісного аналізу результатів експериментальних досліджень [1] випливає, що полідисперсні коефіцієнти аерозольного розсіяння залежать від відповідних коефіцієнтів для окремих часток, а також від їх об'ємної концентрації і розподілу за розмірами.

Таблиця 1.

$\lambda$ , мкм	Втрати енергії випромінювання, %, різних довжин хвиль за рахунок молекулярного розсіяння		
	в приземному шарі атмосфери на відстані, км		у вертикальному стовпі всього шару атмосфери
	1	10	
0,30	13,4	76,3	70,4
0,55	1,1	10,9	9,1
0,63	0,8	7,2	6,7
0,60	0,5	4,6	3,9
0,80	0,3	2,5	2,1
1,06	0,1	0,9	0,7

### Дослідження розсіяння світла аерозольними частками

Послідовний опис розсіяння світла (РС) можливий в рамках квантової теорії взаємодії випромінювання з речовиною, згідно якої одиничний акт РС розглядається як поглинання частинкою речовини падаючого фотона з енергією  $h\omega$ , імпульсом  $hk$  і поляризацією  $\mu$ , а потім випускання фотона з енергією  $h\omega'$ , імпульсом  $hk'$  і поляризацією  $\mu'$ , де  $\omega$  і  $\omega'$  – частоти падаючого і розсіяного випромінювань,  $k$  і  $k'$  – хвильові вектори. Якщо енергія випущеного фотона дорівнює енергії поглиненого (тобто  $\omega = \omega'$ ), РС називається релеївським, або пружним. При  $\omega \neq \omega'$  РС супроводжується перерозподілом енергії між випромінюванням і речовиною і його називають

непружним. Кількісною характеристикою РС при класичному і квантовому описі є диференціальний переріз розсіяння  $d\sigma$ , визначуваний як відношення потоку випромінювання  $dI$ , розсіяного в малий елемент тілесного кута  $d\Omega$ , до величини  $I_0$  падаючого потоку:

$$d\sigma = dI / I_0. \quad (7)$$

Повний переріз розсіяння  $\sigma$  є сума  $d\sigma$  по всіх напрямках, тобто по всіх  $d\Omega$ . При пружному розсіянні можна вважати що  $\sigma$  – розмір площадки, яка “не пропускає світло” у напрямі його першочергового розповсюдження. Наочною характеристикою РС служить індикатриса розсіяння – крива, що графічно відображає залежність інтенсивності розсіяного світла від кута розсіяння.

Якщо частота  $\omega$  падаючого світла мала в порівнянні з частотою  $\omega_0$ , то  $\sigma \propto \omega^4$  або  $\sigma \propto \lambda^{-4}$  ( $\lambda$  – довжина хвилі світла). При  $\omega \approx \omega_0$  перерізи  $d\sigma$  різко зростають, досягаючи при резонансі ( $\omega = \omega_0$ ) великих значень  $\sigma \propto \lambda^2 \propto 10^{-10} \text{ см}^2$ . Резонансне РС по суті є резонансною флуоресценцією. Індикатриса розсіяння неполяризованого світла атомів така, що інтенсивність світла, розсіяного вперед або назад (під кутами  $0^\circ$  і  $180^\circ$ ), удвічі більше, ніж під кутом  $90^\circ$ , що спостерігається в розріджених газах. При РС молекулами разом з релєївськими (незміщеними) лініями в спектрі розсіяння з’являються лінії непружного РС (зміщені по частоті). Відносний зсув  $(\omega - \omega') / \omega \propto 10^{-3} - 10^{-5}$ , а інтенсивність зміщених ліній складає лише  $10^{-3} - 10^{-6}$  релєївської інтенсивності. РС дрібними частками обумовлює клас явищ, які можна описати на основі теорії дифракції світла на діелектричних частинках. Коли радіус частки  $r$  багато менше довжини хвилі світла  $\lambda_n$  в речовині, РС на ній аналогічно нерезонансному РС атомом. Переріз і інтенсивність РС в цьому випадку сильно залежить від  $r$  і від різниці діелектричної проникності  $\epsilon$  і  $\epsilon_0$  розсіюючої речовини і навколишнього середовища і визначається співвідношенням Дж. У. Релея [2]:

$$\sigma \propto \lambda_n^{-4} r^6 (\epsilon - \epsilon_0)^2. \quad (8)$$

Із збільшенням  $r$  до  $r = \lambda_n$  і більше (за умови  $\epsilon > 1$ ) в індикатрисі розсіяння з’являються різкі максимуми і мінімуми – поблизу так званих резонансів Мі ( $2r = m\lambda_n, m = 1, 2, 3, \dots$ ) перерізи  $d\sigma$  сильно зростають і стають близькими  $6\pi r^2$ ; розсіяння вперед посилюється, назад – слабшає; залежність поляризації світла від кута розсіяння значно ускладнюється.

РС великими частками ( $r \propto \lambda_n$ ) розглядається з урахуванням інтерференції променів, відображених і заломлених на поверхнях часток. Важлива особливість цього випадку – періодичний (по куту) характер індикатриса розсіяння і періодична залежність перетину від параметра  $r/\lambda_n$ . РС середовищами, що складаються з великого числа часток, істотно відрізняється від РС окремими частками. Це зв’язано, по-перше, з

інтерференцією хвиль, розсіяних окремими частками, між собою і падаючою хвилею; по-друге, у багатьох випадках з'являються ефекти багатократного розсіяння (переопромінення), коли світло, розсіяне однією часткою, знов розсіюється іншими; по-третє, взаємодія часток між собою не дозволяє вважати їх рухи незалежними. Переріз розсіяння Мі може бути настільки великим, що навіть незначна кількість дисперсних часток відповідних розмірів може дати сигнал розсіяного випромінювання, що повністю перебиває сигнали релеєвського або комбінаційного розсіяння. Ця властивість дисперсних часток широко використовується для лазерного зондування малих концентрацій аерозолів.

Коректний розв'язок задачі про розсіяння світла однією сферичною частинкою детально викладено в широко відомій монографії К.С.Шифрина [3]. Воно є точним розв'язком рівнянь Максвелла за певних умов для складових напруженості розсіяного електромагнітного поля, на основі яких можуть бути отримані інтенсивність і інші параметри Стокса, тобто сукупність квадратичних величин, що однозначно і повністю характеризують розсіяне оптичне поле. Матриця перетворення для параметрів Стокса розсіяного поля, яку прийнято називати матрицею розсіяння, повністю визначається оптичними властивостями частки і має сім незалежних компонент, оскільки для окремої частки між всіма 16 компонентами матриці існує 9 функціональних співвідношень [3]. У разі однорідної сферичної частки число незалежних одна від одної змінних скорочується до трьох, кожна з яких є функцією кута розсіяння. Матриця розсіяння в цьому випадку може бути нормована на величину, що визначає сумарний розсіяний потік. Сумарний потік електромагнітної енергії, розсіяний часткою на всіх напрямках і віднесений до інтенсивності падаючого на неї потоку, визначає коефіцієнт розсіяння однією часткою. Аналогічно можна визначити коефіцієнти поглинання і затухання однією часткою.

У багатьох випадках корисними є поняття чинників ефективності затухання, розсіяння і поглинання, що виражаються відповідно через коефіцієнти затухання, розсіяння і поглинання формулами типу

$$\sigma(a, \lambda) = \pi a^2 K(\rho, m). \quad (9)$$

Строгі вирази для  $K_p(\rho, m)$  і  $K_n(\rho, m)$  є нескінченними рядами і залежать від двох аргументів, що характеризують відносний розмір  $\rho$  і відносний показник заломлення  $m$  частки;  $\rho = 2\pi a/\lambda$ ,  $m = m_1/m_2$ , де  $m_1$  і  $m_2$  – комплексні показники заломлення частки і середовища.

