

УДК 535.421

**А. С. Лапчук, О. В. Пригун, Д. Ю. Манько,  
І. В. Горбов, Ю. О. Бородін**

Інститут проблем реєстрації інформації НАН України  
вул. М. Шпака, 2, 03113 Київ, Україна  
e-mail: alapchuk@yahoo.com

## **Умови ефективного застосування пасивних методів зменшення спеклів і метод декогерентного фокусування в лазерних освітлювальних системах і проекторах**

*Досліджено пасивні методи зменшення спеклів у лазерних освітлювальних системах. Розглянуто умови незалежної дії обмеженої часової когерентності лазерного джерела та кутового різноманіття, сформованого оптичною системою в їхньому комбінованому застосуванні. Запропоновано інноваційну конструкцію оптичної системи декогерентного фокусування, яка включає двовимірну матрицю прямокутних мікропризм змінної висоти, інтегровану з парою схрещених циліндричних лінз Френеля. Така система дозволяє формувати прямокутну рівномірно освітлену пляму з високою якістю при числовій апертурі до  $NA = 0,2$ . Експериментально підтверджено, що модуляція струму живлення в межах  $\pm 15\%$  за час, який не перевищує часову роздільну здатність людського ока (20–40 мс), перетворює лінійчатий спектр лазерного діода на квазінеперервний, що дозволяє генерувати більшу кількість декорельованих пучків. Результати мають прикладну цінність для створення лазерних проекційних систем зі зниженим рівнем спеклів, а також для медичної візуалізації і точного промислового освітлення.*

**Ключові слова:** лазерні спекли, зменшення спеклів, лазерний проектор, декогерентність, декогерентні системи фокусування, пасивні системи, лазерне освітлення.

### **1. Вступ**

Лазери є високоефективними та найбільш яскравими джерелами світла, які випромінюють майже колімовані когерентні пучки [1, 2]. Це дозволяє створювати зображення з найбільшим колірним охопленням і насиченістю [3]. Потужні багатомодові лазерні діоди, які зазвичай використовуються в лазерних проекторах, мають у своєму поперечному перерізу складний розподіл інтенсивності [4], який також

змінюється залежно від прикладеного струму живлення [5]. Такий нестабільний і складний розподіл має бути з великою ефективністю перетворений освітлювальною системою лазерного проектора у прямокутну рівномірно освітлену пляму.

Оскільки кожен окремий лазер має унікальний розподіл інтенсивності в поперечному перерізу променя, тому виникає потреба у застосуванні універсального методу для досягнення рівномірного освітлення, незалежно від типу лазера. Така універсальність ґрунтується на тому, що світло від різних ділянок перерізу лазерного пучка спрямовується в одну прямокутну ділянку екрана, таким чином усереднюючи розподіл інтенсивності та створюючи рівномірне освітлення. Однак, світло від різних ділянок когерентного променя досягає ту саму область екрана під різними кутами, через що таке рівномірне освітлення значно спотворюється ефектами інтерференції.

Найбільш поширена система, яка використовує цей підхід, складається з двох масивів прямокутних мікролінз і Фур'є-лінзи (рис. 1,а), у фокусі якої утворюється прямокутна пляма однорідного освітлення [6, 7]. Результати такої універсальної системи освітлення проілюстровано на рис. 1,б,в) як для когерентного, так і для некогерентного лазерного світла [8]. У разі лазерного освітлення замість рівномірного освітлення спостерігається прямокутна сітка світлових інтерференційних плям однакової інтенсивності (рис. 1,б), яка замінює рівномірно освітлену пляму, що спостерігається в разі некогерентного освітлення (рис. 1,в).

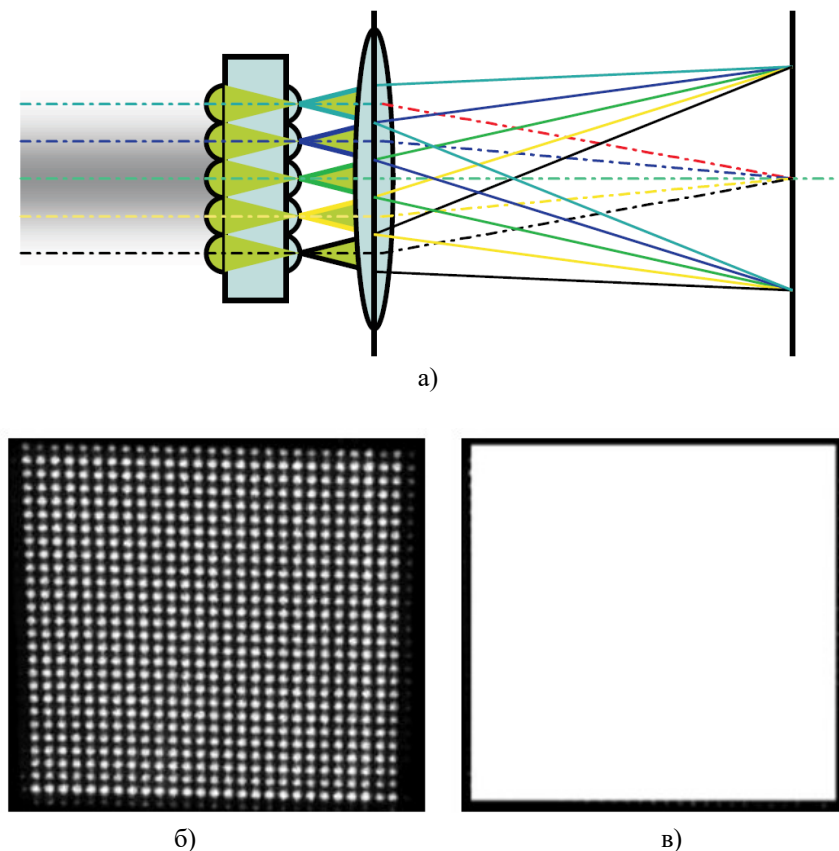


Рис. 1. Принципова оптична схема метода: а) оптична система однорідного освітлення без значної втрати оптичної енергії; б) оптична пляма лазерне освітлення; в) оптична пляма некогерентне освітлення

Щоби досягти рівномірного освітлення когерентним світлом, потрібна оптична система, яка може зробити некогерентними промені, що надходять на екран під різними кутами. Це дозволить ефективно усунути вплив перешкод від інтерференційних ефектів [8].

Зображення, що створене за допомогою когерентного освітлення об'єкта з шорсткою або неоднорідною поверхнею, модулюється суб'єктивними спеклами і сприймається у вигляді гранульованої структури. Також спекл-структура спостерігається при проходженні лазерного випромінювання через прозорі середовища з неоднорідним розподілом показника заломлення (конденсація, акустооптичні явища, розчини) або суспензії мікрочастинок, при відбитті від поверхні живих органічних тканин, що зондуються, а також при формуванні зображень на шорстких екранах унаслідок розсіювання і т.п. Часто спекл-структури є небажаним чинником, що істотно спотворює інформацію про досліджуваний об'єкт, стаючи, таким чином, оптичним спекловим шумом. [9].

Інтенсивність спекл-шуму визначається спекл-контрастом  $C$ :

$$C = \sigma / \bar{I}, \quad (1)$$

де  $\bar{I}$  — середня інтенсивність у створеному зображенні рівномірно освітленого екрана;  $\sigma$  — середнє квадратичне відхилення інтенсивності.

На рис. 2 проілюстровано вплив спеклових шумів на модуляцію інтенсивності і спотворення колірної гами зображення спеклами [10]. Суб'єктивні спекли є результатом інтерференції на ретині ока розсіяного на шорсткому екрані світла [9]. Тому для використання лазерного освітлення потрібно щоб оптична система мала механізм зменшення спеклів, використовуючи той чи інший метод.

Для оцінки пристрою або методу зменшення спеклів використовують коефіцієнт зменшення спеклів  $k$ , який визначається, як відношення контрасту спеклів до застосування методу  $C_0$  до контрасту після застосування  $C$ :

$$k = C_0 / C \quad (2)$$

Зменшення спеклів в оці спостерігача отримується також через усереднення декорельованих спеклових структур. При створенні зображення декількома декорельованими структурами коефіцієнт зменшення спеклів для цього методу обчислюється (за умови, що незалежні структури мають однаковий контраст спеклів) за формулою [9]

$$\sum_{i=1}^N I_i / \sqrt{\sum_{i=1}^N I_i^2}, \quad (3)$$

де  $I_i$  — інтенсивність  $i$ -ї спеклової структури;  $N$  — кількість декорельованих спекл-структур.

При однаковій інтенсивності спеклових структур, рівняння (3) можна представити формулою:

$$k = \sqrt{N}. \quad (4)$$

Декореляція спеклових структур може бути досягнута шляхом зменшення часової когерентності лазерного випромінювання [4], коли лазерне світло має коротку довжину когерентності. Цей ефект досягається завдяки рельєфу шорсткості

поверхні екрана, через що розсіяне світло отримує оптичні різниці ходу, що перевищують довжину когерентності лазерного променя. У результаті світло утворює декоровані спекл-структури. Коефіцієнт зменшення спеклів для цього методу розраховується за формулою, наведеною в [9]:

$$k = (1 + 8\pi^2 \cdot (\Delta\lambda/\lambda)^2 \cdot (\Delta h/\lambda)^2)^{1/4}, \quad (5)$$

де  $\Delta h$  — стандартне відхилення довжини оптичного шляху світла, розсіяного на екрані;  $\lambda$  — центральна довжина хвилі спектра лазерного випромінювання;  $\Delta\lambda$  — його спектральна ширина.

