

УДК 528.7:629.78

Л.А. Міхеєнко, О.С. Тимофєєв

ТЕОРІЯ ДИФУЗНОГО ВИПРОМІНЮВАЧА НА ОСНОВІ ІНТЕГРУЮЧОЇ СФЕРИ З СВІТЛОВИПРОМІНЮЮЧИМИ ДІОДАМИ

Вступ

Останнім часом спостерігається інтенсивний розвиток прецизійних цифрових відеосистем (ЦВС) з багатоелементними приймачами випромінювання – цифрових фотоапаратів, веб-камер, камер для оптичної мікроскопії, систем спостереження і т.п. [1, 2]. Подальше вдосконалення таких систем значною мірою стримується недостатнім рівнем методів і засобів вимірювання їх енергетичних характеристик і, в першу чергу, пристроїв, що формують змінне поле яскравості високої інтенсивності й однорідності в межах значної апертури [3, 4]. Застосовувані для цієї мети дифузні випромінювачі (ДВ) на основі інтегруючої сфери (ІС) [3, 5], хоча і відзначаються достатньо високими метрологічними характеристиками, мають ряд недоліків. Насамперед вони зумовлені використанням в ДВ галогенних ламп. Спроби використання в ДВ світловипромінюючих діодів (СВД) наштовхуються на ряд серйозних проблем, серед яких: недостатня потужність СВД, вузька індикатриса випромінювання, низька стабільність. Однак значний прогрес у створенні потужних і надяскравих СВД дає можливість значно змінити погляди на перспективи їх використання у вимірювальних ДВ.

Постановка задачі

Метою статті є розробка теорії ДВ на основі інтегруючої сфери з косинусними джерелами випромінювання типу СВД, аналіз і дослідження таких пристроїв, оцінка перспектив їх використання для вимірювання енергетичних характеристик і калібрування прецизійних ЦВС.

Формування поля яскравості у вихідній апертурі інтегруючої сфери з косинусними джерелами випромінювання

Розглянемо формування поля яскравості на виході ДВ, скориставшись методом послідов-

них відбивань [6, 7], але із врахуванням специфічних особливостей СВД.

Нехай всередину ІС від джерела випромінювання з косинусною індикатрисою вигляду $I(\theta) = I_0 \cos^m \theta$ потрапляє монохроматичний потік Φ_0 (рис. 1). Оскільки джерела випромінювання зазвичай розміщують так, щоб при первинному освітленні поверхні ІС уникнути потрапляння випромінювання у вихідну апертуру [7], то їх оптична вісь повинна проходити через точку, близьку до центра сфери. Вважатимемо, що оптична вісь СВД проходить точно через точку O по лінії MN . Тоді на внутрішній поверхні сфери в точці N буде сформована нульова освітленість E_0 .

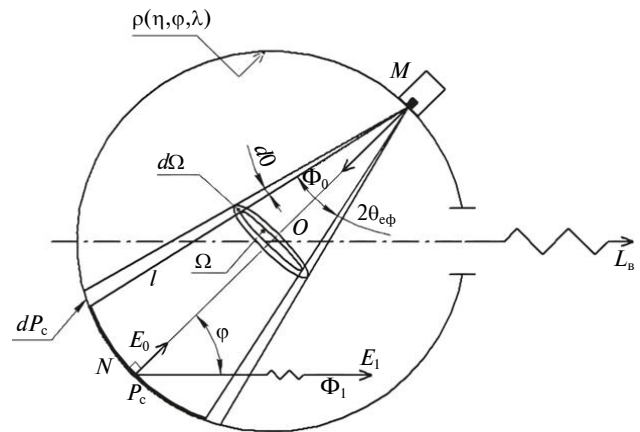


Рис. 1. Формування поля яскравості у вихідній апертурі дифузного випромінювача

Для отримання виразу, що описує залежність освітленості від перерахованих факторів $E_0 = f(\theta, m, l)$, розглянемо елементарний тілесний кут $d\Omega$, вершина якого знаходиться в центрі випромінювальної площі СВД (точка M) і опирається на елементарний пояс dP_c на поверхні сфери (рис. 1). Тоді отримуємо

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos \theta),$$

$$d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta.$$

Елементарний потік $d\Phi_0$, що надходить на пояс dP_c в межах елементарного тілесного кута $d\Omega$, має вигляд

$$d\Phi_0 = I_0(\theta)d\Omega = 2\pi I_0 \sin \theta \cos^m \theta d\theta,$$

а повний первинний потік Φ_0 , що надходить від СВД на поверхню ІС в межах кута 2θ , визначається виразом

$$\Phi_0 = \int_{\theta} d\Phi_0 = 2\pi I_0 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\theta \cos^m \theta d\theta.$$