Стосовно умов розсіяння радіації в атмосфері відносний комплексний показник заломлення можна вважати рівним показнику заломлення частки, тобто можна прийняти  $m = m_1 = n - i\chi$ , де  $n$  – звичайний показник заломлення;



$\chi$  – показник поглинання речовини частки. У ряді асимптотичних випадків для  $K$ ,  $K_p$  і  $K_{II}$  отримуємо вирази в кінцевому вигляді.

У зв'язку з великим інтересом до даних про величини  $K$ ,  $K_p$  і  $K_{II}$  фахівцями різних областей виконано досить багато відповідних розрахунків для різних  $m$  і  $\rho$ . Зокрема, для атмосферних аерозолів, докладні результати приведені в [4], а одна із ілюстрацій на рис. 3.

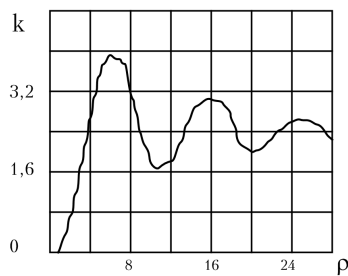


Рис. 3. Фактор ефективності затухання для водяних сфер з  $n=1,33$  (видима область спектру)

Якщо не враховувати взаємний вплив часток в актах розсіювання або виходити з припущення про незалежне розсіювання кожною частинкою, то для об'ємного коефіцієнта затухання виходить наступний вираз:

$$\alpha(\lambda) = N \int_0^{\infty} \sigma(a, \lambda) f(a) da, \quad (10)$$

де  $N$  – число часток в одиниці об'єму;  $\sigma(a, \lambda)$  – коефіцієнт затухання випромінювання з довжиною хвилі  $\lambda$  для частинки радіусу  $a$  (тут і далі розсіювальні частки вважаються сферичними);  $f(a)$  – функція розподілу часток за розмірами, яка визначається із співвідношення  $N'_a da = N f(a) da$ , де  $N'_a$  – число часток, що мають радіуси  $a \dots a + da$ .

Із формули (10) і рівності  $\sigma(\lambda, a) = \sigma_p(\lambda, a) + \sigma_{II}(\lambda, a)$  автоматично отримуємо вираз для полідисперсних коефіцієнтів розсіювання  $\alpha_p(\lambda)$  і поглинання  $\alpha_{II}(\lambda)$ :

$$\alpha_p(\lambda) = N \int_0^{\infty} \sigma_p(\lambda, a) f(a) da; \quad \alpha_{II}(\lambda) = N \int_0^{\infty} \sigma_{II}(\lambda, a) f(a) da. \quad (11)$$

Рівняння для визначення інтенсивності випромінювання, що розповсюджується по деякій трасі, можна записати, використовуючи коефіцієнт затухання:

$$dI(\lambda) = I(\lambda) \alpha(\lambda) dl, \quad (12)$$

Інтегрування (12) дає відоме співвідношення аерозольної прозорості атмосфери:

$$T(\lambda) = I/I_0 = e^{-\int \alpha(\lambda, l) dl} \quad (13)$$

де  $I_0$  – інтенсивність випромінювання на початку траси, а  $\alpha(\lambda, l)$  – коефіцієнт послаблення, який в загальному випадку змінюється по трасі променя в залежності від розмірів і концентрації часток.

Для однорідного шару аерозольної атмосфери з (13) легко отримати вираз для закону Бугера:

$$I(\lambda) = I_0(\lambda)e^{-\alpha(\lambda)dl} \quad (14)$$

Найбільш зручним і інформативним для дослідження поля розсіяння поляризованих пучків випромінювання, є вектор-параметричний опис Стокса. Параметри Стокса, забезпечуючи інформаційну повноту опису спостережуваних величин, володіють рядом переваг у порівнянні з іншими (скажімо, матричним представленням Джонсона) способами опису світлового потоку. Адитивність параметрів Стокса для некогерентних компонент світлового потоку і їх відповідність реально вимірюваним величинам і визначає їх застосування переважно для дослідження процесів розповсюдження випромінювання в розсіювальних середовищах. Для практичного застосування найбільш широке застосування набули наступні чотири параметри:

$$\begin{aligned} S_1 &= E_1 E_1^* + E_2 E_2^*, & S_3 &= E_1 E_2^* - E_1^* E_2, \\ S_2 &= E_1 E_1^* - E_2 E_2^*, & S_4 &= -i(E_1 E_2^* - E_1^* E_2), \end{aligned} \quad (15)$$

де  $E_1$  і  $E_2$  – амплітуди взаємно ортогональних складових напруженостей електромагнітного поля.