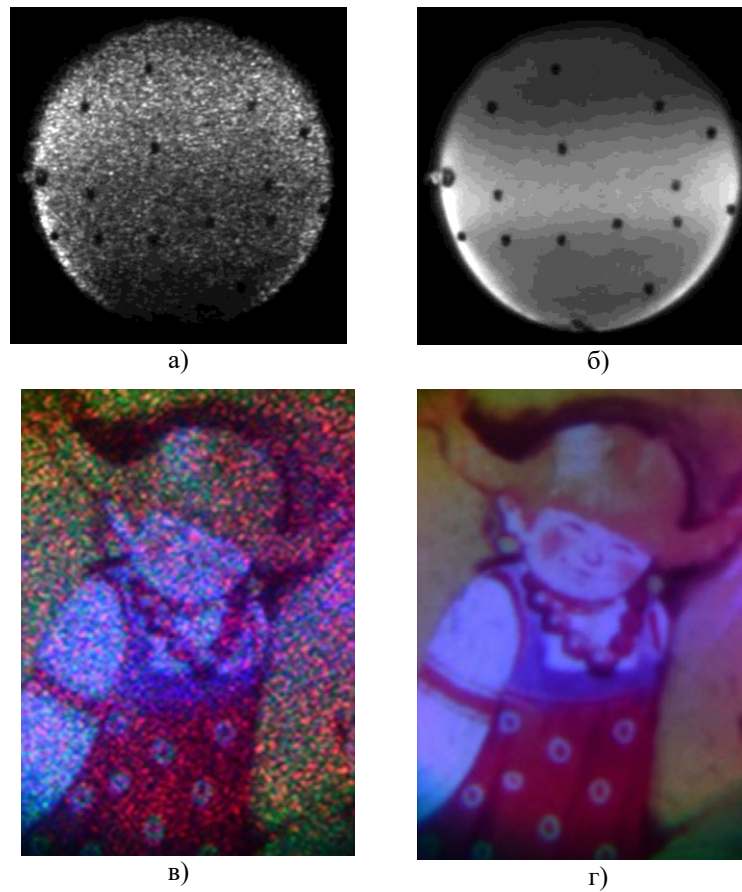


Рис. 2. Спостереження об'єкта у когерентному (а), та у некогерентному освітленні (б). Зображення на екрані, створене когерентним лазерним освітленням (в) і некогерентним освітленням (г)

Значний ефект досягається, коли довжина когерентності набагато менша за середньоквадратичне відхилення довжини оптичного шляху розсіяного на екрані світла. Це можливо, коли спектральна ширина лазера становить кілька нанометрів. У цьому випадку коефіцієнт зменшення спеклів можна оцінити за формулою

$$k \approx \left(2\pi \cdot \sqrt{2} \cdot (\Delta\lambda \cdot \Delta h/\lambda^2)\right)^{1/2} = N^{1/2} = (s \cdot \Delta\lambda/\lambda^2)^{1/2}, \quad (6)$$

де  $s = 2\pi \cdot \sqrt{2} \cdot \Delta h$  — довжина когерентності або декореляційна довжина.

Оскільки спектральна ширина лазерних систем зазвичай не перевищує 2 нм, цей метод досягає лише помірного зменшення спеклів, як правило, у декілька разів. Цей рівень зниження недостатній для лазерних проекторів.

Ефект зменшення спеклів також може бути отриманий деполяризацією освітлення. Він досягається деполяризацією двох ортогональних поляризацій лазерного світла [11]. Однак, оскільки світло має тільки дві незалежні поляризації, тому коефіцієнт зменшення спеклів методом деполяризації не перевищує  $\sqrt{2}$ .

Метод, що заснований на просторовій декореляції або кутовому рознесенні, передбачає розбиття лазерного променя на декілька декорельованих пучків, які падають на екран під різними кутами для утворення декорельованих спеклових структур і зменшення спеклового шуму. Одночасно з цим створення декорельованих пучків, що падають на екран під різними кутами, є також і необхідною умовою для метода утворення однорідного освітлення. Однак існує суттєва відмінність. Для досягнення декореляції спекл-структур різниця кутів падіння пучків на екран повинна бути більшою за кутову роздільну здатність ока, що спостерігає зображення на екрані [9]. Отже, щоби досягти істотного ефекту зменшення спеклів, оптична система повинна створювати промінь зі значним атендью (étendue)  $G$  [12]:

$$G = S_0 \cdot \Omega, \quad (7)$$

де  $S_0$  — площа поперечного перерізу конічного пучка в талії;  $\Omega$  — тілесний кут розходження пучка.

Багатомодові лазери з поперечними модами, внаслідок малих розмірів перетину променя на виході з лазера в кілька мікрон, мають мале  $G$ , не здатним змінити контраст спеклів на великому екрані. У той же час звичайні оптичні системи на основі лінз не змінюють  $G$ . Тому пряме зменшення просторової когерентності лазерів мало впливає на здатність зменшувати рівні спеклів у лазерних проекторах, особливо через великі розміри екрана. Однак, через значно більший діаметр лінзи об'єктива проектора порівняно з діаметром зіниці людського ока оптична система проектора може за рахунок кутового різноманіття створити  $\sim (NA_{obj}/NA_{eye})^2$  декорельованих спеклових структур, кількість яких може досягати декількох сотень, де  $NA_{obj}$  та  $NA_{eye}$  — числова апертура лінзи об'єктива та людського ока відповідно. Це основний механізм для досягнення значного зменшення спеклів.

Зі сказаного вище випливає, що створення як рівномірного, так і безспеклового лазерного освітлення вимагає поділу лазерного променя на багато підпучків з наступною декореляцією їхньої когерентності для усунення інтерференційних ефектів.

## 2. Часова і кутова декореляції лазерного пучка за допомогою активної і пасивної кутової декореляції його підпучків з різними кутами падіння

Когерентне освітлення від одномодового лазера дає спекл-контраст  $1/\sqrt{2} \approx 0,707$  при розсіюванні на екрані, тоді як для досягнення високоякісного зображення спекл-контраст не повинен перевищувати 0,04 [13, 14]. Це вимагає зменшення спекл-контрасту приблизно у 18 разів. Досягнення такої суттєвої мінімізації спекл-контрастності вимагає застосувати всі доступні методи, включаючи зменшення

часової, просторової і поляризаційної когерентності. Крім того, ці методи повинні створювати декорельовані спекл-структури незалежно один від одного. У цьому випадку загальний коефіцієнт зменшення спеклів лазерного освітлення буде добутком відповідних коефіцієнтів кожного окремого метода когерентності:

$$k_{top} = k_t \cdot k_\Omega \cdot k_p, \quad (8)$$

де  $k_{top}$  — загальний коефіцієнт зменшення спеклів;  $k_t$ ,  $k_\Omega$  та  $k_p$  — коефіцієнти зменшення спеклів унаслідок часової, просторової і поляризаційної декогерентності лазерного освітлення відповідно.

Декореляція лазерних променів може бути досягнута як активними, так і пасивними методами. Активні методи використовують оптичні елементи, які динамічно змінюють фазу або напрямок поширення лазерних променів для декореляції спекл-структур. Це можна здійснити за допомогою рідкокристалічної матриці [15, 16] або шляхом механічного зміщення дифракційного оптичного елемента (ДОЕ). Однак мінімальний час перемикання рідкокристалічної панелі становить приблизно 0,4 мс [17], що відповідає максимальній частоті перемикання фаз рідкокристалічних шарів кількома сотнями Гц. Цієї частоти недостатньо для зниження спеклів до необхідного рівня (~10 кГц).

Механічне зміщення ДОЕ призводить до різної швидкості зсуву хвилевої фази різних порядків дифракції, яку утворює ДОЕ. Це забезпечує декореляцію дифракційних порядків і отримання кутового різноманіття для зменшення спеклів [18, 19]. Для ефективного зменшення спеклів необхідний ДОЕ, який створює численні дифракційні порядки, що рівномірно заповнюють кутовий конус числової апертури об'єктива проектора. У попередніх роботах [16, 20-23] був запропонований і розроблений метод, що заснований на 2D-структурах ДОЕ, з використанням псевдовипадкових послідовностей. Ці послідовності дозволяють створювати достатню кількість дифракційних порядків, декореляція яких досягається простим лінійним зсувом ДОЕ [10, 20–22].

Однак досягнення значного зменшення спеклів за допомогою рухомих ДОЕ вимагає великого періоду (або розміру пікселя ДОЕ), що збільшує розмір проєкційної системи [23] і вимагає високих швидкостей зсуву ДОЕ [19]. Крім того, цей метод не використовує кутову декореляцію лазерних підпучків для отримання однорідного освітлення. Все це унеможлиблює створення компактної і технологічно вигірної конструкції освітлювальної системи для лазерного проектора на основі лише цього метода.

У пасивних методах, які використовують кутове різноманіття, лазерний пучок ділять на окремі підпучки з різницею ходу, що перевищує довжину когерентності лазерного пучка. Ці підпучки потім спрямовують на екран під кутами з достатньою кутовою різницею для отримання декорельованих спеклових структур. Відомі реалізації пасивного методу включають довгі оптичні багатомодові волокна [24, 25] і прямокутні багатомодові світловоди [26, 27]. Тим не менш, обидва підходи вимагають активних оптичних елементів для досягнення необхідного для лазерних проекторів зменшення спеклів. Крім того, вони некомпактні та зазнають значних оптичних втрат через багаторазове відбивання променів у хвилеводах. Це робить їх неоптимальним інженерним рішенням проблеми.

У [8] було розглянуто можливість розробки пасивної компактно лазерної системи для рівномірного безспеклового освітлення, але без детального аналізу параметрів або достатньої теоретичної оцінки методу. Нижче буде запропоновано нову реалізацію методу та детально розглянуто взаємозв'язок часової і просторової деполаризації в системі зменшення спеклів, що використовує часову та кутову декореляцію підпучків. За допомогою математичного моделювання буде проаналізовано можливість отримання прямокутної рівномірно освітленої плями в компактному пристрої, який реалізує запропонований метод. Крім того, на основі аналізу експериментальних даних буде проведено оцінку ефективності зменшення спеклів за допомогою нашого методу.

Рис. 3 демонструє принципи зменшення спеклів при розсіюванні підпучків від шорсткого екрана в схемах, що використовують часову некогерентність і кутове різноманіття активним методом декореляції підпучків (рис. 3,а) та пасивним методом (рис. 3,б) для зменшення спеклів у лазерних проекторах. Припускається, що усі підпучки мають кутову різницю, більшу за кутову роздільну здатність ока, і тому повинні створювати декорельовані спеклові структури у випадку, якщо вони декорельовані.

