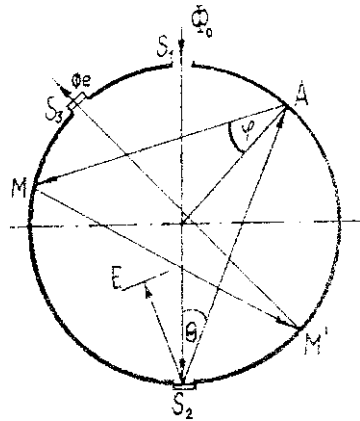


АНАЛІЗ ТРАНСФОРМАЦІЇ СВІТЛОВОГО ПОЛЯ У СФЕРИЧНОМУ ІНТЕГРУВАЛЬНОМУ РЕЗОНАТОРІ

Канд. техн. наук., доц. Петрук В. Г., асп. Томчук М. А.,
канд. техн. наук. Гаркушевський В.С.

Сферичний інтегрувальний резонатор (фотометрична сфера або інтегральний фотометр) все більше привертає увагу вчених. Безперервно удосконалюючи конструкцію, його успішно застосовують в теперішній час як унікальний первинний перетворювач світлової енергії в найрізноманітніших областях науки і техніки, зокрема у спектрофотометрії, біологічних дослідженнях, медичній діагностиці тощо. Проте ретельний огляд наукових джерел з оптики світлорозсіювальних середовищ, починаючи з робіт Бугера, Сумпнера, Ульбріхта та Тейлора [1—4] і закінчуючи сучасними публікаціями, дозволяє відмітити ряд наукових проблем теоретичного і практичного плану, пов'язаних із задачами, які ще остаточно не розв'язані, а саме: відсутність єдиної теорії трансформації світловою поля у сферичному інтегрувальному резонаторі обмежує його прикладне застосування.

Як відомо, існує два принципово відмінних методи вимірів оптичних параметрів зразка (коефіцієнти дифузного відбивання та пропускання) за допомогою сфери: а) метод Тейлора [4], коли зразок встановлюється у робочий отвір на стінці сфери, доповнюючи її внутрішню поверхню; б) метод Рвачова-Сахновецького [5], коли зразок розміщується у центрі сфери, що дозволяє вимірювати близькі до абсолютних значення оптичних параметрів об'єктів будь-якого агрегатного стану практично незалежно від коефіцієнта відбивання еталона. Ефективність другого методу значно вища за перевагами, які будуть доведені нижче,



Нехай світловий потік Φ_0 падає через отвір площею S_1 на дослідний зразок S_2 , що має коефіцієнт дифузного відбивання R і коефіцієнт пропускання T , розташований на внутрішній поверхні сфери радіусом r (рис. 1). При цьому зразок характеризується довільною індикатрисою розсіювання $f(\theta)$. Дopusкаємо наявність у сфері площею S n -ро-бочих отворів площею S_j (вхідний, вихідний, для еталона тощо). Тоді повна опроміненість внутрішньої поверхні сфери у випадку відбивання

$$F = 4\pi r^2 \int_0^\pi \int_0^{2\pi} f(\theta) \sin \theta \, d\theta \, d\phi = 4\pi r^2 \int_0^\pi f(\theta) \sin \theta \, d\theta$$

$$I = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} f(\theta) \sin \theta \, d\theta \, d\phi$$

Рис. 1. Схематичне зображення поля випромінювання у сфері зі зразком на стінці відповідно, у випадку пропускання

$$f_t = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} f(\theta) \sin \theta \, d\theta \, d\phi$$

де Q — еквівалентний тілесний кут зразка AS ; r' — радіус, що визначається з виразу:

$$S = 4\pi r'^2$$

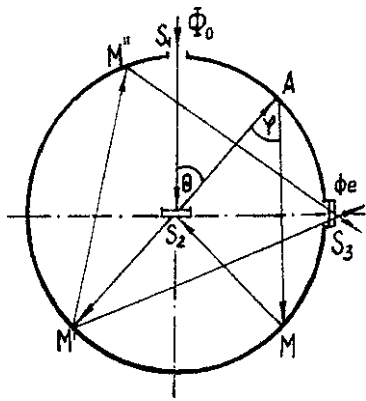
$$P = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} f(\theta) \sin \theta \, d\theta \, d\phi$$

$$S' = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} f(\theta) \sin \theta \, d\theta \, d\phi$$