Для врахування впливу на потік Φ_0 тільки вигляду індикатриси СВД (m) пронормуємо I_0 за величиною повного потоку, що випромінює джерело в півсфері, ввівши коефіцієнт K_m :

$$K_m = \frac{2\pi I_{0m} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\theta \cos^m \theta d\theta}{2\pi I_0 \int_0^{\frac{\pi}{2}} \sin\theta \cos \theta d\theta} = \frac{m+1}{2}, \quad (1)$$

де I_0 – осьова сила світла СВД, що випромінює за законом Ламберта; I_{0m} – осьова сила світла СВД з індикатрисою вигляду $I(\theta) = I_0 \cos^m \theta$.

Тоді із врахуванням (1) для потоку, що надходить на поверхню сфери P_c в межах кута 2θ , отримуємо

$$\Phi_0(\theta, m) = 2\pi K_m I_0 \int_0^{\theta} \sin\theta \cos^m \theta d\theta.$$

Освітленість $E_0(\theta, m)$ елементарного сегмента сфери P_c становить

$$E_0(\theta, m) = \frac{d\Phi_0(\theta, m)}{dP_c(\theta)} = \frac{2\pi K_m I_0 \sin\theta \cos^m \theta d\theta}{8\pi R^2 \sin\theta \cos\theta d\theta} = K_m \frac{1}{4R^2} I_0 \cos^{m-1} \theta, \quad (2)$$

де $P_c(\theta) = 2\pi R(2R - l \cos\theta) = 2\pi R(2R - R \cos^2 \theta) = 4\pi R^2 \sin^2 \theta$; $dP_c(\theta) = 8\pi R^2 \sin\theta \cos\theta d\theta$; R – радіус сфери.

Із графіків, показаних на рис. 2, видно, що звуження індикатриси СВД призводить до перерозподілу освітленості в осьову зону. СВД, що випромінює за законом Ламберта ($m = 0$), стала: $E_0 = \text{const}$. Те, що реальні СВД випромінюють у межах досить вузького кута $2\theta_{\text{еф}}$ [8], грає важливу роль у визначенні первинного потоку, який потрапляє в інтегруючу сферу. На рис. 2 показані залежності інтегральної освітленості сегмента P_c залежно від

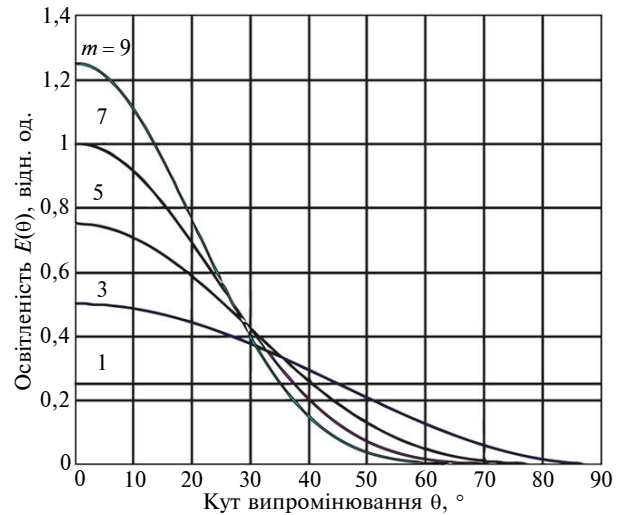


Рис. 2. Розподіл нульової освітленості на поверхні сфери; m – порядок косинусності

величини m . Ефективний кут $2\theta_{\text{еф}}$ визначався для рівнів 0,5 і 0,9.

Нерівномірність первинної освітленості призводить до зростання впливу неоднорідності розсіюючого покриття на величину вторинного відбитого потоку. Для традиційних покриттів на основі BaSO_4 , MgO та інших сполук вона може становити кілька відсотків [9, 10], що неістотно для освітленості поверхні сфери випромінювача з СВД, близькими до ламбертівських, але може бути помітним при використанні СВД з вузькими індикатрисами.