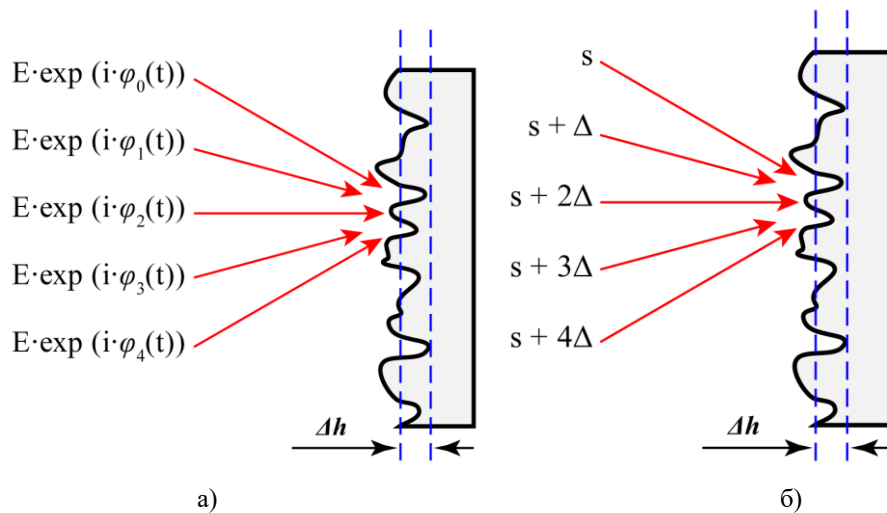


Рис. 3. Принципи зменшення спеклів при розсіюванні підпучків лазерного світла на шорсткому екрані під декореляційними для спеклових структур кутами.  
а) активний метод, б) пасивний метод

У поєднаному методі підпучки одночасно декорелюються за допомогою двох суміщених механізмів. Ці два методи покладаються на різні механізми декореляції підпучків лазерного променя — на просторову та часову декореляції. Шорсткість екрану при цьому використовується як додатковий механізм зменшення спеклів на основі часової декореляції променя для створення додаткових декорельованих спеклових структур. Якщо підпучки, що створені за допомогою обох цих механізмів, є декорельованими, то відповідно до (8) загальний коефіцієнт зменшення спеклів є добутком двох коефіцієнтів зменшення спеклів для декореляцій часової і просторової когерентності.

Перший механізм (рис. 3,а) передбачає активну фазову модуляцію за рахунок активного елемента, такого як регулярний зсув DOE, переміщення дифузора або за допомогою вібраційного дзеркала введення часової затримки між підпучками, що падають на екран під різними кутами. Наявність повної активної декореляції спеклових полів, створених підпучками, визначається усередненою за час не меншій часової роздільної здатності ока спостерігача кореляцією амплітуд світлових полів лазерних підпучків виразом

$$\left\langle \overline{\exp(i \cdot \phi_n(t)) \cdot \exp(-i \cdot \phi_m(t))} \right\rangle = \delta_{nm}, \quad (9)$$

де  $\delta_{nm}$  — дельта Кронекера;  $n$  та  $m$  — порядкові номери підпучків лазерного променя;  $\phi$  — значення внесеної активним елементом фази електромагнітної світлової хвилі відповідного підпучка відносно когерентної світлової хвилі лазерного джерела.

Другий механізм (рис. 3,б) є пасивним і використовує для декореляції підпучків часткову часову некогерентність лазерного джерела. Для пасивного створення декорельованих підпучків можна використовувати довге багатомодове оптичне волокно [24, 25] або світловоди [26, 27] у багатомодовому режимі. Крім того, для створення розділених у кутовому або реальному просторі підпучків можна використовувати пластину мультиретардера, що складається з масиву прямокутних призм різної висоти.

Однак проста декореляція підпучків, що падають на екран під відповідними кутами, ще не є достатньою умовою для оптимального зменшення спеклів. У цьому випадку загальний коефіцієнт зменшення спеклів може бути нижчим за добуток коефіцієнтів зменшення спеклів для декореляції просторової і часової когерентності [28]. Для пояснення цього припустимо, що створений оптичною системою набір підпучків має оптичні різниці ходу кратні  $\Delta = n_0 \cdot l$ , де  $n_0$  — ціле число більше чи рівне 1,  $l = \lambda^2 / \Delta\lambda$  — декореляційна довжина (довжина когерентності) лазерного променя, а оптична різниця ходу підпучків, що виникла після розсіяння на шорсткому екрані визначається  $\nu \cdot l$ , де  $\nu \approx 2\pi \cdot \sqrt{2} \cdot \Delta h / (\lambda^2 / \Delta\lambda)$ ,  $\Delta h$  — середньоквадратичне відхилення висоти шорсткості від рівня плоскості екрана (рис. 3). Таким чином, трансформацію лазерного випромінювання при проходженні крізь освітлювальну систему з пасивним методом зменшення спеклів (рис. 4) можна описати наступною формулою:

$$E_0(i) \Rightarrow \sum_{i=0}^{N-1} E_i(s + i \cdot n_0 \cdot l) \Rightarrow \sum_{i=0}^{N-1} \sum_{j=0}^{\nu-1} e_{ij}(s + i \cdot n_0 \cdot l + j \cdot l). \quad (10)$$

На виході оптичної схеми маємо  $N\nu$  підпучків, але значення має лише кількість декорельованих  $N_0$ :

$$N_0 = \begin{cases} (N-1) \cdot n_0 + \nu, & n_0 < \nu, \\ N \cdot \nu, & n_0 \geq \nu. \end{cases} \quad (11)$$

Таким чином, мажоритарна оцінка цього методу на основі кількості декорельованих підпучків, без урахування їхньої різної інтенсивності, дасть коефіцієнт зменшення спеклів

$$k = \begin{cases} \sqrt{(k_\Omega^2 - 1) \cdot n_0 + k_t^2}, & n_0 < \nu, \\ k_\Omega \cdot k_t, & n_0 \geq \nu, \end{cases} \quad (12)$$



де  $k_{\Omega} = \sqrt{N}$  та  $k_t = \sqrt{v}$  — коефіцієнти зменшення спеклів при застосуванні декореляції лише для кутової або часової когерентності лазерного освітлення відповідно.

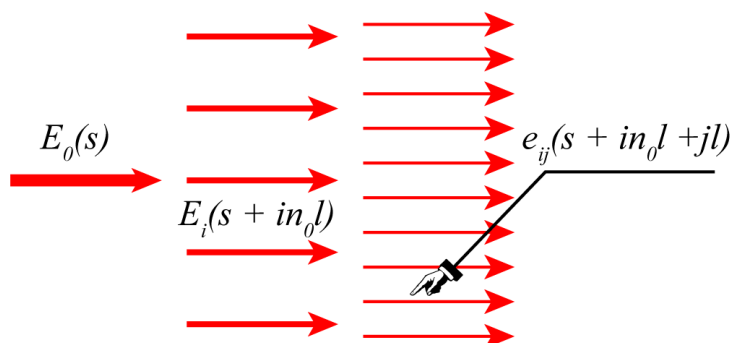


Рис. 4. Схема трансформації лазерного випромінювання при проходженні вздовж оптичної осі крізь освітлювальну систему з пасивним методом зменшення спеклів.

Застосовуючи рівняння (12), можна обчислити, що з  $N = 36$ ,  $n_0 = 1$  та  $v = 9$  метод не забезпечує значної переваги у зменшенні спеклів при декореляції часової когерентності лазерного променя і дає значення  $k$  лише близько  $\approx 9,5\%$ . Однак, можна повністю використати можливості зменшення як просторової, так і часової когерентності, якщо суттєво збільшити різниці оптичних шляхів підпучків у оптичній системі таким чином, щоби  $n_0 \geq v$ . Така зменшена часова когерентність лазерного випромінювання дає додаткове зниження спеклів на  $67\%$ .

Отже, у пасивному методі для повного використання як кутової, так і зменшеної часової декореляції необхідна така утворена освітлювальною системою різниця ходу підпучків, яка рівна або більша за різницю оптичного шляху, який виникає при розсіянні світла на шорсткому екрані.

### 3. Оптична схема декогерентного фокусування двома циліндричними лінзами Френеля для отримання однорідного освітлення прямокутної форми

У роботі [8] була запропонована оптична схема декогерентного фокусування (СДФ), яка використовує двовимірну матрицю призм для отримання компактною системою освітлення прямокутної форми, де були проведені оцінки оптичної системи без проведення числового моделювання якості однорідності отриманого освітлення. Однак виготовлення призм різної висоти та кутами з наступним точним центруванням кожної призми як по оптичній осі, так і по поперечному перерізу, є складним технологічним процесом. Крім того, така система вимагає, щоб задня 1D-призмовею система фокусування юстувалася через передню 1D-призмовею систему фокусування, які складаються з призм різної висоти. Така конфігурація погіршує якість отриманої світлової плями, і тому виникла необхідність удосконалити конструкцію схеми декогерентного фокусування та зробити її виготовлення більш технологічно здійсненним.

На рис. 5 показано модифікацію запропонованого раніше метода. Його оптична система складається з окремого двовимірного масиву прямокутних призм різної довжини та блоку з двох циліндричних лінз Френеля, повернутих на  $90^\circ$  один відносно іншого. Масив призм створює такі оптичні різниці ходу для підпучків, що  $abs(S_{ij} - S_{nm}) / (n_r - 1) \geq v \cdot l$ , де  $n_r$  — це показник заломлення речовини призми,  $S_{ij}$  — висоти призм,  $m \neq i$  та  $n \neq j$  для всіх різних призм. У свою чергу, блок циліндричних лінз фокусує підпучки з різних ділянок лазерного променя у прямокутну пляму шляхом їхнього змішування, аналогічно тому як це робиться у згаданій раніше конструкції з двома масивами мікролінз і лінзою Фур'є.

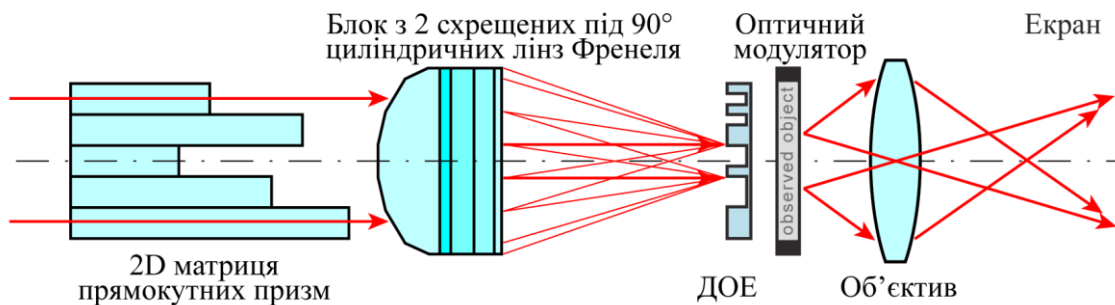


Рис. 5. Принципова оптична схема запропонованої системи освітлення

Можливу реалізацію такої конструкції подвійної лінзи Френеля показано на рис. 6. Ця система складається з двох псевдоциліндричних лінз Френеля, повернутих на  $90^\circ$  одна відносно іншої. У цих лінз циліндрична поверхня замінена плоскими областями, які у поперечному перерізі лінзи утворюють ламану лінію, вершини якої знаходяться на поверхні уявного циліндра. Ці плоскі області лінзи ділять промінь на смуги або підпромені однакової ширини. Параметри лінзи підібрані так, щоби забезпечити підпроменям загальну фокальну площину. Ця комбінована лінза не має гострих частин, які виступають, що робить її придатною для виготовлення методом гарячого пресування.