Величина $r/(1-p')$ називається коефіцієнтом підсилення сфери. Неважно помітити, що чим більший r , тим більший коефіцієнт підсилення або світлосила сфери. Наприклад, якщо $P = 0.8$, то коефіцієнт підсилення дорівнює 3,8, якщо $p = 0.9$, то він дорівнює 8,3, а при $p = 0.98$ він дорівнює 32,9. У виразі (Т) передбачається, що дослідний зразок з коефіцієнтом пропускання T встановлюється навпроти вхідного отвору S_1 сфери, тобто «на провіт», $f(\theta)$, Q' — індикатриса розсіювання та тілесний кут відповідно, зумовлені пропусканням.

$$f_{eff} = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} f(\theta) \sin \theta \, d\theta \, d\phi$$

Вісник ВПІ, 1997. № 1



У випадку зразка, розташованого у центрі сфери (рис. 2), при відбиванні ($T = 0$) отримуємо опроміненість «нижньої» напівсфери:

$$\begin{aligned}
 &1 \\
 &4\%r \\
 &i \text{ «верхньої» напівсфери:} \\
 &i=1 \text{ Or} \\
 &1-p' \\
 &EB_{\Phi_0} 4\%r\Gamma(9) p \text{ fcR} \text{---TI-p---} + R \\
 &4m2 \\
 &i-i \text{ Qr} \\
 &1-p'
 \end{aligned}$$

Рис. 2. Схематичне зображення поля випромінювання у сфері зі зразком у центрі (5)

При «відбиванні + пропускання» ($T \neq 0$) опроміненість «нижньої» напівсфери

$$\begin{aligned}
 &\text{а «верхньої» напівсфери: } \cdot v \quad \Phi \\
 &pH_{\Phi_0} Mf(9), \gg \\
 &f(Oi)Si \\
 &i=1 \text{ Qr} \\
 &p''_{\Phi_0} i 4\%KrP(G) \\
 &R \\
 &\wedge^2 \\
 &i=1 \text{ Or} \\
 &1 \\
 &\blacksquare + T \\
 &=1 \text{ от} \\
 &f f, (ei)Si
 \end{aligned}$$

Як впливає з виразів (4—7), опроміненість «нижньої» напівсфери стала, а «верхньої» — змінна під різними азимутальними кутами і суттєво залежить від форми індикатриси розсіяння дослідного зразка AS [6] (див. перший член у фігурних дужках (5)).

Якщо дослідний зразок має характер дифузного відбивання і $p \ll R$, тобто Ламбертівську індикатрису, то при малих θ , коли $\cos \theta \ll 1$, можна допустити $f(\theta) = \cos \theta$, $Q = \text{я}$, тоді рівняння (1, 4, 5) набувають вигляду близького до

$$\begin{aligned}
 &\Phi \text{ л } o \\
 &\wedge^{\text{сф}} \\
 &4\%r21-P''
 \end{aligned}$$

що характерно для окремого випадку ідеально розсіювальної поверхні (рис. 2). Члени (8)

$$f(\theta_j) S_j \text{ Qr}^2$$

у вище наведених рівняннях визначають втрату відбитого від зразка світлового потоку через робочі отвори сфери. Якщо зразок нахилити на кут $\theta \approx 5^\circ$ по відношенню до вхідного отвору, то ця втрата зводиться майже до нуля.

Порівнюючи вирази (і—2) і (4—7), можна довести, що за методом Рвачова-Сахновсько-го опроміненість сфери буде порівняно більша, ніж за методом Тейлора з умовою однаковості розмірів зразка. А це, в свою чергу, впливає на світлосилу сфери і, врешті-решт, на чутливість всього резонатора. Крім того, метод Тейлора передбачає обов'язкове застосування плоского непрозорого екрану між зразком і фотоелементом. Такий екран у будь-якому випадку буде поглинати частину світлової енергії, яка падає на зразок, і суттєво спотворювати індикатрису розсіювання зразка. Тому дією цього екрану нехтувати не можна. Потрібно враховувати і ту обставину, що за методом Тейлора використовується три робочі отвори (вхідний, отвір для зразка та отвір для світлочутливої поверхні фотоелемента), а за методом Рвачова-Сахновського потрібно тільки два отвори (вхідний і строго перпендикулярний до нього вихідний).

