

МОДЕЛЬНИЙ ЕКСПЕРИМЕНТ ІЗ ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЙНИХ ХАРАКТЕРИСТИК АТМОСФЕРНИХ УТВОРЕНЬ

Описана методика реалізації лабораторного експерименту з дослідження поляризаційних характеристик орієнтаційних параметрів атмосферних утворень типу кристалічних хмар. Наведені результати дослідження функціональних залежностей ненульових компонент матриць екстинкції та матриць зворотного розсіяння модельного середовища від його оптичної товщини та кутів орієнтації несферичних частинок у ньому.

In the present paper the methodic of laboratory experimental realization in the investigation of polarization characteristics of atmospheric structures like crystal clouds is observed. The investigation results of functional characteristics of extinction matrixes nonzero components' and back scattering matrixes of model environment from its optical thickness and orientation angles of nonspherical particles are given.

Дослідження стану поляризації розсіяних атмосферою світлових пучків обмежених розмірів має особливе значення при розв'язанні задач, що стосуються сфери зондування, локації, передачі інформації й оцінки структури аерозолу. При розсіянні атмосферою світлових пучків видимого діапазону основні поляризаційні ефекти виникають у процесі взаємодії випромінювання з аерозольною частиною оптичних неоднорідностей атмосфери. З оптичної точки зору, аерозоль виступає як найбільш активна і найбільш видозмінна компонента атмосфери. Загальноприйнято виділяти три діапазони розмірного спектра аерозолу. Перший діапазон – частинки розміром менше 0,1 мкм (так звані ядра конденсації Айткена [1]); другий діапазон – від 0,1 до 1 мкм – великі частинки, найбільш активні в оптичному відношенні, і третій діапазон – гігантські частинки із розміром більше 1 мкм. Помічено, що частинки другого діапазону характеризуються сильною залежністю оптичних властивостей від їхніх розмірів і форми. Така особливість частинок аерозолу може призводити до появи еліптичної поляризації в розсіяних атмосферою світлових пучках, які попередньо лінійно поляризовані. Природно, що в такому випадку при розв'язку зворотних задач атмосферної оптики вимірювання тільки інтенсивності розсіяного світла явно не достатньо, оскільки основна інформація про розподіл частинок за розмірами, формою та їх орієнтацією закладена в матриці розсіяння світла, коли враховується вся сукупність поляризаційних

ефектів. І якщо для орієнтаційно ізотропних частинок атмосферного аерозолу, в загальному випадку, матриця розсіяння має вигляд характерний для симетричних хаотично орієнтованих частинок і утримує ненульовими тільки компоненти лівого верхнього і правого нижнього квадрантів, то для кристалічних хмар необхідно вимірювати всі компоненти матриці, бо наявність переважної орієнтації їх оптичних неоднорідностей може призвести до різних поляризаційних ефектів лінійного і кругового дихроїзму [2, 3].

Розповсюдження поляризованого випромінювання на протяжних оптичних трасах в атмосфері супроводжується збільшенням кратності його розсіяння і для описання цього процесу використовується рівняння переносу у вигляді [4]:

$$\vec{r}(\theta, \psi), \text{grad } S_i(\theta, \psi) = \sum [-x_{ij} S_i(\theta, \psi) + \frac{\sigma}{4\pi} \oint f_{ij}(\theta, \psi, \theta', \psi') S_j(\theta', \psi') \sin \theta d\theta' d\psi'], \quad (1)$$

де $\theta, \psi, \theta', \psi'$ – полярні кути, які визначають напрямок світлових пучків, $\vec{r}(\theta, \psi)$ – одиничний вектор напрямку.

Для ізотропного середовища це рівняння спрощується до вигляду

$$\frac{dS_i(\theta, \psi)}{d\tau} = \sum [-S_j(\theta, \psi) + \frac{1}{4\pi(1+\beta)} \oint f_{ij}(\varphi) S_j(\theta', \psi') \sin \theta' d\theta' d\psi'], \quad (2)$$

де φ – кут розсіяння, $dr = kdl$ – елементи оптичної товщини середовища вздовж напрямку розповсюдження.