Однак, у цієї конструкції є один недолік, а саме: світло, що проходить через поверхні першої лінзи також проходить через області різної товщини другої лінзи, вносячи додаткові аберації у цю лінзу, яка вже має значні власні аберації. На рис. 7 показана плоска реалізація такої лінзи, яка працює за тим самим принципом. Нахили кожної області цієї призматичної лінзи можна легко розрахувати за допомогою добре відомих формул. Цей дизайн об'єктива демонструє менше аберацій, але його складніше виготовити через наявність гострих кутів і виступів.

Для ефективного зменшення спеклів двовимірний масив прямокутних призм повинен мати оптичну різницю ходу між призмами, що перевищує оптичну різницю ходу, яка виникає при розсіюванні світла на шорсткому екрані.

2D-масив прямокутних призм може бути реалізований як послідовність двох 1D-матриць (рис. 8,а,б) із взаємно ортогональною орієнтацією, розташованих одна за одною, або як моноблочна 2D-матриця (рис. 8,в,г). На відміну від попередньої конструкції [8], порядок прямокутних призм у масиві не має значення, і система нечутлива до зміщення окремих призм уздовж оптичної осі.

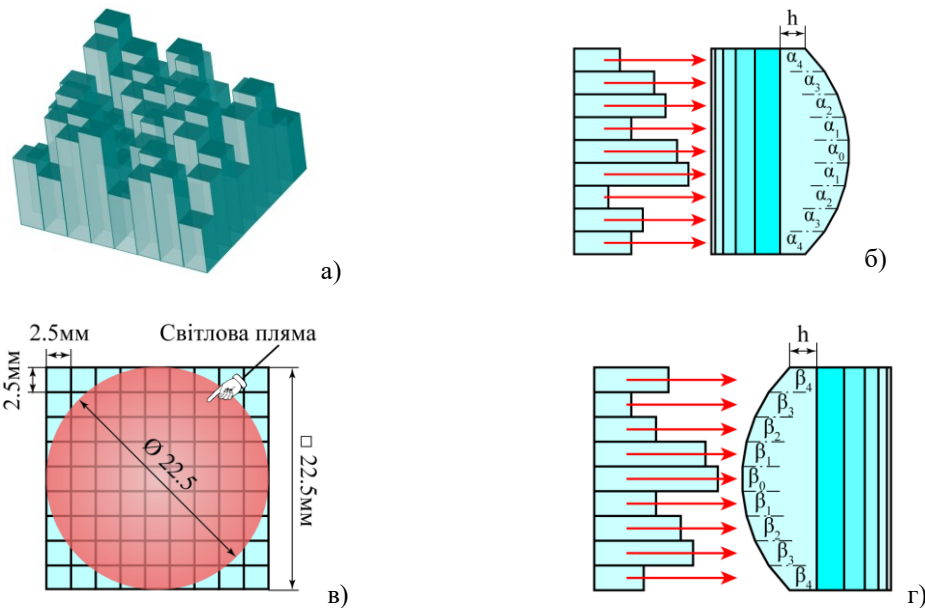


Рис. 6. Оптична система, що складається двовимірної матриці прямокутних призми різної висоти та з двох одновимірних циліндричних лінз Френеля з безперервним профілем поверхні схрещених під  $90^\circ$ , призначених для некогерентного фокусування світла в прямокутну світлову пляму: а) двовимірна матриця прямокутних призми; б) вид спереду на вході системи, де показана світлова пляма (червоне коло) що падає на матрицю з призми; в) вид збоку. Червоні стрілки позначають світлові підпучки променя; г) вид зверху

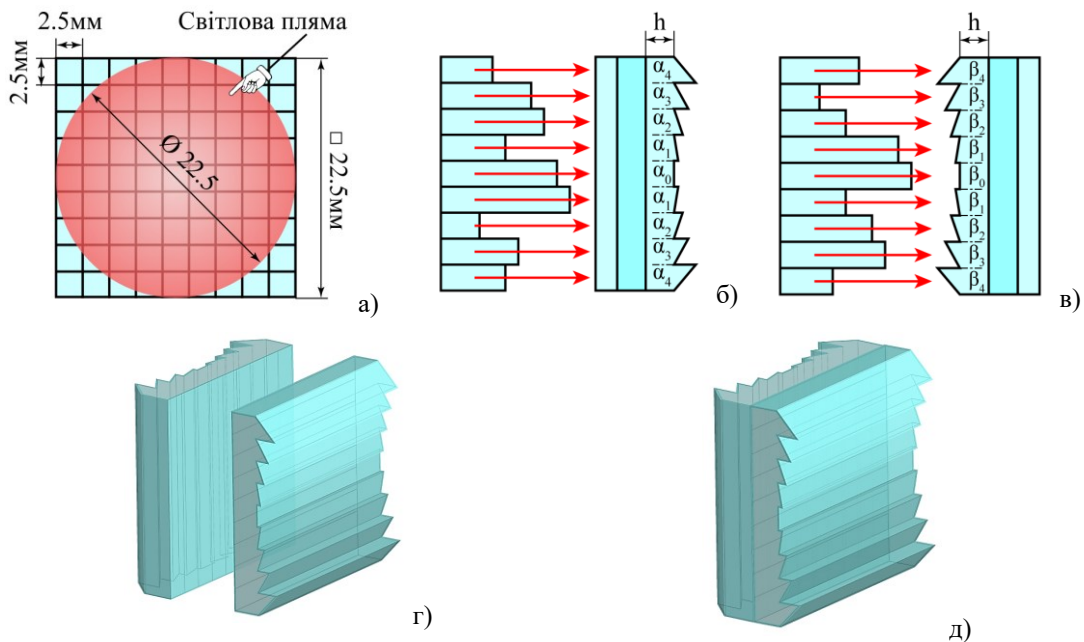


Рис. 7. Оптична система, що складається з двовимірної матриці прямокутних призми різної висоти та з двох схрещених під  $90^\circ$  одновимірних циліндричних лінз Френеля з пилкоподібним профілем поверхні, призначених для некогерентного фокусування світла в прямокутну світлову пляму: а) вид спереду на вході системи, де показана світлова пляма (червоне коло) що падає на матрицю з призми; б) вид збоку. Червоні стрілки позначають світлові підпучки променя; в) вид зверху; г) 3D-вигляд двох схрещених під  $90^\circ$  1D-циліндричних лінз Френеля; д) 3D-вигляд моноблочної 2D-циліндричної лінзи Френеля

Поперечне положення двовимірної матриці прямокутних призм має бути узгоджене з поперечним положенням блоку циліндричних лінз Френеля так, щоб поздовжні осі прямокутних призм збігалися з відповідними осями умовних трапецієподібних призм, з яких складаються циліндричні лінзи Френеля. Крім того, обидва оптичні елементи повинні мати для цього відповідні поперечні розміри (рис. 7,б,в).

Додатково пропонується розмістити 2D-дифракційний оптичний елемент на основі псевдовипадкових послідовностей у фокальній площині лінзи Френеля. Положення ДОО в оптичній системі зміщене на кілька міліметрів відносно площини, оптично спряженої з екраном [29], забезпечуючи цим додаткове згладжування освітлення на високих просторових частотах (див. рис. 5).

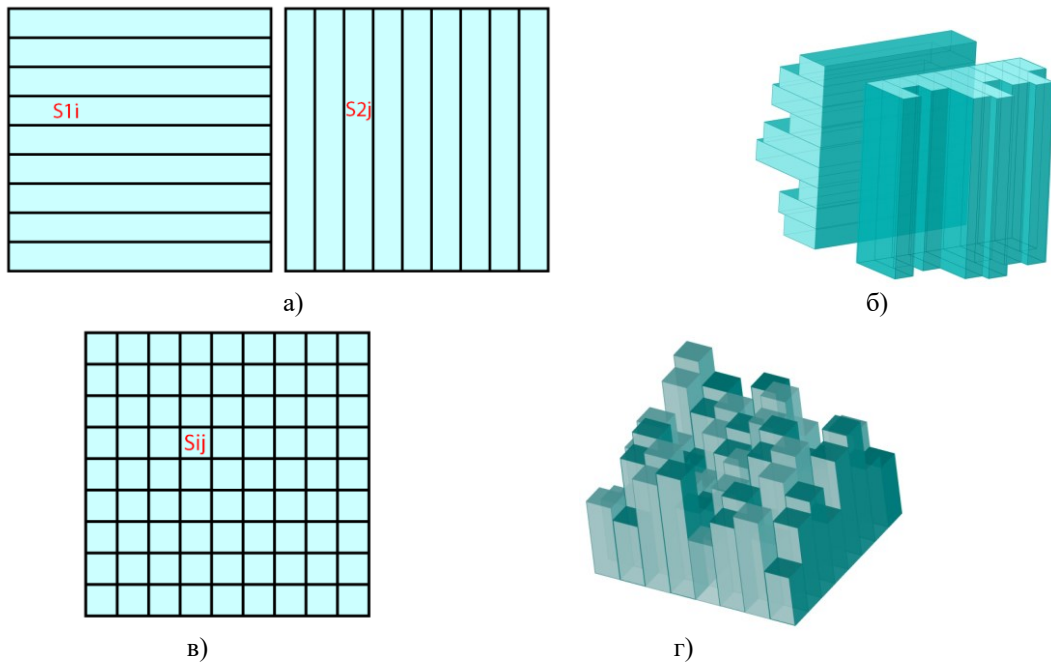


Рис. 8. 2D-масив прямокутних призм: а) дві 1D-матриці із взаємоортогональною орієнтацією, що мають по 7 елементів ( $N_1$  в першій і  $N_2$  в другій) з різноманітними висотами ( $S_{1i}$  в першій та  $S_{2j}$  в другій); б) 3D-візуалізація конструкції з двох 1D-матриць; в) моноблочна 2D-матриця; г) 3D-візуалізація моноблочної моделі

На рис. 8 1D-матриці з взаємно ортогональною орієнтацією мають  $N_1 = 7$  елементів у першій та  $N_2 = 7$  в другій матриці з різноманітними висотами прямокутних призм  $S_{1i}$  в першій та  $S_{2j}$  в другій. Відповідно моноблочна 2D-матриця має розмір  $N_1 \times N_2 = 7 \times 7$  та висоти призм  $S_{ij}$ . Мінімальна різниця висот між двома будь-якими прямокутними призмами зв'язана з довжиною когерентності  $l$  та визначається співвідношенням для 2D-матриці

$$\min(\text{abs}[S_{ij} - S_{mn}] / (n_r - 1)) \geq vl. \quad (13)$$

А для 1D-матриць відповідно:

$$\begin{aligned} \min(\text{abs}[S_{1i} - S_{1m}] / (n_r - 1)) &\geq vl \\ \min(\text{abs}[S_{2j} - S_{2n}] / (n_r - 1)) &\geq N_1 * v * l, \end{aligned} \quad (14)$$

де  $n_r$  — показник заломлення речовини призми;  $S_{ij}$ ,  $S_{1i}$ ,  $S_{2j}$  — висоти призми;  $m \neq i$  та  $n \neq j$  для всіх різних призми.