Ефективна освітленість сегмента P_c , що визначається кутом $2\theta_{\text{еф}}$, знаходиться з (2):

$$E_{0\text{еф}} = \frac{\int_0^{\theta_{\text{еф}}} d\Phi_0(\theta, m)}{\int_0^{\theta_{\text{еф}}} dP_c(\theta)} = \frac{2\pi K_m I_0 \int_0^{\theta_{\text{еф}}} \sin\theta \cos^m \theta d\theta}{8\pi R^2 \int_0^{\theta_{\text{еф}}} \sin\theta \cos\theta d\theta} = \frac{K_m I_0}{2(m+1)R^2} \frac{\cos^{m+1} \theta \Big|_0^{\theta_{\text{еф}}}}{\cos^2 \theta \Big|_0^{\theta_{\text{еф}}}} = \frac{I_0}{4R^2} \frac{\cos^{m+1} \theta_{\text{еф}} - 1}{\cos^2 \theta_{\text{еф}} - 1}. \quad (3)$$

Ділянка поверхні P_c з освітленістю $E_{0\text{еф}}$ сама стає вторинним випромінювачем з освітленістю M_1 :

$$M_1(\varphi, \eta) = \rho(\varphi, \eta) E_{0\text{еф}},$$

де $\rho(\varphi, \eta)$ – просторовий коефіцієнт відбивання покриття інтегруючої сфери.

Зазвичай функція $\rho(\varphi, \eta)$ має осесиметричний характер і виражається через коефіцієнт яскравості $\beta(\varphi)$, під яким розуміється відношення сили світла реального випромінювача до сили світла ламбертівського в напрямі φ . Відзначимо, що одне з покриттів на основі політетрафторетилену [10, 11] є практично ідеальним розсіювачем із коефіцієнтом відбивання $\rho = 0,99$, що буде використано в подальших розрахунках.

Потік, що випромінюється з ділянки P_c , з врахуванням того, що тепер поширення відбитого потоку відбувається в межах тілесного кута $2\pi c\rho$ і із зробленими вище зауваженнями, знаходиться з виразу

$$\Phi_1 = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \rho(\varphi) d\varphi \int_0^{\theta_{e\phi}} E_0(\theta) d\theta \int_0^{\theta_{e\phi}} P_c(\theta) d\theta = \rho E_{0e\phi} P_{ce\phi},$$

де $P_{ce\phi}$ визначається з (3):

$$\begin{aligned} P_{ce\phi} &= \int_0^{\theta_{e\phi}} dP_c(\theta) = 8\pi R^2 \int_0^{\theta_{e\phi}} \sin\theta \cos\theta d\theta = \\ &= -4\pi R^2 \cos^2\theta \Big|_0^{\theta_{e\phi}} = -4\pi R^2 (\cos^2\theta_{e\phi} - 1) = \\ &= 4\pi R^2 \sin^2\theta_{e\phi}. \end{aligned} \quad (4)$$

Тоді Φ_1 з врахуванням (3) матиме вигляд

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \rho E_{0e\phi} P_{ce\phi} = \rho \frac{2\pi K_m I_0 \int_0^{\theta_{e\phi}} \sin\theta \cos^m\theta d\theta}{8\pi R^2 \int_0^{\theta_{e\phi}} \sin\theta \cos\theta d\theta} \times \\ &\times 8\pi R^2 \int_0^{\theta_{e\phi}} \sin\theta \cos\theta d\theta = \rho \pi I_0 (1 - \cos^{m+1}\theta_{e\phi}). \end{aligned}$$

У свою чергу, потік Φ_1 створить освітленість E_1 на всій поверхні сфери:

$$E_1 = \frac{\Phi_1}{A_{c\phi}} = \frac{\rho E_{0e\phi} P_{ce\phi}}{A_{c\phi}},$$

а освітленість E_1 призведе до вторинного випромінювання поверхні сфери, не зайнятої отворами $-A_{c\phi} - A_{отв}$:

$$\Phi_2 = \rho E_1 (A_{c\phi} - A_{отв}) = E_{0e\phi} \frac{P_{ce\phi}}{A_{c\phi}} \rho^2 (A_{c\phi} - A_{отв}).$$

Вторинна освітленість E_2 знаходиться з виразу

$$E_2 = \frac{\Phi_2}{A_{c\phi}} = E_{0e\phi} \frac{P_{ce\phi}}{A_{c\phi}} \rho^2 \frac{A_{c\phi} - A_{отв}}{A_{c\phi}}.$$

Наступні відбивання створять освітленість E_n , яка визначиться таким чином:

$$\begin{aligned} E_n &= E_{0e\phi} \frac{P_{ce\phi}}{A_{c\phi}} \rho^n \left(\frac{A_{c\phi} - A_{отв}}{A_{c\phi}} \right)^{n-1} = \\ &= E_{0e\phi} \frac{P_{ce\phi}}{A_{c\phi}} \rho^n A_0^{n-1}, \end{aligned}$$

де n – кількість відбивань у сфері; $A_0 = \frac{A_{c\phi} - A_{отв}}{A_{c\phi}}$ – відносна ефективна розсіююча поверхня сфери.