Але розв'язання рівняння переносу, навіть для плоскої атмосфери, з врахуванням витягнутості індикатриси розсіяння і поляризаційних ефектів, надзвичайно складне, тому задачі з дослідження розповсюдження поляризованих пучків в атмосфері часто розв'язуються шляхом модельних експериментів в лабораторних умовах.

В нашому випадку вимірювання та розрахунок значення ненульових компонент матриць розсіяння світла (МРС) проводились на стандартному Стокс-гоніометрі за методикою, описаною в праці [5].

Експеримент з дослідження поляризаційних характеристик середовища, модулюючого різні оптичні стани атмосфери, проводився за наступною методикою:

1. Зміна оптичних параметрів шару атмосфери реалізувалась за допомогою різної концентрації молока у водному розчині (зміна розсіюючих властивостей) і добавкою нігрозину певної концентрації до вказаного розчину молока при різних значеннях його оптичної товщини (зміна поглинаючих властивостей);

2. Наявність кристалічних утворень в атмосфері моделювалась за допомогою оптично тонкого шару ($\tau \approx 1$), орієнтованих несферичних частинок гамма-окису заліза ($\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$), які в процесі експерименту розміщувались під різними кутами орієнтації θ відносно горизонтальної площини референції ($\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$);

3. В процесі експерименту досліджувалась залежність величин ненульових нормованих компонент матриці Мюллера $f = F_{ik}/F_{11}$ [5] від оптичної товщини модельного оптично ізотропного шару, реалізованої початково різною концентрацією молока в розчині, а потім – зміною концентрації нігрозину в ньому;

4. Враховуючи наявність залежності величин ненульових компонент матриць Мюллера як від кута орієнтації θ частинок $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$, так і від кута розсіяння α експериментально досліджувались залежності від τ компонент матриць екстинкції (розсіяння вперед) і матриць розсіяння назад (кут розсіяння 170°).

5. При дослідженні матриць екстинкції шар орієнтованих частинок розміщувався перед кюветою, в якій знаходився водний розчин, оптична товщина якого змінювалась зміною концентрації молока та нігрозину, а при дослідженні

матриць розсіяння назад модельний шар орієнтованих частинок розміщувався за кюветою.

Результати проведених експериментів дослідження залежностей діагональних компонент f_{22}, f_{33}, f_{44} від τ зображені графіками на рис. 1-3, де криві 1, 2, 3 відносяться до орієнтації несферичних частинок із кутами $\theta = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$ відповідно, коли оптична товщина модельного ізотропного шару збільшується тільки в результаті збільшення концентрації молока в середовищі, а криві 4, 5, 6 відповідають тій же експериментальній ситуації, тільки τ середовища, в якому вже реалізоване багатократне розсіяння, змінюється за рахунок зміни концентрації нігрозину в ньому (величини τ для кривих 4, 5 і 6 визначаються нижніми цифрами осі абсцис).

Зауважимо, що на початковій стадії зміни τ модельного оптично ізотропного середовища тільки зміною його розсіюючої здатності величина компонент f_{22}, f_{33}, f_{44} несуттєво залежить від τ аж до оптичних товщин порядку 9. Крім того, всупереч результатам роботи [6], незначною виявилась і залежність f_{ii} від кута орієнтації несферичних частинок θ , незважаючи на велике