Позначимо $S_1 + S_2 + S_3 = S_j$ площі тих ділянок внутрішньої поверхні сфери, які є відповідно вхідним, робочим (за методом Тейлора) та вихідним отворами. Якщо дослідний зразок розсіює енергію за законом Ламберта, то скориставшись рівнянням світлового (енергетичного) балансу, можна записати вираз для освітленості сфери після актів багатократного розсіювання

Вісник ВПІ, 1997, № 1

I

$\text{pr}(i-A)(D0$
 $kN, , (9)$

де k — коефіцієнт пропорційності, а N_j — покази на пристрої реєстрації. За відсутності зразка на його місце встановлюється еталон, тоді освітленість внутрішньої поверхні сфери буде:

$E, = \dots, -c = kN? . (Ю)$

$(1-P1XS-Sj) + S1+(I-P^A)S3$

Розділивши (9) на (10), отримаємо

звідки

$-3/4--3/4 (11)$

$E2 N2K'$

$R **_k(i + VI (12)$

Як правило, відношення площі S_j робочих отворів до площі внутрішньої поверхні сфери S не перевищує 1%. Проте якщо не враховувати цього впливу, то отримані значення коефіцієнта відбивання суттєво відрізнятимуться від реального. Вираз (12) можна записати у вигляді

$\sim N2(I-P)-N2 \cdot$

де P — втрати світлового потоку на отворах сфери при відбиванні від зразка; звідхилення речовини внутрішнього покриття від ідеального розсіювана та кутової чутливості фотоприймача від косинусної, а також від, властивостей ідеального деполяризатора. Однорідність внутрішнього покриття вимірювальної порожнини досягається нанесенням такого шару, наприклад, MgO ($i=1,5$ мм), який був би «нескінченно» товстим для всієї ділянки спектру (400—1100 нм). Крім близького до ідеального розсіювала MgO , коефіцієнт відбивання якого у вказаному спектральному діапазоні знаходиться в межах $p = 0,95—0,98$, можна застосувати білі емалі, що спеціально готуються для фотометричних сфер на основі сульфата барію, алюмосилікату магнію, або емалі АК-573 згідно з ОСТЗ-1898-82. Однак всі ці речовини мають недолік змінювати свої оптичні характеристики, з часом і вони є спектрально селективними. Добрі, якості еталону відбивання має глушене фтористооливне скло МС-14 або МС ~ 20, хоча його $p = 0,92—0,94$ у видимому діапазоні довжин хвиль. Проте воно довговічне і стійке до агресивних впливів. Досліджено, що розраховане значення $P00$ суттєво відрізняється від експериментально виміряного коефіцієнта відбивання шару еталона — $P00$. При цьому

$P00=P + (^-Pj-P00 , (14)$

де p — значення коефіцієнта відбивання променів, що відбилися від поверхневого прошарку і не потрапити всередину частинок, які утворюють цей шар. Доведено також, що функція

$f(\theta) = \dots$ (носить назву формули Гуревича-Кубелки-Мунка) в досить широкому діапа-

зоні

довжин хвиль, температур і розмірів частинок (від 10^{-4} до 10^{-1} мм) майже збігається з кривою показника поглинання, зокрема еталонної речовини. Для досягнення максимальної чутливості методу при визначенні коефіцієнтів відбивання необхідно довести до максимального ступеня дисперсності еталонну речовину, щоб коефіцієнт $P00$ в «нескінченно» товстому шарі (тобто, коли $T = 0$) знаходився в межах 35—65 %.

Змінність кутової чутливості приймача випромінювання враховується тим, що на вихідному отворі сфери розташовується матове (молочне) скло. При цьому, чим вищий ефективний коефіцієнт відбивання p' сфери, тим слабший вплив кутової чутливості на результати вимірів.