Сумарна (повна) освітленість поверхні сфери становитиме

$$\begin{aligned} E_\Sigma &= E_{0e\phi} + E_1 + \sum_{n=2}^{\infty} E_n = \\ &= E_{0e\phi} + \sum_{n=1}^{\infty} E_{0e\phi} \frac{P_{ce\phi}}{A_{c\phi}} \rho^n A_0^{n-1} = \\ &= E_{0e\phi} + \frac{E_{0e\phi} \frac{P_{ce\phi}}{A_{c\phi}} \rho}{1 - \rho A_0} = \\ &= E_{0e\phi} \left(1 + \frac{P_{ce\phi} \rho}{A_{c\phi} (1 - \rho A_0)} \right), \end{aligned}$$

або з врахуванням (3), (4):

$$E_\Sigma = \frac{I_0 \cos^{m+1}\theta_{e\phi} - 1}{4R^2 \cos^2\theta_{e\phi} - 1} \left(1 + \frac{\rho \sin^2\theta_{e\phi}}{1 - \rho A_0} \right). \quad (5)$$

Оскільки СВД є випромінювачем з індикатрисою $I(\theta) = I_0 \cos\theta$, а $\rho(\varphi, \eta) = \rho$, то (5) запишеться у вигляді

$$E_\Sigma = \frac{E_0}{1 - \rho \left(\frac{A_{c\phi} - A_{отв}}{A_{c\phi}} \right)} = \frac{E_0}{1 - \rho A_0},$$

що збігається з формулами освітленості інтегруючої сфери в [6].

При малій вихідній апертурі внутрішню порожнину ІС можна вважати моделлю АЧТ з яскравістю [6]

$$L_{\text{вих}} = \frac{E_{\Sigma}}{\pi}. \quad (6)$$

Проаналізуємо отримані вирази.

Залежність вихідної яскравості ДВ від вигляду індикатриси показано на рис. 3. Величина $2\theta_{\text{еф}}$ визначалась рівнями 0,5 і 0,9, діаметр сфери 2 м, відносний отвір 1/5. Так, видно, що звуження індикатриси призводить до зростання яскравості, починаючи зі значень $m = 3-5$, що характерно для більшості СВД [8].

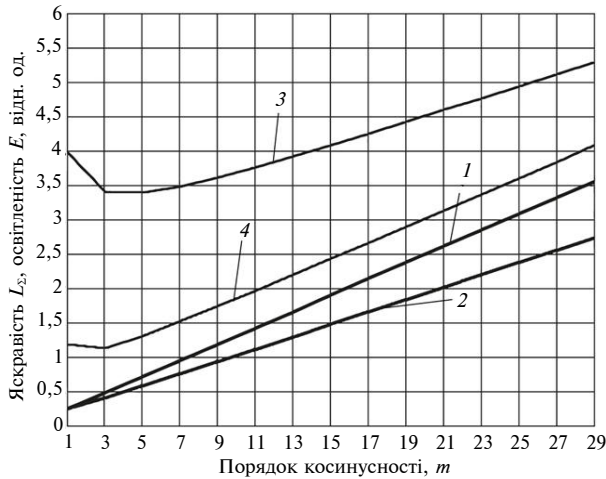


Рис. 3. Залежності нульової освітленості поверхні сфери (1 – рівень 0,9; 2 – рівень 0,5) та відносної яскравості вихідної апертури ДВ (3 – рівень 0,5; 4 – рівень 0,9) від вигляду індикатриси СВД