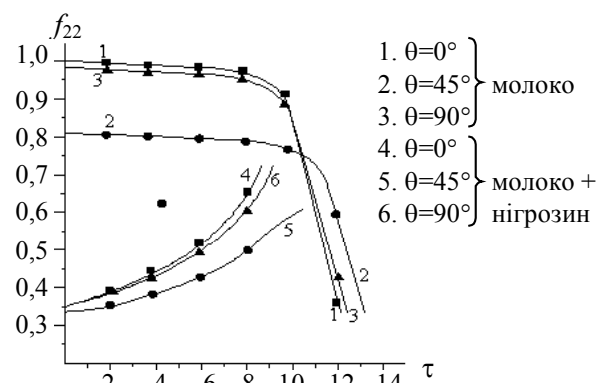


Рис. 1. Залежність f_{22} від оптичної товщини τ при різних кутах орієнтації θ

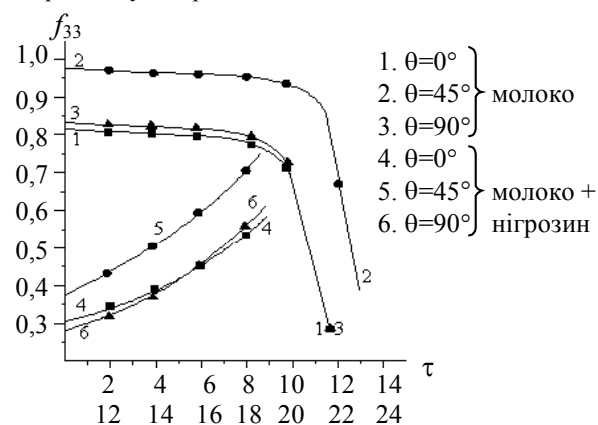


Рис. 2. Залежність f_{33} від оптичної товщини τ при різних кутах орієнтації θ

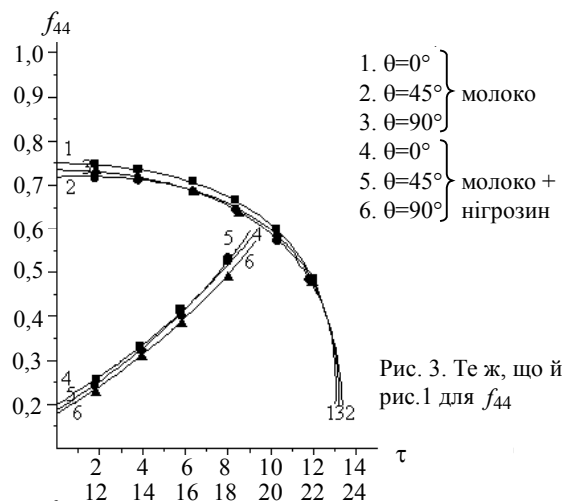


Рис. 3. Те ж, що й рис. 1 для f_{44}

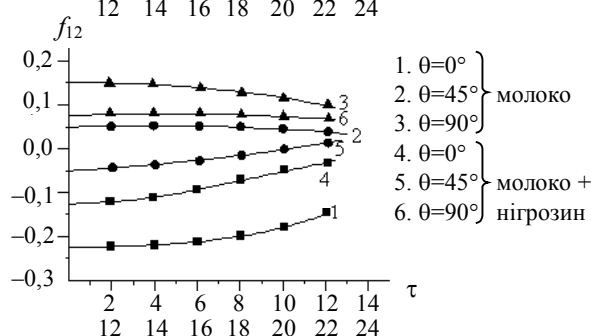


Рис. 4. Залежність f_{12} від оптичної товщини τ за різних кутів орієнтації θ

значення орієнтаційного параметра $B \approx 0,72$ [6] модельного шару $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$. Вказаний факт може бути пов'язаний із відносно малою оптичною товщиною модельного шару, коли регулярна складова прямого випромінювання явно преважує над складовою розсіяного випромінювання в даному напрямку аж до оптичних товщин модельного оптично ізотропного шару $\tau \approx 9$. При подальшому збільшенні τ зміною концентрації молока від $\tau=9$ до $\tau=12$ величина всіх трьох вказаних компонент різко зменшується, що пояснюється наявністю в середовищі ефектів багаторазового розсіяння і, відповідно, деполаризацією попередньо поляризованого випромінювання, яке розповсюджується в середовищі. Але навіть при наявності багаторазового розсіяння відмічається незмінність різниці значень компонент f_{22} і f_{33} для експериментальних ситуацій із різними кутами орієнтації θ , що впливає з порівняльної характеристики кривих 1, 2, 3 для компонент f_{22} і f_{33} при $\tau=0$ і $\tau=12$ (рис. 1,2). Особливістю залежності компоненти f_{44} від τ модельного середовища при наявності в ньому тільки розсіюючих неоднорідностей є практично однакові її значення незалежно від кута орієнтації θ несферичних частинок. Хоча наявність багатократного розсіяння

приводить до зменшення величини даної компоненти аналогічно компонентам f_{22} і f_{33} (рис. 3, криві 1, 2, 3).