Відомо, що  $S_1 = I$ ;  $S_2 = IP \cos 2\psi_0$ ;  $S_3 = IP \sin 2\psi_0$ ;  $S_4 = Iq$ , де  $I$  – повна інтенсивність світлового пучка;  $P$  – ступінь поляризації;  $q$  – так званий ступінь еліпсної поляризації і  $\psi_0$  – кут повороту максимальної поляризації відносно площини відліку. Пучок випромінювання інтенсивністю  $I$  можна представити як суму двох некогерентних пучків – повністю поляризованого інтенсивністю  $I' = rI$  і повністю деполаризованого пучка інтенсивністю  $I'' = (1-r)I$ . Величина  $r = \sqrt{\rho^2 + q^2}$  називається ступенем однорідності світлового пучка або величиною поляризації [5].

При опроміненні об'єму середовища  $dV$  світловим пучком, що має параметр  $S_j^0$  і що розповсюджується в напрямі  $I_0$  з кутовим створом  $d\omega_0$ , компоненти вектор-параметра  $S_i$ , розсіяного в напрямі  $I$ , пов'язані з  $S_j$  лінійним співвідношенням

$$dS_i d\omega = \frac{1}{R^2} \sum_j \mu_{ij}(I, I_0) S_j^0(I_0) d\omega_0 dV, \quad (16)$$

де  $R$  – відстань від розсіювального об’єму до точки спостереження;  $d\omega$  – тілесний кут, під яким з точки спостереження видно елемент об’єму;  $\mu_{ij}$  – елементи матриці четвертого рангу віднесені до одиниці об’єму (матриця розсіяння), які характеризують розсіювальні властивості середовища незалежно від стану поляризації падаючого випромінювання.

Однією з найбільш важливих кутових характеристик є елемент матриці  $\mu_{11}(I, I_0)$ , який називається “коефіцієнтом направлено розсіяння”. При опроміненні середовища неполяризованим випромінюванням  $\mu_{11}(I, I_0)$  повністю описує кутову структуру інтенсивності розсіяного випромінювання. Для ізотропного середовища  $\mu_{ij}$  залежить не від  $I$  і  $I_0$ , а тільки від кута розсіяння  $\varphi$  між  $I_0$  і  $I$ . В цьому випадку коефіцієнт розсіяння буде дорівнювати

$$\sigma_{\lambda} = \int_{4\pi} \mu_{11}(\varphi) d\omega. \quad (17)$$

Замість  $\mu_{ij}(\varphi)$  можна ввести нормований елемент матриці розсіяння

$$f_{ij}(\varphi) = \frac{1}{\sigma} \mu_{ij}(\varphi), \quad (18)$$

де елемент  $f_{11}(\varphi)$  задовольняє умові нормування

$$\int_{4\pi} f_{11}(\varphi) d\omega = 1, \quad (19)$$

і називається індикатрисою розсіяння.

Нерідко замість елементів  $\mu_{ij}(\varphi)$  або  $f_{ij}(\varphi)$  зручніше розглядати приведену матрицю розсіяння, елементи якої задаються співвідношенням

$$f_{ij}(\varphi) = f_{ij} / f_{11}. \quad (20)$$

Вид матриці розсіяння  $\mu_{ij}(\varphi)$  для заданої довжини хвилі істотно залежить від властивостей розсіювального середовища, тобто від розмірів, форми, орієнтації, а також від оптичних властивостей часток в даному середовищі. Величина  $\mu_{ij}(\varphi)$  залежить від концентрації розсіювальних часток, тоді як елементи  $f_{ij}(\varphi)$  нормованої матриці не залежать від концентрації, а залежать тільки від фізичних властивостей розсіювальних часток, що визначає можливість використання  $f_{ij}(\varphi)$  при аналізі і зіставленні різного роду розрахунків і експериментальних даних.