90 Вісник: ВПІ, 1997, № 1

Таким чином, ефективні розміри сферичного інтегрувального резонатора обумовлені: а) розмірами робочих отворів сфери і зразка; б) її світлосилою; в) інтенсивністю вхідного потоку випромінювання; г) чутливістю фотоприймача на виході. Розрахунок показує, що інтегрувальна сфера має найбільшу ефективність або «світлосилу», яка є відношенням потоку, що попадає на приймач, до потоку, відбитого зразком — 15 % на 530—550 нм і при довжинах хвиль 1000—1100 нм — 8 %. При використанні кремнієвого приймача випромінювання типу ФДУК-20, або фотоелектронних помножувачів короткохвильового типу ФЕУ-ЮО (інтегральна чутливість $S1 = 40$ мкА/лм, спектральна чутливість $Sx = 4,5 \cdot 10^{-2}$ А/Вт), чи довгохвильового типу ФЕУ-62 ($S1 = 1$ мкА/лм., $Sx = 10^{-4}$ А/Вт) і джерел випромінювання у вигляді ламп типу КТЛІ зі світловою віддачею 10—20 лм/Вт при потужності 20—100 Вт і світловому потоці в 200-500 лм «світлосила» і геометричні співвідношення достатні для спектроскопічних досліджень з роздільною здатністю в межах 1 нм.

Під інтегральною чутливістю приймача випромінювання видимої частини спектру розуміють відношення величини його реакції до повного променистого потоку, що падає на приймач при певній температурі, і визначається, як правило, в мікроамперах на люмен (мкА/лм). Більшість приймачів мають порогову чутливість (тобто мінімальний променистий потік, що здатен викликати в ньому реакцію і піддаються реєстрації), яка приблизно дорівнює $5 \cdot 10^{-5} - 10^{-12}$ лм/Гц²Ч

Важливого значення набуває визначення натурального показника поглинання хпа елементарним об'ємом неоднорідних світлорозсіювальних рідин за допомогою сферичного інтегровального резонатора. При цьому враховуються ефекти багатократного розсіювання, а направлений на зразок потік Φ_0 монохроматичного випромінювання трансформується завдяки відбиванню rk і поглинанню 0% кварцевою кюветою, а також враховуються коефіцієнти внутрішньомолекулярного поглинання ac і розсіювання os дослідним середовищем. Загальна компонента випромінювання Φ_i внаслідок інтегровальних властивостей сфери сприймається прийнятно-реєструвальною системою (ПРС) і фіксується у вигляді N_1 . Тоді

$$N_1 = \frac{1}{2} \frac{L + q - rk}{(1 - rk)^2 (1 - ak)^2 (1 - ac)} ac$$

$$N_0 = \frac{rk + (1 - rk)^2 (1 - ak)}{2}$$

де N_q — покази ПРС, пропорційні потоку випромінювання, розсіяного кюветою без зразка. Після перетворень (15) отримуємо:

N_0

$$A_{\dots} + \dots J_i = (1 - ac) ac, \quad (16)$$

$$(1 - rk)(1 - ak) J = (1 - rk)(1 - ak)$$

де k — емпірична константа кювети, яка легко визначається. У зв'язку

$$(1 - rk)^2 (1 - ak)$$

з цим вираз (16) набуває вигляду:

$$j(K + I) - K = (1 - ac) ac, \quad (17)$$

$$jL(K + I) - K$$

$$\text{звідки } ag = i - \dots, \quad (18)$$

де $os = 1 - [tc + ac + ck] J$ — коефіцієнт розсіювання середовища, ($j <$

в якому $tcpr$ — прозора компонента пропускання світлорозсіювального середовища, а $Mk = 2(rk + ak)$ — коефіцієнт затухання у стінках кювети. Підставляючи (19) у (18), отримуємо

Вісник ВПІ, 1997, № 1

91

а

$$c(1,2)$$

$$= \frac{1}{2} \left\{ \right.$$

2-х

пр

1

пр т,

$$tc - ck + K -$$

$N N$

$$1(K + I)$$

(20)

При цьому тільки $aC(2)$ має фізичний зміст, тому що у кінцевому результаті при заданих крайових даних $ck = 0$, $K = 0$, $tcpr = 0$ коефіцієнт поглинання $ac = 1$, а при $N_j/N_q = 1$, $cx = 0$.