Подальші дослідження залежності компонент f_{22} , f_{33} , f_{44} від оптичної товщини водного розчину молока в кюветі при різних орієнтаціях шару орієнтованих частинок проводились зміною τ тільки за рахунок збільшенням концентрації нейтрального барвника нігрозину (криві 4, 5, 6 на рис. 1-3). Це зумовлює збільшення поглинаючої здатності розчину і, відповідно, зменшення кратності розсіяння в ньому та зменшення деполаризації випромінювання. Вказаний факт спричинює збільшення значення нормованих діагональних компонент матриці екстинкції модельного середовища при збільшенні концентрації нігрозину в ньому. Також слід зазначити, що зі збільшенням τ тільки за рахунок зміни концентрації нігрозину в розчині відбувається не тільки збільшення абсолютного значення компонент f_{22} і f_{33} , але й послідовне наближення вказаних значень до їх початкової величини при $\tau=0$ у відповідності до заданого кута орієнтації несферичних частинок. Для компоненти f_{44} у вказаній експериментальній ситуації спостерігається тільки збільшення її величини незалежно від значення кута орієнтації θ (криві 4, 5, 6, на рис. 3). Для компоненти f_{12} залежність її величини від τ , яка реалізується зміною тільки концентрації молока у розчині представлена кривими 1, 2, 3 на рис. 4, які відносяться до орієнтації часток $\theta=0^\circ$, 45° , 90° відповідно, а криві 4, 5, 6 – відповідають залежності f_{12} від τ , яка змінюється тільки за рахунок збільшення концентрації нігрозину, починаючи з певного значення τ , реалізованої зміною концентрації молока. Зауважимо, що зі збільшенням кратності розсіяння водного розчину молока компоненти f_{12} , що відповідають матрицям екстинкції при різних кутах орієнтації несферичних частинок θ , зближаються за величиною між собою, прямуючи при цьому до нульового значення (криві 1, 2, 3, на рис. 4). На відміну від функціональних залежностей діагональних компонент матриці екстинкції від τ , які збільшувались при зміні концентрації нігрозину у водному розчині, для компоненти f_{12} не спостерігається "відновлення" її значення до початкових (при $\tau=0$) при різних кутах орієнтації несферичних частинок (криві 4, 5, 6 на рис. 4). Пояснення вказаного факту потребує подальших експериментальних досліджень.

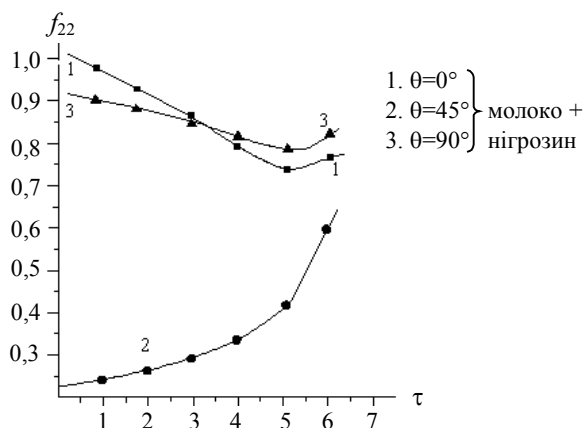


Рис. 5. Залежність f_{22} від оптичної товщини τ при розсіянні назад за різних кутів орієнтації θ