#### 4. Моделювання систем однорідного освітлення

Система з двох циліндричних лінз Френеля демонструє значні аберації. Крім того, на фокусуєчу здатність першої лінзи впливають зміни товщини другої лінзи, оскільки сфокусовані від першої лінзи промені проходять через останню.

Для перевірки практичної реалізації методу неможливо було доступними нам засобами виготовити таку лінзу Френеля, а через її нестандартну конструкцію її неможливо придбати. Проте для цієї некогерентної системи освітлення можна з достатньою точністю застосувати в рамках променевої оптики комп'ютерне моделювання реалізації методу. Для створення моделі системи освітлення було використано пакет САПР «SolidWorks 2020», а для виконання трасування променів методом Монте-Карло — «TracePro 7.3».

Було проведено моделювання системи рівномірного освітлення з комбінованою лінзою на основі циліндричних поверхонь (рис. 9). На вході системи як джерело світла був заданий усічений апертурою на рівні  $1/e$  лазерний промінь з розподілом інтенсивності за Гауссом і довжиною хвилі  $\lambda = 546,1$  нм. Кожна 1D циліндрична лінза складалася з дев'яти плоских областей однакової ширини (2,5 мм), виготовлених зі скла марки «BK7» з показником заломлення  $n = 1,518$ . Світлові промені мають кольорне кодування на основі їх інтенсивності відносно ядра пучка світла з Гауссівським розподілом: червоні промені відповідають інтенсивності в діапазоні від 67 % до 100 % інтенсивності ядра, зелені промені відповідають інтенсивності від 34 % до 66 %, а сині промені вказують на інтенсивність у діапазоні від 0 % до 33 %.

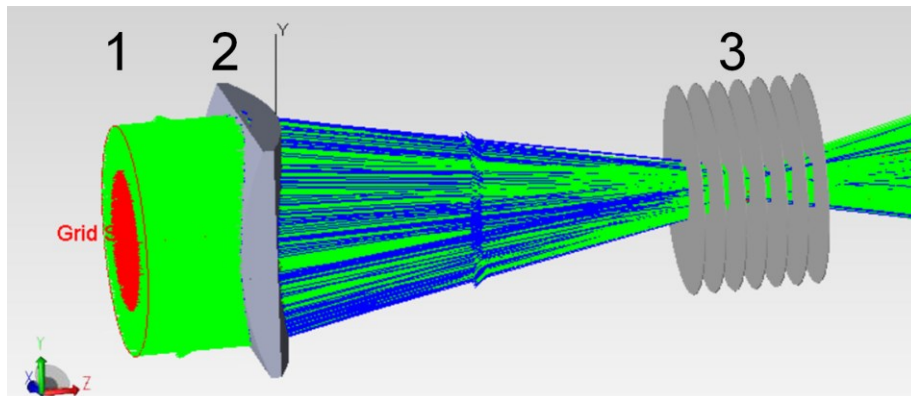


Рис. 9. Моделювання розподілу інтенсивності світла за допомогою трасування променів методом Монте-Карло: 1 — джерело світла з розподілом інтенсивності за Гауссом; 2 — комбінована циліндрична лінза; 3 — набір повністю прозорих програмних моніторів для аналізу інформації

Моделювання було проведено для лінз з різною фокусною відстанню  $F$ . Результати показують, що лінзи з більшою оптичною силою призводять до більших аберацій, які спотворюють якість освітлення. Однак, лінза з більш високою оптичною силою має кращу світлозбиральну здатність і створює світловий пучок з біль-

шим етендю (étendue), що дозволяє зменшити спекловий шум на більшій площі екрана та отримати більш компактну систему освітлення. Оскільки розмір системи добре узгоджується з наближеннями променевої оптики, розміри оптичної системи, зокрема ширина плоских областей лінз і їхня фокусна відстань, не суттєво впливають на результати моделювання.

На рис. 10 та рис. 11 показано результати моделювання для двох лінз з різною оптичною силою. Параметри 1D циліндричних лінз комбінованої лінзи кожної оптичної системи наведено в табл. 1, де лінза 1 — це довгофокусна лінза, якій відповідає рис. 10 і лінза 2 — це короткофокусна лінза, якій відповідає рис. 11.

Таблиця 1. Кути нахилу плоских поверхонь 1D-лінз для довгофокусної Лінзи 1 та короткофокусної Лінзи 2, скомбінованих у 2D- циліндричну лінзу Френеля (рис. 7,з,д)

n, (номер кута)	Лінза 1 (F = 124 мм)		Лінза 2 (F = 45 мм)	
	$\alpha_n$ (°)	$\beta_n$ (°)	$\alpha_n$ (°)	$\beta_n$ (°)
0	90	90	90	90
1	87,95	87,7	84,63	83,99
2	85,9	85,43	79,23	78,4
3	83,85	83,19	73,89	73,41
4	81,81	81,02	68,69	69,08

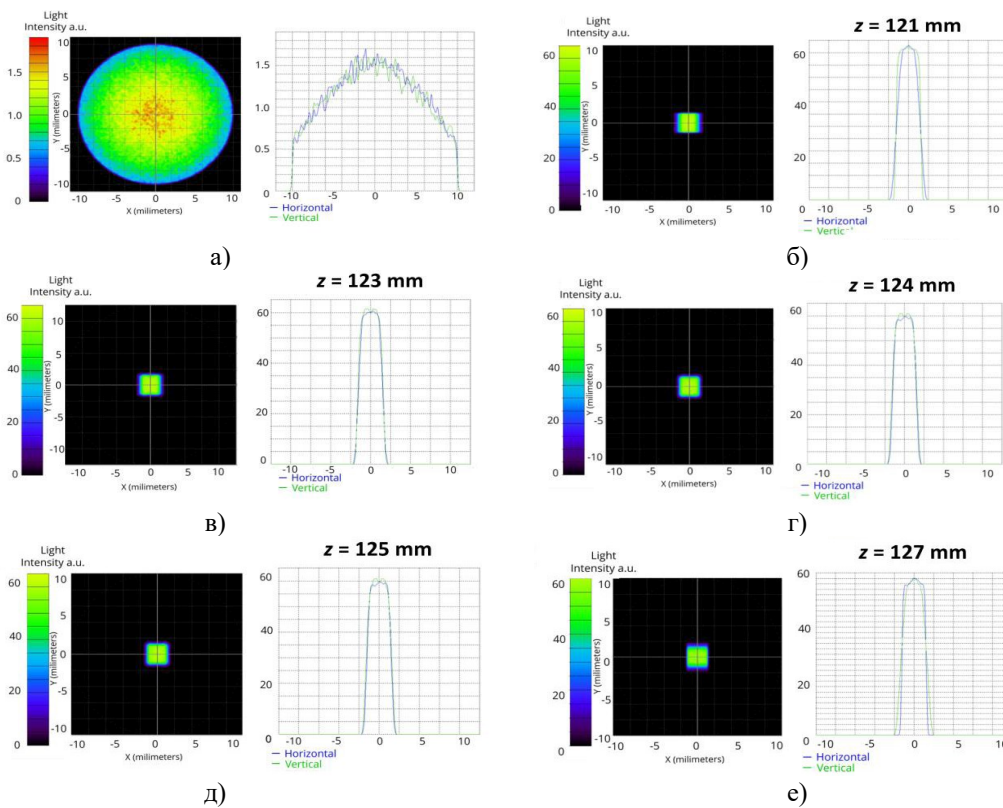


Рис. 10. Розподіл інтенсивності лазерного променя, сфокусованого лінзою 1 на різних відстанях від лінзи: а) початковий розподіл інтенсивності за Гауссом, отриманий у моделі з периферією, усіченою на рівні  $1/e$  апертурою; б) – е) поперечний розподіл інтенсивності променя на різних відстанях  $z$  від лінзи

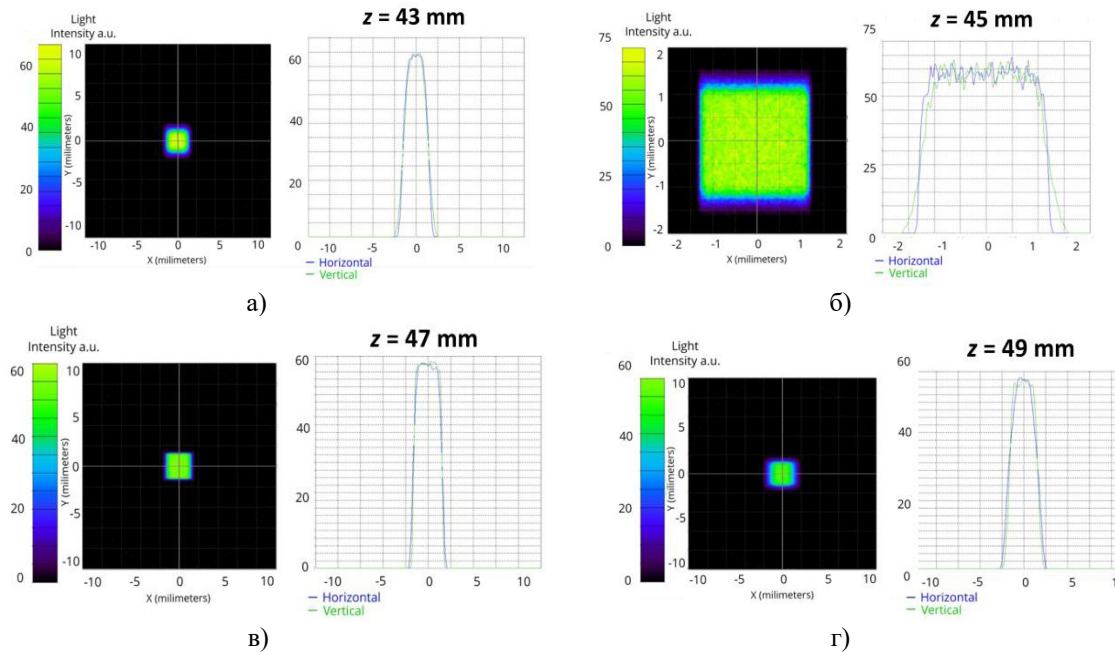


Рис. 11. Розподіл інтенсивності лазерного Гауссівського пучка, сфокусованого лінзою 2:  
а) – г) поперечний розподіл інтенсивності у пучці на різній відстані  $z$  від лінзи, б) збільшене зображення, щоб краще проілюструвати розподіл інтенсивності світла на відстані  $z = 45$  мм

Довгофокусна система (лінза 1) та короткофокусна система (лінза 2) фокусують світло на відстанях 124 мм та 45 мм відповідно, виміряних від вершини задньої циліндричної лінзи. Лінза 1 та лінза 2 мають різну товщину  $h$  (рис. 7,б,в), що становить 4 мм та 1 мм відповідно.