Для практичних цілей важливо знати внесок кожного з відбивань в освітленість вихідної апертури. Відповідні вирази мають вигляд

$$\frac{E_0}{E_{\Sigma}} = \frac{E_{0\text{еф}}}{E_{0\text{еф}} + \frac{E_{0\text{еф}} P_{\text{сеф}} \rho}{A_{\text{сф}} (1 - \rho A_0)}} = \frac{1}{1 + \frac{P_{\text{сеф}} \rho}{A_{\text{сф}} (1 - \rho A_0)}} = \frac{A_{\text{сф}} (1 - \rho A_0)}{A_{\text{сф}} - A_{\text{сф}} \rho A_0 + P_{\text{сеф}} \rho},$$

$$\frac{E_n}{E_{\Sigma}} = \frac{E_{0\text{еф}} \frac{P_{\text{сеф}} \rho^n A_0^{n-1}}{A_{\text{сф}}}}{E_{0\text{еф}} \frac{P_{\text{сеф}} \rho}{A_{\text{сф}}} + \frac{1}{1 - \rho A_0}} = \frac{\rho^{n-1} A_0^{n-1}}{\frac{P_{\text{сеф}} \rho}{A_{\text{сф}}} + \frac{1}{1 - \rho A_0}} =$$

$$= \frac{A_0^{n-1} (1 - \rho A_0) P_{\text{сеф}} \rho^n}{A_{\text{сф}} - A_{\text{сф}} \rho A_0 + P_{\text{сеф}} \rho},$$

а розраховані по них числові значення наведені в таблиці для різних значень m і рівнів 0,5 і 0,9.

Таблиця. Відносний внесок порядку відбивання в сумарну освітленість

m	$\frac{E_0}{E_{\Sigma}}$		$\frac{E_1}{E_{\Sigma}}$		$\frac{E_2}{E_{\Sigma}}$	
	0,5	0,9	0,5	0,9	0,5	0,9
1	0,063	0,209	0,046	0,039	0,044	0,037
3	0,119	0,425	0,044	0,029	0,042	0,027
5	0,171	0,548	0,041	0,022	0,039	0,021
7	0,218	0,628	0,039	0,018	0,037	0,018
9	0,26	0,684	0,037	0,016	0,035	0,015

Особливо швидко при звуженні індикатриси зростає нульова освітленість, що ставить жорсткі вимоги до монтажу джерел, однорідності покриття. ДВ з лампами розжарювання цієї особливості не мали [5, 7].

Вплив величини вихідної апертури (відносного отвору ДВ $D_{\text{вих}}/D_{\text{сф}}$) на величину нульової, першої і сумарної освітленості проаналізовано у виразах

$$A_0 = \frac{A_{\text{сф}} - A_{\text{отв}}}{A_{\text{сф}}} = \frac{\pi D_{\text{сф}}^2 - \pi D_{\text{вих}}^2}{\pi D_{\text{сф}}^2} = 1 - \left(\frac{D_{\text{вих}}}{D_{\text{сф}}}\right)^2, \quad (7)$$

$$E_{\Sigma} \left(\frac{D_{\text{вих}}}{D_{\text{сф}}}\right) =$$

$$= \frac{I_0 (\cos^{m+1} \theta_{\text{еф}} - 1)}{4R^2 (\cos^2 \theta_{\text{еф}} - 1)} \left(1 + \frac{\rho \sin^2 \theta_{\text{еф}}}{1 - \rho \left(1 - \left(\frac{D_{\text{вих}}}{D_{\text{сф}}}\right)^2 \right)} \right)$$

і показано на рис. 4.

Відзначимо важливу особливість ДВ з використанням СВД – величини E_0 , E_1 практично не залежать від відносного отвору, а наступні освітленості зменшуються дуже швидко, особливо для вузьких індикатрис.

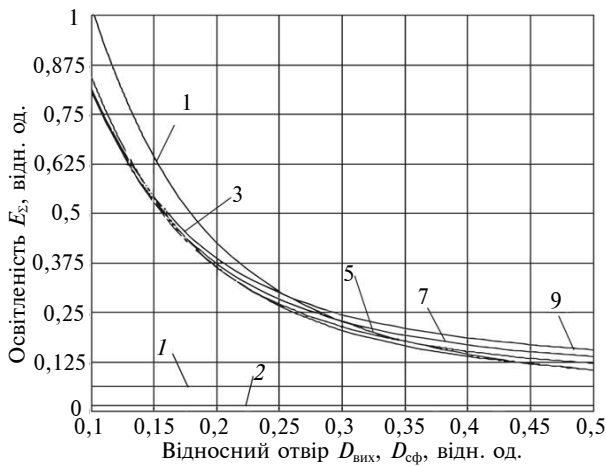


Рис. 4. Залежність сумарної освітленості ДВ від величини відносного отвору і вигляду індикатриси; 1 – нульова та 2 – перша додаткова освітленості, визначені при порядку косинусності $m = 5$

Елементна база і основи проектування дифузного випромінювача

Основними конструктивними елементами ДВ, які мають найбільший вплив на його характеристики, є джерела випромінювання і внутрішнє покриття інтегруючої сфери. Проведений вище аналіз дає змогу сформулювати такі вимоги, які ставляться до СВД:

- індикатриса випромінювання має бути вузькою;
- габарити випромінюючої головки повинні бути мінімальними;
- потужність у заданому спектральному діапазоні – максимальна;
- габарити електроарматури – мінімальні.