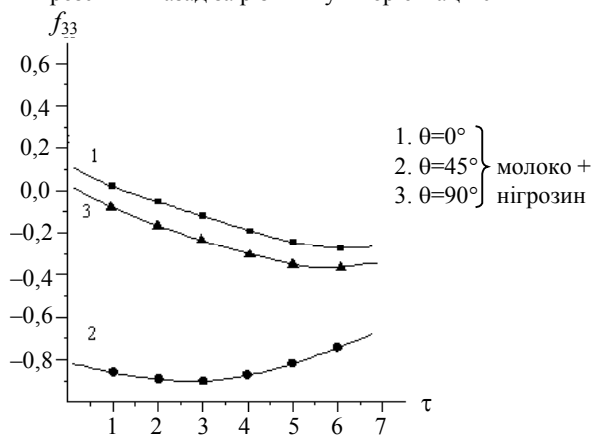


Рис. 6. Залежність f_{33} від оптичної товщини τ при розсіянні назад за різних кутів орієнтації θ

При дослідженні залежності недиагональних компонент матриці розсіяння назад (кут розсіяння $\alpha=170^\circ$) від оптичної товщини оптично ізотропного модельного шару атмосфери, коли спостерігається відбите випромінювання орієнтованими частинками, розміщеними за кюветою з водним розчином, ми отримали принципово подібні закономірності, що й для компонент матриці екстинкції.

Результати проведених досліджень представлені графіками на рис. 5,6, де криві 1, 2, 3 відносяться до орієнтації несферичних частинок з $\theta=0^\circ$, 45° , 90° відповідно (збільшення τ за рахунок зміни концентрації нігрозину починається з $\tau \approx 5$ на обох рис. 5 і рис. 6). Однак слід зазначити, що в області кутів відбивання назад при τ водного розчину близьким до нуля маємо значно більшу різницю у величині компонент f_{22} і f_{33} при кутах орієнтації несферичних часток із $\theta=0^\circ$ (90°) і з $\theta=45^\circ$, криві 1, 3 і 2 на рис. 5,6 відповідно. Тобто при натурному експерименті, в області розсіяння назад і малих значеннях оптичної товщини розсіюючого шару атмосфери, орієнтаційні

властивості її кристалічних утворень будуть проявлятися більш різко відносно їх оцінки у випромінюванні, розсіяному вперед. Як і слід було чекати, збільшення концентрації нігрозину у водному розчині приводить до зменшення кратності розсіяння у ньому і відповідні значення ненульових компонент матриці зворотного розсіяння наближаються до своїх початкових значень, коли τ водного середовища було малим (криві 1, 3 на рис. 5). Однак при орієнтації несферичних частинок під кутом 45° (крива 2 на рис. 5) збільшення поглинаючої здатності водного розчину, при збільшенні концентрації нігрозину, не зумовлює відтворення початкового значення компоненти f_{22} , визначеного при малих τ . Вказаний факт може мати місце, якщо припустити, що збільшення оптичної товщини водного розчину як за рахунок збільшення концентрації молока, так і за рахунок збільшення концентрації нігрозину викликає "згладжування" параметра несферичності розсіюючих частинок модельного шару кристалічних утворень, що буде супроводжуватись збільшенням абсолютного значення мінімуму компоненти f_{22} [3], як і спостерігається в експерименті. Аналогічний висновок можна зробити з аналізу залежності компоненти f_{33} матриці розсіяння назад від оптичної товщини водного розчину при зміні його оптичних параметрів (криві 1, 2, 3, рис 6). Для компоненти f_{44} матриці розсіяння назад водного розчину характерні подібні залежності від його оптичної товщини, що і для компоненти f_{44} матриці екстинкції, коли величина вказаної компоненти практично не залежить від кута орієнтації несферичних частинок модельного шару, а визначається тільки величиною τ оптично ізотропного водного середовища з різними концентраціями молока і нігрозину в ньому (початкове значення компоненти f_{44} при оптичній товщині водного розчину $\tau < 1$ визначається тільки величиною ступеня орієнтованості несферичних частинок модельного шару кристалічного шару в атмосфері [6]).