Як видно з результатів, ця оптична система ефективно фокусує Гауссів промінь у прямокутну пляму з мінімальними оптичними втратами. Навіть для лінзи 2 з вищою оптичною силою ( $NA \approx 9/45 = 0,2$ ) фокусування забезпечує майже ідеальну прямокутну пляму з рівномірним освітленням. Порівняння характеристик фокусування двох лінз показує, що лінза з меншою оптичною силою (лінза 1) має більшу глибину різкості. Однак навіть короткофокусна лінза (лінза 2) підтримує глибину різкості в кілька міліметрів.

Нерівномірності, що спостерігаються в розподілі інтенсивності в межах прямокутної фокальної плями, не спричинені самою оптичною системою, а є результатом методу Монте-Карло, який використовувався для моделювання. Це видно з розподілу інтенсивності в початковому Гауссовому промені, змодельованому за допомогою того ж методу. Слід зазначити, що параметри для короткофокусної лінзи 2 (права частина табл. 1) були отримані після додаткової оптимізації, що дещо відрізняється від геометрії циліндричної поверхні для покращення продуктивності.

## 5. Експериментальні дослідження зменшення спеклів пасивним методом за допомогою прямокутних призм різної висоти

### 5.1. Параметри експериментальної установки та умови експерименту

Оскільки було неможливо отримати необхідні лінзи Френеля, то для експериментів з оцінки ефективності пасивного методу зменшення спеклів було використано оптичну систему з аналогічним принципом утворення та використання підпучків з різною довжиною оптичного шляху кожного за допомогою масивів прямокутних призм. Ця система має дещо іншу оптичну схему отримання рівномірного освітлення (рис. 12), що ґрунтується на двох масивах прямокутних мікропризм і лінзі Фур'є [29]. Схожа система освітлення була також запропонована в [27].

Ця оптична система аналогічна запропонованій конструкції (рис. 5) за своїм механізмом зменшення спеклів, що дозволяє за її допомогою оцінити ефективність зменшення спекл-шумів у запропонованій конфігурації.

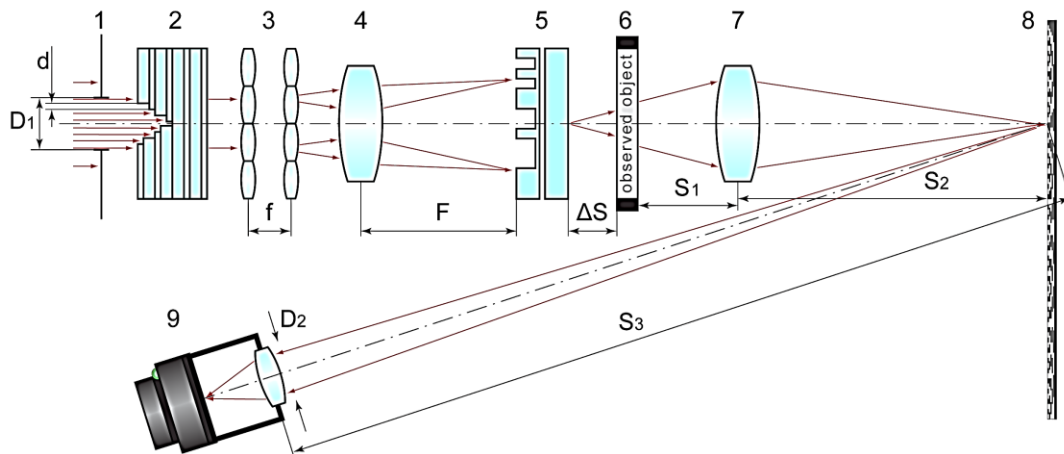


Рис. 12. Оптична схема експериментальної установки для оцінки ефективності методу зменшення спеклів. 1 — вхідна діафрагма; 2 — 2D-матриця прямокутних призм; 3 — 2D-масив мікролінз; 4 — лінза Фур'є; 5 — 3D-ДООЕ; 6 — площина об'єкта; 7 — об'єкт; 8 — екран; 9 — фотокамера.  
 $D_1 = 4$  мм;  $d = 0,4$  мм;  $f = 10$  мм;  $F = 240$  мм;  $\Delta S = 3$  мм;  $S_1 = 65$  мм;  $S_2 = 185$  мм;  $S_3 = 870$  мм;  
 $D_2 = 1$  мм

Прямокутні призми різної висоти були побудовані шляхом складання різної кількості плоскопаралельних полікарбонатних пластин товщиною  $h = 0,6$  мм, що дає мінімальну різницю оптичного ходу  $0,352$  мм. 2D-матриця (2) (рис. 12) була сформована складанням навхрест двох 1D-матриць під кутом  $90^\circ$ . 2D-матриця має поперечний розмір  $3,6 \times 3,6$  мм<sup>2</sup> і складається з квадратних плоских поверхонь розміром  $0,4 \times 0,4$  мм<sup>2</sup>, що відповідає розмірам мікропризм у 2D-масиві мікропризм, що пропонується (рис. 8). Однак ця пластинчата конструкція (2) не забезпечує оптимальну структуру для 2D-масива прямокутних призм, оскільки залишаються деякі області з однаковою висотою. Растрові мікролінзи (3) (рис. 12), що використовувалися в установці, мали фокусну відстань  $10$  мм.



У табл. 2 представлено матрицю з різниць висот призм  $h$ , які відповідають різницям оптичного ходу  $\Delta S$  підпучків, що генеруються експериментальною системою оптичного освітлення та визначаються як  $\Delta S = h \cdot (n_p - 1)$ , де  $n_p$  — показник заломлення полікарбонату. У табл. 2 чорні цілі числа відповідають сумарній висоті  $h$  призм в одиницях товщини однієї пластини 0,6 мм, а червоні цілі числа вказують висоти призм 1D-структур. З таблиці видно, що ця система може утворювати не більше 13 декорельованих каналів, тобто підпучків.

Таблиця 2. Висотний профіль 2D-матриці мікропризм складеної навхрест з двох 1D-матриць

12	10	9	7	6	8	9	11	12	6
11	9	8	6	5	7	8	10	9	5
9	7	6	4	3	5	6	8	18	3
8	6	5	3	2	4	5	7	8	2
6	4	3	1	0	2	3	5	6	0
7	5	4	2	1	3	4	6	7	1
9	7	6	4	3	5	6	8	9	3
10	8	7	5	4	6	7	9	10	4
12	10	9	7	6	8	9	11	12	6
6	4	3	1	0	2	3	5	6	

В експерименті використовувався зелений лазерний діод L520P50 при температурі навколишнього середовища 20 °С. Спектр випромінювання цього лазерного діода (ЛД) показано на рис. 13 [30]. ЛД має спектральну ширину 2 нм, що забезпечує довжину когерентності  $l = \lambda^2 / \Delta\lambda \approx 0,134$  мм, що в 2,63 рази менше, ніж мінімальна різниця оптичного ходу, який утворюється матрицею прямокутних призм. Необхідно зауважити, що спектр ЛД за фіксованої температури та робочого струму не є безперервним, а є лінійчастим, з шириною спектральних ліній набагато вужчою, ніж відстань між лініями.

Оптична установка, що використовувалася в експерименті, генерує світловий промінь у кожній точці екрана з числовою апертурою  $NA_1 = 0,0029$ , тоді як камера спостерігає екран з числовою апертурою  $NA_2 = 0,000575$  ( $NA_1/NA_2 \approx 5$ ).

Для оцінки ефективності зменшення спекл-шумів було проведено серію вимірювань спекл-контрасту за допомогою описаної вище оптичної установки. Спочатку було проаналізовано спекл-картинку при освітленні екрана безпосередньо ЛД, що дозволило визначити рівень зменшення спекл-контрасту виключно через неідеальну часову когерентність ЛД.

Під час усіх вимірювань фотокамера розташовувалася на фіксованій відстані від екрана і мала постійну вхідну діафрагму об'єктива 1 мм та однакову апертуру, що забезпечувало значно більші розміри спеклів, ніж розмір пікселів фотодіодів камери і відтак не спостерігалось помітного усереднення спекл-картинки під час інтегрування інтенсивності світла по всій площі фотодіода камери.

Для забезпечення точності даних вимірювання тричі повторювалося для кожного набору експериментальних параметрів. Для кожного експерименту спекл-контраст вимірювався на різних 5–7 ділянках на зображенні розподілу спеклів на екрані з подальшим усередненням вимірювань по всіх областях екрана, отриманих

протягом усіх трьох відтворень експерименту. Для підтримки постійного рівня інтенсивності лазерного променя та запобігання перенасиченню фотоматриці камери як регулятор рівня освітлення на вході оптичної системи використовувався поляризатор світла. Щоб зовнішні вібрації у лабораторному приміщенні не впливали на експериментальні дані, установка була забезпечена спеціальним антивібраційним столом для усунення вібрації.

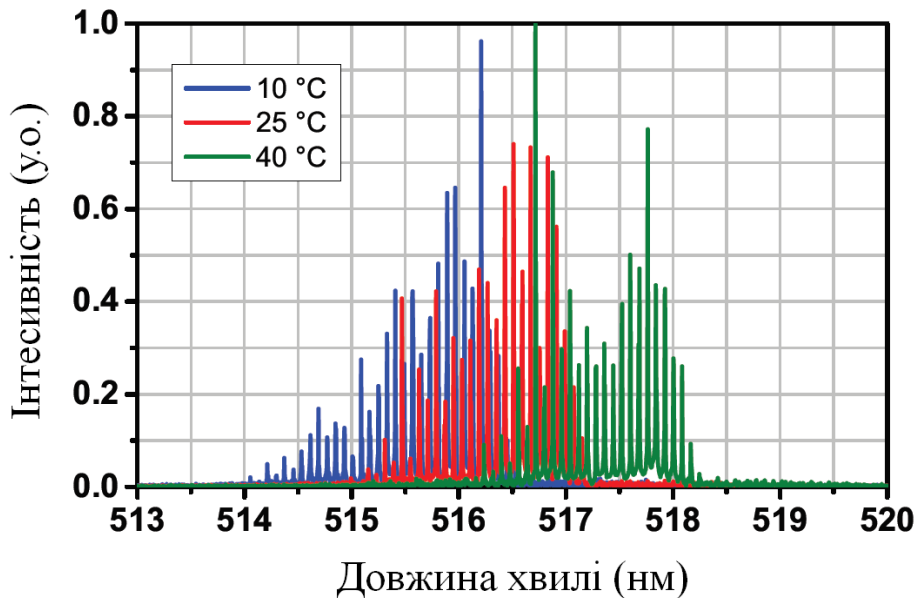


Рис. 13. Спектр випромінювання лазерного діода L520P50 при температурах: 10°C (синій колір ліній); 25°C (червоний колір); 40°C (зелений колір).