У каталозі [8] розглянуто деякі типи серійних СВД білого кольору. Експериментальні дослідження показали, що з достатньою для інженерних розрахунків точністю їх індикатрису залежно від кута випромінювання можемо апроксимувати косинусоїдою з показником степеня m .

Спектральні характеристики кольорових СВД ($I_{\text{дв}}(\lambda)$) великої потужності охоплюють невеликі ділянки спектра. Для роботи у всьому видимому діапазоні застосовують складні структури з трьох–п’яти вузькосмугових випромінювачів (рис. 5, а). Розширення спектра ДВ в ближні УФ- і ІК-області викликають серйозні труднощі, хоча роботи в цьому напрямку ведуться.

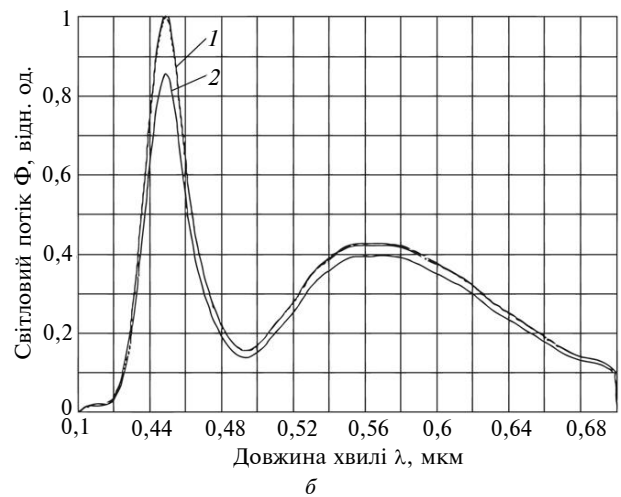
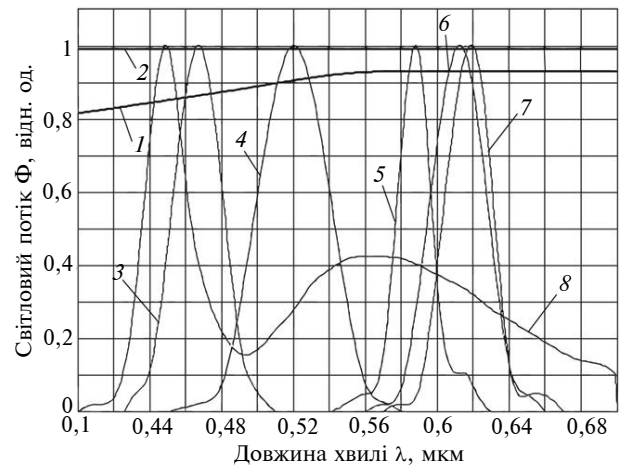


Рис. 5. Спектральні характеристики покриттів (а) BaSO_4 (1); політетрафторетилену (2) та спектральні складові випромінювання СВД синій (3), зелений (4), бурштиновий (5), помаранчевий (6), червоний (7), білий (8); спектральні характеристики ДВ (б) ($L_{\text{вих}}(\lambda)$) з білими СВД і покриття на основі політетрафторетилену (1) і BaSO_4 (2)

Найбільш перспективним покриттям для ДВ є спектралон чи інші матеріали на основі політетрафторетилену, наприклад більш доступний “Поліхром-1” (Росія) [10]. Покриття на основі BaSO_4 поступаються спектралону не тільки за розсіювальними властивостями, але і за стабільністю, що важливо для вимірювальних ДВ [4, 5]. Спектральні характеристики вказаних покриттів показані на рис. 5, а, а спектральні характеристики ДВ з ними – на рис. 5, б. Характеристики отримані підстановкою в (6) відповідних значень.