Для задач, пов’язаних із розповсюдженням випромінювання в атмосфері, необхідно розглядати не окрему частинку, а сукупність часток в межах якогось опроміненого об’єму. У разі сукупності сферичних часток, які відрізняються одна від одної тільки розмірами і що мають однакові оптичні

параметри  $n_\lambda$  і  $\chi_\lambda$ , значення елементів  $\mu_{ij}(\varphi)$  замінюються на відповідні сумарні величини. Для безперервного розподілу часток за розмірами всередині інтервалу радіусів  $a_1 \leq a \leq a_2$  загальне число часток в одиниці об'єму представляється у вигляді

$$N = \int_{a_1}^{a_2} n(a) da, \quad (21)$$

де  $n(a)$  – безперервна інтегрована функція визначена в інтервалі радіусів  $a_1 \leq a \leq a_2$ . Функція  $n(a)$  є розрахованою концентрацією часток радіусу  $a$  в одиниці об'єму при одиничному прирості радіусу і називається функцією розподілу часток за розмірами. Для подібної полідисперсної системи часток елементи  $\mu_{ij}(\varphi)$  визначаються наступним чином:

$$\mu_{ij}(\varphi) = \int_{a_1}^{a_2} \mu_{ij}(\varphi, a, n, \lambda) n(a) da. \quad (22)$$

Якщо частки в розсіювальному середовищі мають не тільки різний розмір, але і різний склад, форму, відрізняються розподілом орієнтації для часток різного сорту, завдання визначення  $\mu_{ij}(\varphi)$  вирішується роздільно всередині кожного класу часток, а потім на основі адитивності параметрів Стокса  $S_j$  (у наближенні одноразового розсіяння для не взаємодіючих часток) проводиться підсумовування елементів.

Затухання інтенсивності оптичного випромінювання при розповсюдженні його в аерозольному середовищі з урахуванням багатократного розсіяння і без урахування поляризаційних ефектів дорівнює:

$$dI(\lambda, I) = -\sigma(\lambda) I(\lambda, I) + \frac{\sigma(\lambda) dI}{4\pi} \int \mu(\varphi) I(\lambda, I) d\Omega, \quad (23)$$

де  $\Omega$  – тілесний кут, що охоплює напрями падаючих на середовище оптичних пучків, розсіяне випромінювання від яких потрапляє в даний напрям.

### Спектральна прозорість атмосферних аерозольних утворень

Приведемо стисло кількісні дані про енергетичні втрати лазерного випромінювання, яке розповсюджується через найбільш характерні типи аерозольних утворень (хмари, тумани, задимленості і опади) для довжин хвиль випромінювання, які найбільш часто використовуються в лазерних систем зв'язку і навігації, локації і зондування газових складових і т.п.

У таблиці 2 приведені розрахункові значення об'ємних коефіцієнтів розсіяння  $\sigma_p(\lambda)$  водяних туманів і хмар [4–7], частки яких

підпорядковуються гамма-розподілу, при  $S_m = 200$  м. Коефіцієнти  $\sigma_p$  для інших значень  $S_m$  легко отримуються із даних таблиці 2 за формулою

$$\sigma_p(0,55) = 3,9/S_m. \quad (24)$$

Таблиця 2.

$\lambda$ , мкм	0,51; 0,56	0,63; 0,71	1,06; 1,15	3,39	10,6
$\sigma_p(\lambda)$ , км <sup>-1</sup>	19,6	19,7	19,9	20,7	19,6

Атмосферна задимленість – найбільш частий стан атмосфери, що характеризується метеорологічною дальністю видимості  $S_m \geq 1$  км. [4]. У таблиці 3 приведені значення об'ємних коефіцієнтів розсіяння задимленості, отриманих розрахунковим шляхом для  $S_m = 10$  км і розподілу часток за розмірами Юнге.