## 5.2. Удосконалення метода зменшення спеклів у схемі декогерентного фокусування

Найбільш ефективним методом пасивного зменшення спеклів напівпровідникових лазерних проекторів є схема декогерентного фокусування [8], яка розбиває лазерний промінь на декілька декогерентних між собою підпучків. Чим більше декорельованих підпучків, тим якісніше усувається спекловий шум. Але кількість підпучків обмежена невеликою кількістю спектральних ліній у лінійчатому спектрі променя ЛД, ширина спектра якого складає 1÷2 нм (рис. 13, рис. 14,а). Тому ще однією метою дослідження стало знайти таке конструктивне рішення для лазерного проектора пасивного зменшення спеклів з багатоканальним декогерентним фокусуванням, яке повинно усунути вищезазначені недоліки спектра ЛД та яке не буде суттєво ускладнювати вже існуючу схему. Найкращим досягненням цієї мети було би створення неперервного спектра ЛД, який не обмежує кількість каналів-підпучків для застосування у СДФ.

Рішення цієї задачі ґрунтується на викладеній у [31] інформації стосовно зміни спектра ЛД залежно від струму його живлення. Як показано в [31] зі збільшенням струму та температури спектр синіх ЛД на основі GaN зміщується в напрямку червоної області (рис. 14,б). Така поведінка не є винятковою лише для GaN-діодів, а й притаманна іншим ЛД. Це впливає також і з температурно-залежного

спектра для лазерного діода L520P50 (рис. 13) [30], який був використаний в експерименті.

Ідея отримання неперервного спектра ЛД полягає в тому, що при достатній динамічній зміні струму живлення ЛД спектральний зсув забезпечує безперервний рух кожної спектральної лінії принаймні до початкового положення сусідньої спектральної лінії у лінійчастому спектрі ЛД. Таким чином, у СДФ неглибока модуляція струму живлення ЛД з періодом, меншим ніж часова роздільна здатність ока людини, створює квазінеперервний спектр випромінювання. Це дає можливість утворити необмежену кількість декорельованих підпучків у СДФ і таким чином підвищити ефективність зменшення спеклів.

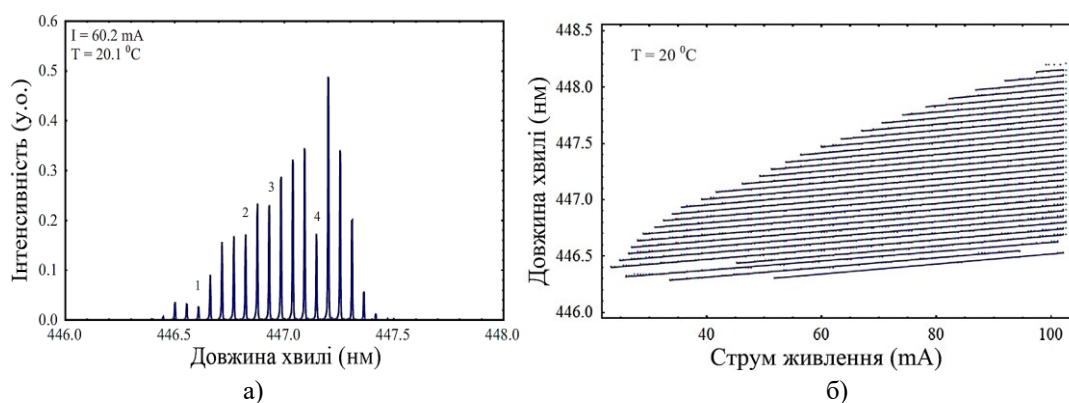


Рис. 14. Спектральні властивості GaN лазерного діода: а) спектр високої роздільної здатності випромінювання лазерного діода; б) зміщення спектральних ліній поздовжніх мод як функція зміни струму живлення при фіксованій температурі 20 °С

### 5.3. Результати вимірювань рівня спеклів у різних режимах живлення лазерного діода

Значний спектральний зсув ЛД можна досягти великою кількістю варіацій зміни струму його живлення [31] в межах номінального значення (рис. 13). При цьому надмірне збільшення зменшує оптичну потужність ЛД і не є оптимальним. Тому на експериментальній установці для оцінки ефективності метода зменшення спеклів (рис. 12) було проведено серію експериментів для визначення варіацій діапазонів мінімально необхідних змін струму для досягнення неперервного спектра без суттєвого впливу на світло-енергетичні характеристики ЛД.

Було проведено експерименти з модуляцією струму живлення ЛД L520P50 у СДФ з 13 декорельованими підпучками, результати яких зведено в табл. 3.

При освітленні екрана безпосередньо лазером без СДФ контраст спеклів становив  $S_0 = 0,42 \pm 0,03$ .

Спекл-контраст у пасивних методах зменшення спеклів безпосередньо залежить від ширини спектра, тому спекл-контраст може бути надійним критерієм оцінки спектра ЛД. Експериментальні дані показують, що за умов постійного немодульованого струму живлення ЛД спекл-контраст, а отже, і ширина спектра ЛД, залишаються практично незмінними у широкому діапазоні постійних струмів і дорівнює 0,18 у межах похибки вимірів (табл. 3, стовпчики з 1 до 4 включно).

Застосування модуляції струму живлення ЛД з частотою, меншою за часову роздільну здатність ока людини, значно знижує спекл-контраст до 0,117 і є приблизно однаковим для трьох режимів з різною амплітудою модуляції з 30 мА до 10 мА, що вказує на зміни у спектрі випромінювання ЛД (табл. 3, стовпчики з 5 до 7 включно).

Таблиця 3. Результати вимірів спеклового контраста  $C$  для різних режимів живлення лазерного діода (сила струму в міліамперах), де  $I_{Amin}$  мінімальне та  $I_{Amax}$  максимальне значення амплітуди модуляції струму живлення ЛД

$n$	1		2		3		4		5		6		7	
	$I_{Amin}$	$I_{Amax}$	$I_{Amin}$	$I_{Amax}$	$I_{Amin}$	$I_{Amax}$	$I_{Amin}$	$I_{Amax}$	$I_{Amin}$	$I_{Amax}$	$I_{Amin}$	$I_{Amax}$	$I_{Amin}$	$I_{Amax}$
	45	45	55	55	65	65	75	75	45	75	55	75	65	75
$C$	<b>0,18±0,03</b>		<b>0,18±0,03</b>		<b>0,176±0,028</b>		<b>0,18±0,02</b>		<b>0,12±0,02</b>		<b>0,11±0,02</b>		<b>0,12±0,02</b>	

#### 5.4. Аналіз результатів і їхнє обговорення

Розглянемо, як конкретні параметри оптичної установки, спектр лазерного діода і екран впливають на ефективність зменшення спеклів. Вплив спектральної ширини смуги випромінювання на коефіцієнт зменшення спеклів у схемі часової декореляції визначається як квадратний корінь з  $N$  кількості розсіяних декорельованих спекл-структур, що виникають на шорсткості екрана внаслідок різниці оптичних шляхів під час розсіювання (рис. 3,б). У свою чергу кількість декорельованих спекл-структур розсіяного світла можна також визначити як квадрат відношення спекл-контрасту від ідеального когерентного одномодового лазерного освітлення до спекл-контрасту, отриманого від лазерного діода експериментальної установки. Враховуючи деполяризацію світла екраном, це можна виразити співвідношенням:

$$N = (0,707/C_0)^2 = (0,707/0,42)^2 = 2,83. \quad (15)$$

Таким чином, розсіяне шорстким екраном світло лазерного діода експериментальної установки має діапазон різниць оптичного ходу підпучків  $2,83 \cdot l$ , де, нагадаємо,  $l$  — довжина когерентності ЛД. Слід зазначити, що раніше проведена оцінка оптичної різниці ходу між підпучками, що виникає за допомогою масиву прямокутних призм, мала значення  $2,63 \cdot l$ . Це є близьким до значень, що спостерігаються для світла, розсіяного на поверхні екрана. Отже, в проведеному експерименті оптична установка дозволяє майже оптимально використовувати як часове, так і просторове зменшення когерентності для мінімізації спеклового шуму.

Проте є й обмеження. Просторова декореляція не може досягти коефіцієнта зменшення спеклів, більшого за відношення числових апертур об'єктива та ока, яке у випадку експерименту становить приблизно 5. Водночас експериментальна схема забезпечує  $N_2 = 13$  декорельованих лазерних підпучків. Отже, в експерименті коефіцієнт зменшення спеклів унаслідок кутової різноманітності не може перевищувати  $k_\Omega \approx \sqrt{13} \approx 3,6$ .

Таким чином, застосування з наявними компонентами цього метода в експерименті повинно призвести до спекл-контрасту  $C_2 \approx C_0/3.6 = 4,2/3.6 \approx 0,116$ , що значно нижче за значення, які отримані в експерименті з фіксованим струмом

живлення ЛД, проте фактично збігається зі значеннями, отриманими при застосуванні метода з модульованим струмом (табл. 3).

Це пояснюється тим, що при фіксованому струмі живлення лазера ми спостерігаємо лінійчатий спектр ЛД з вузькими спектральними піками. Для заданого діапазону оптичних різниць ходу [24] кількість декорельованих підпучків, створених екраном та експериментальною оптичною системою, не може перевищувати кількість вузьких піків у лінійчатому спектрі, яка для наявного ЛД не перевищує  $N_3 = 20$  (рис. 13). Тому спекл-контраст не може бути зменшений нижче, ніж  $C_2 = 0,707/\sqrt{20} \approx 0,158$ . Це значення трохи нижче за отримане в експерименті з використанням фіксованого струму, але різниця невелика. Таку різницю можна пояснити наявністю в лінійчатому спектрі ЛД спектральних піків з низькою інтенсивністю, які мають менший внесок у процес декореляції. Збіг до третього знаку після коми між теоретичними результатами та експериментальними значеннями у випадку живлення ЛД змінним струмом демонструє, що незначна амплітудна модуляція струму (~15 %) протягом часу інтегрування інтенсивності, ефективно перетворює лінійчатий спектр на квазінеперервний спектр. Це дозволяє повною мірою ефективно використовувати методи пасивного зменшення спеклів. Без такої модуляції ефективність пасивних методів обмежена лише кількістю спектральних мод у спектрі випромінювання ЛД.