Знайдене за нашою методикою ac , яка враховує всі ефекти трансформації випромінювання, специфіку і матеріал кювети і дозволяє перейти до істинного натурального показника поглинання неоднорідного середовища за відомою формулою Бутера:

$$ac = 1 - \exp(-ma?),$$

т

$$-I \ln(I$$

$$(21) (22)$$

$$'a(Y) = -\text{ушГ}' - \ll c'$$

де l — товщина шару рідини (найчастіше — 1 см).

Повна потужність випромінювання зразка у верхню «напівсферу» (рис. 3), що називається світимістю ($Вт/см^2$), визначається інтегральним виразом

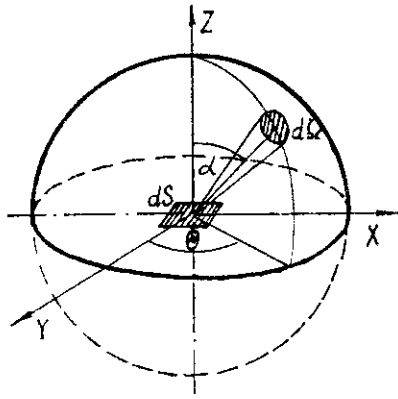


Рис. 3. Пояснення до розподілу поля яскравості у сфері

$2\pi \int_0^{\pi/2}$

$$M = \int dQ \int L(\theta, \alpha) \cos \alpha \sin \alpha d\alpha$$

$0 \quad 0$

(23)

Якщо яскравість L зразка однакова по всій його площині, тобто має Ламбертівську індикатрису і $L(\alpha, \theta) = L_0 = \text{const}$, тоді

$2\pi \int_0^{\pi/2}$

$$M = \int dQ \int L_0 \cos \alpha \sin \alpha d\alpha = 2\pi L_0 \int_0^{\pi/2} \cos \alpha \sin \alpha d\alpha$$

З виразу (24) випливає, що основною характеристикою випромінювання зразка як вторинного джерела випромінювання є функція яскравості, що являє потужність випромінювання зразка площею dS під кутом α до нормалі його площини в тілесний кут $d\Omega$, і дорівнює L /ср:

$$L = L_0(x, y, q, a, t, T, S_0), \quad (25)$$

де $q = \{x, y, \theta, \alpha, t, T, S_0\}$ — сукупність незалежних змінних, які повністю характеризують кузові, енергетичні, поляризаційні, спектральні характеристики зразка, а саме: x, y — розподіл яскравості на поверхні зразка по напрямкам ϵ ; α, t, T — зміна властивостей в часі і температурі; X — спектральний склад випромінювання; S_0 — чотиривимірний вектор-параметр Стокса власного випромінювання середовища, що визначається з рівняння переносу світлової енергії:

$$dS_i^{\wedge, a} = [I - sHS_j(9^a) + \sum_{ij} f_{ij}(e, a, 0^a) S^{\wedge a}] s_{me} W da + S_1 O(G, a), \quad (26)$$

$I \quad I \quad 4 \quad J$

де S_{1j} — матриця екстинкції; Π — тензор індикатрис розсіяння, віднесений до одиниці об'єму середовища, причому $\nu = m + mG$, де m і mG — параметри поглинання і розсіяння відповідно; θ, α — напрямки, якими ведеться інтегрування, а θ, α — кути розсіяння пучків; S_j і S_j — чотиривимірні вектори-параметри Стокса S трансформованого і опромінювального пучків відповідно. При цьому

$$S = \{S_1, S_2, S_3, S_4\}, \quad (27)$$

$$\text{де } S_1 = I; S_2 = I \cos 2\varphi; S_3 = I \sin 2\varphi; S_4 = I q, \quad (28)$$

де I — інтенсивність світлового пучка, тобто модуль вектора Пойнтінга; φ — ступінь поляризації світла; θ — кут між напрямком переважної поляризації та довільно вибраною площиною референції; q — ступінь еліптичності поляризованих променів [7].