Таблиця 3.

$\lambda$ , мкм	0,5	0,56	0,63	0,71	1,06	1,15	3,39	10,6
$\sigma_p(\lambda)$ , км <sup>-1</sup>	0,4	0,46	0,32	0,26	0,18	0,17	0,08	0,01

Зрозуміло, що виміряні у кожному конкретному випадку коефіцієнти  $\sigma_p(\lambda)$  для хмар, туманів і задимленостей відрізнятимуться від значень, приведених в таблицях 2 і 3, проте ці відмінності не будуть значними.

Частки опадів у видимому і інфрачервоному діапазонах можуть розглядатися як великі частки, для яких параметр  $\rho \gg 1$ ,  $K(\rho, m) = 2$ . В цьому випадку для коефіцієнта послаблення отримуємо

$$\sigma(\lambda) = N \int_0^{\infty} \pi a^2 K(\rho, m) f(a) da = 2Q, \quad (25)$$

де  $Q$  – геометричний переріз часток в одиниці об'єму, що визначається

виразом  $Q = N \int_0^{\infty} \pi a^2 f(a) da$ . Отже, об'ємні коефіцієнти розсіяння мають

нейтральний хід у видимій і інфрачервоній областях спектру і однозначно визначаються геометричним перерізом, який при заданих характеристиках мікроструктури однозначно пов'язаний із водністю.

Наявні теоретичні розрахунки об'ємних коефіцієнтів розсіяння хмар, туманів, задимленості і опадів, що базуються на простих моделях мікроструктури, потребують експериментальної перевірки. Результати вимірювань прозорості хмар, туманів, задимленостей і опадів, отримані в різних кліматичних районах, викладені в [8–12]. Ці вимірювання показали, що затухання на ділянці спектру 0,35...3,7 мкм не залежить від довжини хвилі і складає в стійких туманах 50...250 дБ/км в залежності від інтенсивності туману. Із зростанням довжини хвилі затухання зменшувалося і поблизу 10 мкм було в 2...2,5 рази менше, ніж у видимій

області спектру. У [8] експериментально досліджувалося в природних туманах відношення коефіцієнта затухання при  $\lambda=10,6$  мкм до коефіцієнта затухання при  $\lambda=0,63$  мкм. Усереднене по всіх вимірюваннях дане відношення склало 0,38 із середньоквадратичним відхиленням 0,2.

Дані про горизонтальну прозорість хмар [9] показують, що коефіцієнт затухання у видимому діапазоні для зимових хмар типів  $C_i$ ,  $A_s$  і  $A_c$  складає близько 80 дБ/км, а для  $St$  і  $C_u$  200...400дБ/км. Результати комплексних, оптичних і мікро-фізичних досліджень аерозольного затухання в задимленості на континентальних трасах приведені в [7-12] для діапазону хвиль 0,37...12 мкм. В результаті обробки експериментального матеріалу виділяються два різні типи задимленості (звичайна задимленість і туманна), спектральний хід коефіцієнта затухання в яких відрізняється. У звичайної задимленості має місце монотонний спектральний хід, для туману характерні розмиті екстремуми, що свідчить про присутність великих аерозольних часток.

Результати вимірювань коефіцієнта аерозольного затухання [11] представлені на рис. 4, де суцільні криві 1 і 2 сполучають окремі експериментальні значення, а штрихові криві 1' і 2' отримані в результаті розрахунку за даними мікро-фізичних вимірювань сухої фракції аерозолі. Розрив кривих поблизу довжини хвилі 6,3 мкм обумовлений практично повним поглинанням радіації цього спектрального діапазону на дослідженій трасі протяжністю 3,5 км. Рис. 4 добре ілюструє узгодженість оптичних і мікро-фізичних даних в діапазоні 2...5 мкм, а також наявність максимумів в районі хвиль 2,9 і 11 мкм, що пояснюється поглинанням випромінювання речовиною аерозольних часток.