Суттєво підвищити яскравість вихідної апертури ДВ і однорідність поля, яке формується, можна за рахунок збільшення кількості джерел випромінювання. Для визначення їх оптимального числа в [5] запропоновано використовувати коефіцієнт заповнення K_3 – відношення кількості джерел $N_{\text{ДВ}}$ до діаметра ІС $D_{\text{СФ}}$:

$$K_3 = \frac{N_{\text{ДВ}}}{D_{\text{СФ}}}.$$

Аналіз відомих конструкцій ДВ [3, 7] показав, що коефіцієнт K_3 при використанні галогенних ламп становить 12–16. Через значно менші габарити СВД і значно кращі їх температурні параметри, коефіцієнт K_3 для ДВ, що розглядаються, може бути збільшений до 30–40. Однак слід враховувати, що збільшення кількості СВД в ІС зменшує її, розсіюючи площу і, як наслідок, вторинне випромінювання. Описати характер взаємодії вторинного випромінювання з оптикою СВД дуже важко, оскільки одночасно відбувається часткове поглинання, розсіяння і дзеркальне відбивання потоків. Більш детально це питання буде розглянуто в подальшому.

Зміну яскравості вихідної апертури ДВ найбільш доцільно проводити зміною струму живлення СВД при незмінній напрузі. Динамічний діапазон ДВ – відношення максимальної та мінімальної яскравості вихідної апертури – становить 10^3 – 10^4 при нелінійності не вище 0,5%. Слід відзначити, що більшість СВД великої яскравості мають нелінійну область на початку світлової характеристики. Тому СВД необхідно обов'язково живити через баластний опір і зміну струму живлення починати з величини 0,02–0,05 від максимального значення.

Вибір джерела живлення для розглянутих СВД труднощів не викликає, однак із міркувань збільшення стабільності вихідної яскравості слід використовувати групове підключення джерел випромінювання до кількох незалежних блоків живлення.

Із врахуванням проведених дослідів, для попередніх розрахунків характеристик ДВ на СВД можна використовувати вираз, що отримується підстановкою формули (5) в (6), із врахуванням кількості первісних джерел, площі, яку вони займають, та коефіцієнта відбивання їх поверхні:

$$L_{\text{Вих}}(\lambda) = \frac{I_0 N_{\text{ДВ}} \cos^{m+1} \theta_{\text{еф}} - 1}{\pi(D_{\text{СФ}})^2 \cos^2 \theta_{\text{еф}} - 1} \times \left(1 + \frac{\rho \sin^2 \theta_{\text{еф}}}{1 - \rho \left(1 - \left(\frac{D_{\text{Вих}}}{D_{\text{СФ}}} \right)^2 - \frac{A_{\text{ДВ}}}{\pi(D_{\text{СФ}})^2} - \frac{\rho_{\text{ДВ}} A_{\text{ДВ}}}{\pi(D_{\text{СФ}})^2} \right)} \right) = \frac{\Phi_{\text{ДВ}} N_{\text{ДВ}}}{2(\pi D_{\text{СФ}})^2 \sin^2 \theta_{\text{еф}}} \times \left(1 + \frac{\rho \sin^2 \theta_{\text{еф}}}{1 - \rho \left(1 - \left(\frac{D_{\text{Вих}}}{D_{\text{СФ}}} \right)^2 - \frac{A_{\text{ДВ}}}{\pi(D_{\text{СФ}})^2} - \frac{\rho_{\text{ДВ}} A_{\text{ДВ}}}{\pi(D_{\text{СФ}})^2} \right)} \right),$$

де $N_{\text{ДВ}} = K_3 D_{\text{СФ}} \approx 30 D_{\text{СФ}}$; $m = 5$; $\rho_{\text{ДВ}} = 0,5$; $D_{\text{Вих}}/D_{\text{СФ}} = 1/4$; $D_{\text{СФ}} = 0,5$ м; $\rho = 0,99$; $A_{\text{ДВ}}$ – загальна площа, зайнята арматурою СВД.

Наприклад, розрахована за формулою (7) яскравість ДВ діаметром 0,5 м з відносним отвором 1/4 становить ~ 76 Вт/(ср·м²) при використанні 15 СВД типу LuxDrive 7007-PWC-10-3 потужністю 0,5 Вт. Спектральний діапазон ДВ – 0,43–0,7 мкм за рівнем 0,1. Яскравість ДВ з такими ж габаритами, але при використанні шести галогенних ламп потужністю 98 Вт дорівнює ~ 800 Вт/(ср·м²) в спектральному діапазоні 0,4–1,7 мкм [5].