З виразу (26) видно, що у випадках, коли середовище збуджене, тобто люмінесцує, ха-

При ДОСЛІДЖЕННЯХ ДеЯКИХ ГумОрАльНИХ СєрЄДОВИЩ? ЗОКрема, КрОВІ ОНКОХВОРИХ ІХ)НО.

Повертаючись до виразу (25), для функції яскравості зразка з вісьмома незалежними аргументами можна знайти восьмимірний спектр Фур'є:

$$\Pi(\mathcal{Q}) = \int L(q) \exp(-j \mathcal{Q} q) dq, \quad (29)$$

(29)

Де $\mathcal{Q} = \{\cos \theta, \sin \theta, 0, 0, \sin \alpha, \cos \alpha, \omega, \text{cot } \alpha\}$ — сукупність змінних у просторі частот; $d\mathcal{Q} = dx, dy, d\theta, d\alpha, dt, dT, dX, dS^{\circ}$ — елементарний об'єм у восьмивимірному просторі координат.

Зворотне перетворення Фур'є дозволяє визначити шукану яскравість зразка як функцію у просторі координат:

$$L(q) = \frac{1}{(2\pi)^8} \int \Pi(\mathcal{Q}) \exp(j \mathcal{Q} q) d\mathcal{Q}. \quad (30)$$

(2ж) $- \cos \theta \sin \theta \quad J \quad (n = 8)$

При цьому, якщо поле яскравості є випадковим і інформаційно-вимірювальна система на базі інтегровального резонатора повинна працювати за всіма можливими реалізаціями розподілу яскравості, що змінюється за всіма незалежними змінними в деяких однотипних умовах, то в загальному випадку для оцінки мікроструктури поля яскравості треба мати двомірну функцію щільності ймовірності $|L(q)|$,

$L(q_k)$, $\% q_k$] для кожної пари точок q і q_k у багатовимірному просторі, а тоді тільки можна знайти деяку кореляційну функцію яскравості у цих точках.

За цією теорією в результаті перетворень Фур'є для умов некогерентного випромінювання може бути знайдена як функція ваги, так і частотна функція передачі оптичного сигналу [8].

ВИСНОВКИ

1. Оптимізується теорія трансформації світлового поля у сферичному інтегровальному резонаторі як первинного перетворювача енергії випромінювання із об'єктом вимірювання в його центрі.

2. Уніфікується методика визначення натурального показника поглинання елементарним об'ємом неоднорідної світлорозсіювальної рідини за допомогою сферичного інтегровального резонатора.

3. Пропонується методика визначення функції яскравості неоднорідного зразка за допомогою Фур'є-перетворень.

ЛІТЕРАТУРА

1. Бугер П. Оптический трактат о градации света. — М.: Изд. Ан. СССР, 1950. — 479 с.
 2. Sumpner W. E. The diffusion of light // Proc. Phys. Soc. of London. - 1894, vol. 12. - P. 10-28.
 3. Ulbricht R. Das Kugelphotometer // Elektrotech. Zeits. - 1900, vol.21. - S. 595.
 4. Taylor A. H. The measurement of diffuse reflection factors and a new. absolut reflectometer // Journ. Opt. Soc. Amer. — 1920, vol.4. - P. 9-23.
 5. Рвачев В. П., Сахновский М. Ю. К теории и применению интегрального фотометра для исследования объектов с произвольными индикатриссами рассеяния // Оптика и спектроскопия. — 1965. Т. 18. — С. 486.
 6. Рвачев В. П. Введение в биофизическую фотометрию (фотометрические измерения в биологии). — Львов: Изд. ЛГУ, 1966.-С. 302-308.
 7. Чандрасекар С. Перенос лучистой энергии. — М.: Изд. ин. лит., 1953. — 431 с.
 8. Порфирьев Л. Ф. Основы теории преобразования сигналов в оптикоэлектронных системах. — Л.: Машиностроение, 1989.-391 с.
- Кафедра хімії та екологічної безпеки
Вісник ВПІ, 1997, № 1