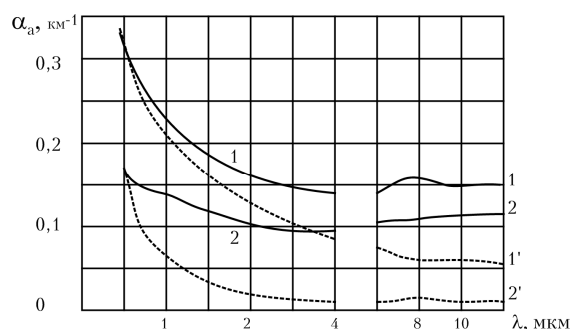


Рис. 4. Спектральний хід коефіцієнтів аерозольного затухання: 1, 2 – експериментальні результати отримані по даним [11]; 1', 2' – розраховані для сухої фракції аерозолі

Результати вимірювань мікрофізичних характеристик опадів [10] свідчать, що розміри часток опадів складають більше 100 мкм. Отже, в області 0,4...15 мкм параметри  $Mi$   $\rho \gg 1$ . В цьому випадку коефіцієнт розсіяння не залежить від довжини хвилі і дорівнює двом геометричним перерізам часток в одиниці об'єму, тому послаблення видимого і інфрачервоного

випромінювання має нейтральний спектральний хід. Проте при конкретних вимірюваннях необхідно вносити поправки, що враховують внесок розсіяного вперед випромінювання у виміряну інтенсивність. Особливо це важливо враховувати при використанні приймачів із великим кутом огляду.

Експериментальних даних про розповсюдження лазерного випромінювання в снігопадах поки що недостатньо для з'ясування впливу особливостей мікроструктури снігу на величину затухання. Детальне вивчення цього питання пов'язане із багатьма труднощами, наприклад розробкою апаратури для вимірювання характеристик снігопадів, включаючи їх мікроструктуру. Наявні в літературі дані [8] вказують на сильне затухання лазерного сигналу в снігопаді. Максимальні значення об'ємних коефіцієнтів затухання в діапазоні 0,63...10,6 мкм в снігопаді складають близько 30 дБ/км, тобто значно менше, чим в хмарах і туманах. Автори [8] досліджували залежність об'ємних коефіцієнтів затухання при  $\lambda = 0,63$  мкм і 10,6 мкм від інтенсивності снігопаду і отримали наступні емпіричні залежності для коефіцієнтів затухання:  $a(0,63) = 10,8I^{0,53}$ ,  $a(10,6) = 15,1I^{0,71}$  де  $a(0,63)$  і  $a(10,6)$  виражені в Дб/км. Аналіз приведених залежностей дозволяє зробити висновок про те, що в снігопаді із зростанням довжини хвилі затухання збільшується.

Не дивлячись на значну кількість експериментальних даних про затухання видимих і інфрачервоних сигналів в опадах, ряд питань залишаються маловивченими, наприклад відсутнє однозначне пояснення причини розбіжності розрахунку і експерименту для ІК-діапазону в дощах, більш високе значення коефіцієнта затухання на  $\lambda = 10,6$  мкм в снігопаді в порівнянні з  $\lambda = 0,63$  мкм і т.д.

## Висновок

В даний час вже розроблені методи кількісного визначення коефіцієнтів поглинання як із експериментальних даних, так із теоретичних розрахунків практично для будь-яких ділянок спектру, в які потрапляє випромінювання тих або інших лазерів. Таким чином, якщо спектр випромінювання лазера відомий з достатньою точністю, то поглинання його випромінювання атмосферними газами може бути заздалегідь кількісно визначене для будь-яких реальних умов в атмосфері.

Отже, випромінювання лазерів, призначених для використання в пристроях для зондування і локації, повинно припадати на ділянки спектру, зайняті широкими вікнами прозорості атмосфери, а ще краще, якщо воно в межах цих вікон потрапляє в проміжки між слабкими лініями поглинання, або мікрівікна прозорості атмосфери. При цьому довжини хвиль випромінювання мають бути стабілізовані з достатньо високою точністю,

особливо якщо вони знаходяться на близькій відстані від ліній поглинання газів.