Таким чином, ДВ на СВД, хоча і поступаються аналогічним випромінювачам на галогенних лампах за вихідною яскравістю і спектральним діапазоном, вже зараз можуть використовуватись для вимірювань енергетичних характеристик і калібровки більшості сучасних ЦВС, за винятком систем космічного базування [4]. Слід також врахувати, що потужність СВД, на думку експертів, подвоюється з кожним роком, що робить їх цілком перспективними і для цих задач.

Висновки

Розроблена теорія ДВ з косинусними джерелами випромінювання дає можливість у першому наближенні описати формування поля яскравості у вихідній апертурі та його спектральні характеристики залежно від конструктивних параметрів ДВ і використовуваних елементів – СВД і покриттів.

Отримані інженерні формули та дані рекомендації з розрахунку і проектування ДВ із заданими параметрами можуть використовуватись при подальших дослідженнях.

Результати роботи будуть корисні спеціалістам в галузі прецизійної радіометрії, особливо розробникам метрологічного обладнання для калібрування ЦВС високого рівня.

У наступних дослідженнях будуть розглянуті питання метрології ДВ і його експериментального дослідження. В подальшому передбачається уточнення моделі ДВ на основі СВД і розробка детальної методики його проектування.

Л.А. Михеенко, А.С. Тимофеев

ТЕОРИЯ ДИФFUЗНОГО ИЗЛУЧАТЕЛЯ НА ОСНОВЕ ИНТЕГРИРУЮЩЕЙ СФЕРЫ С СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИМИ ДИОДАМИ

Разработана теория диффузного излучателя с косинусными источниками излучения, которая позволяет в первом приближении описать формирование яркостного поля в выходной апертуре. Получены инженерные формулы и представлены рекомендации по расчету и проектированию диффузного излучателя с заданными параметрами.

L.A. Mikheenko, O.S. Timofeev

THEORY OF THE DIFFUSE TRANSMITTER ON THE BASIS OF AN INTEGRATING SPHERE WITH LIGHT-EMITTING DIODES

We develop a theory of the diffuse source with cosine radiation sources which allows describing the formation of the brightness field in the output aperture in a first approximation. We obtain the engineering formulas and also recommend how to calculate and to design a diffuse source with specified parameters.

1. Горелов В.А., Лукашевич Е.Л., Стрельцов В.А. Состояние и тенденции развития космических средств дистанционного зондирования высокого разрешения // ГИС – Ассоциация информ. бюл. – 2002. – № 5. – С. 7–12; 43–45.
2. Hand W.G. A Practical Guide to Digital Microscopy // Photonics Spectra. – 2001. – N 11. – P. 100–104.
3. Кисилев И.А., Коростелев Л.Н., Караева М.К. и др. Контроль энергетических характеристик многозональных сканирующих устройств ИСЗ “Ресурс – 01” // Исследование Земли из космоса. – 1991. – № 2. – С. 34–43.
4. Михеенко Л.А., Микитенко В.И. Энергетическая калибровка многоспектральных сканерных устройств высокого разрешения // Космічна наука і технологія. – 2009. – № 3. – С. 42–49.
5. Михеенко Л.А., Шишкін В.А. Дифузний випромінювач змінної яскравості для калібрування прецизійних цифрових відеосистем // Наукові вісті НТУУ “КПІ”. – 2009. – № 1. – С. 114–120.
6. Гуревич М.М. Фотометрия (теория, методы и приборы). – Л.: Энергоатомиздат, 1984. – 184 с.
7. Михеенко Л.А., Боровицкий В.Н. Осветительный канал цифрового микроскопа на базе диффузного излучателя // Технология и конструирование в электронной аппаратуре. – 2006. – № 1. – С. 20–27.
8. Каталог сверхярких светодиодов. – <http://www.cree.com/products/>
9. Кунецкий М.Г., Гуминецкий С.Г., Сахновский М.Ю. и др. Исследование коэффициентов яркости покрытий из краски на основе BaSO₄ // ОМП. – 1981. – № 6. – С. 3–4.
10. Гуминецкий С.Г., Ловинский Л.С., Марчук Я.П. и др. Спектрофотометрические свойства покрытия из материала “Полихром 1” // Там же. – 1990. – № 2. – С. 19–21.
11. Weidner O.K., Hsia J. Reflection Properties of PTFE Powder // J. Opt. Amer. – 1981. – 71, N 7. – P. 856–861.

Рекомендована Радою
приладобудівного факультету
НТУУ “КПІ”

Надійшла до редакції
18 листопада 2010 року