На рис. 7 кривими 1, 2, 3 наведені графіки функціональної залежності компоненти f_{12} матриці відбивання при кутах орієнтації 0° , 45° , 90° відповідно і куті розсіяння $\alpha=170^\circ$. Особливістю функціональної залежності f_{12} є той факт, що вона, набуваючи нульове значення при $\theta=0^\circ$ і 90° , що відповідає отриманим раніше результатам [5], має різний знак для орієнтації $\theta=0^\circ$ і 90° . Додатне значення компонент f_{12} при куті орієнтації $\theta=90^\circ$

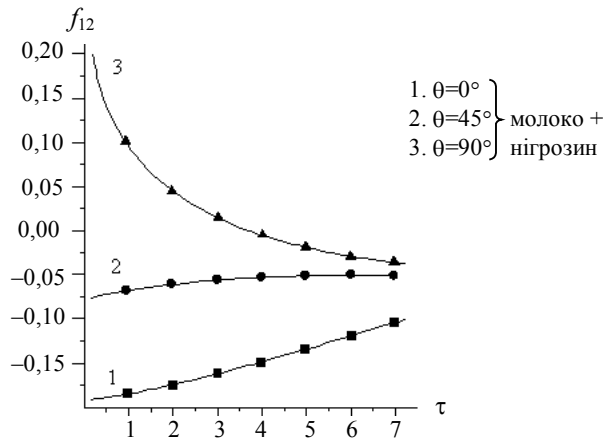


Рис. 7. Залежність f_{12} від оптичної товщини τ при розсіянні назад за різних кутів орієнтації θ

можна пояснити тим, що в такій експериментальній ситуації через систему орієнтованих частинок проходить випромінювання з азимутом орієнтації $\beta=0^\circ$, а для випромінювання з $\beta=90^\circ$ маємо велике поглинання. Враховуючи, що наявність поглинання в середовищі призводить до додатного значення компоненти f_{12} при малих кутах розсіяння і кутах розсіяння назад, тому ми й спостерігаємо відповідну залежність знака f_{12} від кута орієнтації θ . Збільшення τ із певних його значень зміною концентрації нігрозину у водному розчині зумовлює поступове наближення до нуля значення компоненти f_{12} при різних кутах орієнтації несферичних частинок модельного шару θ .

Отже, на основі проведених експериментальних досліджень можна зробити такі висновки:

1. Оцінку наявності й ступеня орієнтованості оптичних неоднорідностей кристалічних утворень у атмосфері коректно проводити в межах оптичної товщини атмосферного шару τ не більше 9.

2. Наявність поглинання у атмосферному шарі, через який визначаються параметри орієнтації кристалічних утворень, приводить до можливості достовірної їх оцінки до значень τ близько 15.

3. Для кількісної оцінки ступеня орієнтованості частинок кристалічних утворень в атмосфері доцільно використовувати значення компоненти f_{44} , яке в межах вказаних вище τ залежить тільки від параметра їх орієнтованості.

4. При дистанційному зондуванні та моніторингу кристалічних утворень атмосфери компоненти матриці розсіяння назад більш чутливі до зміни кута орієнтації їх розсіюючих частинок, ніж компоненти матриці екстинкції.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Волковицкий О.А., Павлова Л.Н., Петрушин А.Г. Оптические свойства кристаллических облаков. – Ленинград: Гидрометеоиздат, 1984.
2. Кауль Б.В. Дистанционное определение состояния ориентированности частиц в кристаллических облаках посредством лидара // Оптика атмосферы и океана. – 1995. – 8, №6. – С.847-851.
3. Кауль Б.В., Ромашов Д.Н. Оценка влияния ориентации цилиндрических частиц льда на матрицу экстинкции // Оптика атмосферы и океана. – 1997. – 10, №12. – С.1485-1492.
4. Борен К., Хафмен Д. Поглощение и рассеяние света малыми частицами. – М. Мир, 1986.
5. Архелюк О.Д. Експериментальне дослідження розсіювання поляризованого світла системою орієнтованих часток: Дис... канд. фіз. мат. наук, Чернівці, 1996. – 120 с.
6. Подкамень Л.Й., Гуминецкий С.Г., Архелюк А.Д. Влияние ориентации частиц на характеристики рассеянного ими поляризованного излучения // Изв. АН СССР ФАО. – 1986. – 22, №12. – С.1287-1292.