Розв'язання рівняння переносу випромінювання в атмосфері є складним завданням, яке вимагає знання оптичних властивостей розсіювального атмосферного середовища, які задаються сукупністю оптичних або мікрофізичних параметрів аерозольних утворень, для яких важливими є відомості про форму, концентрацію, розподіл часток за розмірами і комплексний показник заломлення речовини часток відносно повітря. Оптична модель аерозольної атмосфери вважається відомою, якщо встановлені зв'язки між видом матриці розсіяння і параметрами, що характеризують метеорологічний стан атмосфери.

У випадку розсіяння випромінювання частками аерозолю всі 16 елементів матриці розсіяння в загальному випадку можуть бути різними. Симетрії властивостей часток або їх просторовий розподіл ведуть до скорочення числа незалежних елементів і перетворенню деяких з них на нулі. Зокрема, для сферичних однорідних часток матриця розсіяння містять тільки чотири незалежні елементи. У практичних задачах де можна знехтувати поляризаційними ефектами, для характеристики розсіяного поля можна використати тільки перший елемент матриці розсіяння – індикатрису розсіяння.

## Література

1. Зуев В.Е., Фадеев В.Я. Лазерные навигационные устройства. – М.: Радио и связь, 1987. – 160 с.
2. Привалов В.Е., Шеманин В.Г. Параметры лидаров для дистанционного зондирования газовых молекул и аэрозоля в атмосфере. Учебное пособие. – СПб: Балт. гос. техн. ун-т, 2001. – 56 с.
3. Шифрин К.С. Рассеяние света в мутной среде. – Л.: Гидрометеоздат, 1972. – 230 с.
4. Зуев В.Е. Распространение лазерного излучения в атмосфере. – М.: Радио и связь, 1981. – 288 с.
5. Розенберг Г.В. Возникновение и развитие атмосферного аэрозоля – кинетически обусловленные параметры // Изв. АН СССР. ФАО. – 1983. – Т. 19, № 1. – С. 29–34.
6. Креков Г.М., Рахимов Р.Ф. Оптико-локационная модель континентального аэрозоля. – Новосибирск: Наука, 1982. – 197 с.
7. Иванов А.П. Оптика рассеивающих сред. – Минск: Наука и техника, 1969. – 592 с.
8. Ослабление лазерного излучения в гидрометеорах / В.П. Бисярин, А. В. Соколов, Е. В. Сухонин и др. – М.: Наука, 1977. – 176 с.
9. Фейгельсон Е.А. Лучистый теплообмен и облака. – Л.: Гидрометеоздат, 1970. – 242 с.
10. Оптические параметры атмосферного аэрозоля / Г.В. Розенберг, Г.И. Горчаков, Ю.С. Георгиевский, Ю.С. Любовцева // Физика атмосферы и проблемы климата. – М: Наука, 1980. – 320 с.
11. Пхалагов Ю.А. Сопоставление эмпирических моделей атмосферной дымки и их применимости для расчета ослабления оптической радиации // Распространение оптических волн в неоднородных средах. – Томск: ТГУ, 1983. – С. 140 – 153.
12. Филипов В.Л., Макаров А.С, Иванов В.П. Статистические характеристики ослабления видимой и ИК радиации в приземном слое атмосферы // Изв. АН СССР. ФАО. – 1979. – Т. 15, № 3. – С. 257–265.
13. Петрук В.Г. Спектрофотометрія світлорозсіювальних середовищ. – Вінниця: УНІВЕРСУМ-Вінниця, 2000. – 207 с.

Надійшла до редакції 05.10.2008р.



**ПЕТРУК В.Г.** – д.т.н., професор, декан факультету екології та екологічної кібернетики, завідувач кафедри екології та екологічної безпеки, Вінницький національний технічний університет, Вінниця, Україна.