Проведений експеримент довів, що неглибока модуляція струму живлення ЛД у схемі декогерентного фокусування з амплітудою 15 % від максимального рівня номінального струму живлення у межах від  $I_{\min}=0,85 \cdot I_{\max}$  до  $I_{\max}$  дозволяє зменшити рівень спеклового контрасту приблизно на 30 %.

Варто зазначити, що отримана досить точна відповідність між теоретичними й експериментальними результатами є дещо неочікуваною, оскільки теоретична модель є спрощеною та не враховує всіх аспектів, серед яких, наприклад, неоднорідний розподіл інтенсивності в спектрі ЛД. Ця неоднорідність збільшує довжину когерентності лазерного променя, що призводить до часткової небажаної кореляції підпучків. Однак це не повинно призводити до значного збільшення спекл-контрасту, оскільки коефіцієнти кореляції нижче 0,5 провокують лише незначне зростання контрасту спеклів [32]. За інших умов слід очікувати більших розбіжностей між теоретичними прогнозами і експериментальними результатами. Тим не менш, цей рівень узгодженості підкреслює надійність запропонованого метода в тестованих умовах.

Результати показують, що запропонований метод є оптимальним рішенням майже для всіх ключових параметрів, що стосуються компактних систем освітлення лазерними проекторами, за винятком того, що він вимагає лазерного пучка з відносно широким спектром. Однак, це загальна вимога для пасивних лазерних систем безспеклового освітлення, за винятком тих, що базуються на декореляції лазерного освітлення розсіянням у колоїдах з наночастинок.

## **6. Висновки**

Це теоретико-експериментальне дослідження висвітлює критичні фактори для ефективного зменшення спеклового шуму шляхом використання неідеальної

часової когерентності та кутової різноманітності лазерного світла при створенні пасивних лазерних проєкційних систем і систем освітлення.

Отримані результати демонструють, що для оптимального зменшення спеклового шуму є вирішальним досягнення такої мінімальної оптичної різниці ходу між підпучками, що перевищує оптичну різницю ходу, яка виникає при розсіюванні лазерного світла від шорсткого екрана.

Коефіцієнт зменшення спеклів залежить від кількості підпучків, що відрізняються між собою різницею оптичного ходу, з яких складається лазерний промінь. Їхню кількість і різноманітність за різницею оптичного ходу можна утворити за допомогою масиву (матриці) з прямокутних призм.

Принципове обмеження на кількість підпучків, що визначене кількістю ліній у лінійчатому спектрі випромінювання ЛД, усувається застосуванням незначною модуляцією струму живлення ЛД, яка перетворює лінійчатий спектр у псевдо-неперервний, що надає можливість утворювати необмежену кількість підпучків.

Інноваційна конструкція лінзи Френеля, що включає схрещені циліндричні лінзи Френеля, ефективно фокусує лазерне освітлення в прямокутну пляму з великим етендю (*étendue*), забезпечуючи тим самим рівномірне освітлення для великих екранів без спекл-шуму.

Усі разом ці умови ефективного застосування пасивних методів зменшення спеклів і метод декогерентного фокусування у лазерних освітлювальних системах і проєкторах забезпечують ефективне зменшення спеклів незалежно від спектральних режимів лазера, закладаючи міцну основу для розробки передових систем освітлення, здатних забезпечувати високоякісне лазерне освітлення без спеклового шуму.

1. J Landers, "Laser Science and Applications", Willford Press (2016), ISBN: 9781682851944.
2. M J Weber, "Handbook of Lasers", CRC Press (2019), DOI:10.1201/9781420050172.
3. K V Chellappan, E Erden, H Urey, "Laser-based displays: a review", *Appl. Opt.* 49(25), F79–F98 (2010), DOI:10.1364/AO.49.000F79.
4. L Borrueal, S Sujecki, D Rodriguez, J Wykes, M Krakowski, P Moreno, P Sewell, T M Benson, Larkins E C, I Esquivias, "Beam filamentation and maximum optical power in high brightness tapered lasers", *Proc. SPIE*, vol.4986, pp.423 – 431 (2003), DOI:10.1117/12.474375
5. A Malag, G Sobczak, E Dabrowska, M Teodorczyk, A Dabrowski, M Nakielska, "Towards improvement of beam quality of wide-stripe high-power laser diodes", *Electronic Materials*, vol.43, #3, pp.7-14, (2015).
6. M Zimmermann, N Lindlein, R Voelkel, K J Weible, "Microlens laser beam homogenizer – from theory to application", *Proc. of SPIE*, Vol. 6663, 666302-13 (2007), DOI:10.1117/12.731391
7. F Wippermann, U-D Zeitner, P Dannberg, A Bräuer, S Sinzinger, "Beam homogenizers based on chirped microlens arrays", *Opt. Expr.*, vol. 15, Issue 10, pp. 6218-6231 (2007) DOI:10.1364/OE.15.006218
8. Lapchuk A.S., Pryhun O.V., Horbov I.V., Morozov Ye.M., Borodin Yu.O. Lazernyi RGB-proektor odnoridnoho bezspeklovoho osvittlennia, shcho zasnovanyi na kompaktnii pasyvnyi systemi nekoherentnoho fokusuvannia. Reiestratsiia, zberihannia i obrobka danykh. 2024. T. 26, № 1. S. 67-88. DOI:10.35681/1560-9189.2024.26.1.308600
9. J W Goodman, "Speckle phenomena in Optics: Theory and Applications", Roberts & Company (2006), ISBN 0-9747077-9-1.
10. Zichun Le, A Lapchuk, I Gorbov, Zhiyi Lu, Songlong Yao, I Kosyak, T Kliuieva, Yanyu Guo, O Prygun, "Theory and experiments based on tracked moving flexible DOE loops for speckle suppression in compact laser projection", *Optics and Lasers in Engineering* Vol. 124, 105845 (2020), DOI:10.1016/j.optlaseng.2019.105845

11. J I Trisnadi, "Speckle Contrast Reduction in Laser Projection Displays", Proceedings of SPIE, vol. 4657, pp. 131-137, (2002) DOI:10.1117/12.463781
12. Julio Chaves, "Introduction to Nonimaging Optics", (2nd ed) CRC Press: Boca Raton (2016), ISBN 978-1482206739, eBook ISBN 9781315215501, DOI:10.1201/b18785.
13. G Verschaffelt, S Roelandt, Y Meuret, W Van den Broeck, K Kilpi, B Lievens, A Jacobs, P Janssens, H Thienpont, "Speckle disturbance limit in laser-based cinema projection systems", Scientific Reports, vol. 5, Article number: 14105, (2015), DOI:10.1038/srep14105
14. S Roelandt, Y Meuret, A Jacobs, K Willaert, P Janssens, H Thienpont, G Verschaffelt, "Human speckle perception threshold for still images from a laser projection system", Opt. Express Vol. 22, Issue 20, pp. 23965-23979 (2014), DOI:10.1364/OE.22.023965
15. W Gao, Zh Tong, V Kartashov, M N Akram, X Chen "Replacing two-dimensional binary phase matrix by a pair of one-dimensional dynamic phase matrices for laser speckle reduction", Journal of Display Technology Vol. 8, Issue 5, pp. 291-295 (2012), DOI:10.1109/JDT.2011.2181333
16. A Lapchuk, A Kryuchyn, V Petrov, O V Shyhovets, G A Pashkevich, O V. Bogdan, A Kononov, A Klymenko, "Optical schemes for speckle suppression by Barker code diffractive optical elements", JOSAA 30 (9), pp. 1760-1767 (2019), DOI:10.1364/JOSAA.30.001760
17. X-W Lin, W Hu, X-K Hu, X Liang, Y Chen, H-Q Cui, G Zhu, J-N Li, V Chigrinov, Y-Q Lu, "Fast response dual-frequency liquid crystal switch with photo-patterned alignments", Optics Letters Vol. 37, Issue 17, pp. 3627-3629 (2012), DOI:10.1364/OL.37.003627
18. V Yurlov, A Lapchuk, S Yun, J Song, H Yang, "Speckle suppression in scanning laser display", Applied Optics Vol. 47, Issue 2, pp. 179-187 (2008), DOI:10.1364/AO.47.000179
19. A Lapchuk, V Yurlov, A Kryuchyn, G A Pashkevich, V Klymenko, O Bogdan, "Impact of speed, direction, and accuracy of diffractive optical element shift on efficiency of speckle suppression", Applied Optics Vol. 54, Issue 13, pp. 4070-4076 (2015), DOI:10.1364/AO.54.004070
20. A Lapchuk, A Kryuchyn, V Petrov, V Klymenko "Optimal speckle suppression in laser projectors using a single two-dimensional Barker code diffractive optical element", JOSAA A Vol. 30, Issue 2, pp. 227-232 (2013), DOI:10.1364/JOSAA.30.000227
21. A Lapchuk, O Prygun, M Fu, Z Le, Q Xiong, A Kryuchyn, "Dispersion of speckle suppression efficiency for binary DOE structures: spectral domain and coherent matrix approaches", Optics Express Vol. 25, Issue 13, pp. 14575-14597 (2017), DOI:10.1364/OE.25.014575
22. Z Le, A Lapchuk, I Gorbov, Z Lu, S Yao, I Kosyak, T Kliuieva, Y Guo, O. Prygun, "Theory and experiments based on tracked moving flexible DOE loops for speckle suppression in compact laser projection", Optics and Lasers in Engineering, Vol. 124, 105845, (2020), DOI:10.1016/j.optlaseng.2019.105845
23. V Yurlov, A Lapchuk, K Han, S-J Son, B H Kim, N E Yu, "Binary code DOE optimization for speckle suppression in a laser display", Applied Optics, Vol. 57, Issue 30, pp. 8851-8860 (2018), DOI:10.1364/AO.57.008851
24. J G Manni, J W. Goodman, "Versatile method for achieving 1% speckle contrast in large-venue laser projection displays using a stationary multimode optical fiber", Optics Express Vol. 20, Issue 10, pp. 11288-11315 (2012), DOI:10.1364/OE.20.011288
25. A Lapchuk, Z Le, Y Guo, Y Dai, Z Liu, Q Xu, Z Lu, A Kryuchyn, I Gorbov, "Investigation of speckle suppression beyond human eye sensitivity by using a passive multimode fiber and a multimode fiber bundle", Optics Express Vol. 28, Issue 5, pp. 6820-6834 (2020), DOI:10.1364/OE.389367
26. Q-L Deng, B-S Lin, P-J Wu, K-Y Chiu, P-L Fan, C-Y Chen, "A hybrid temporal and spatial speckle-suppression method for laser displays", Optics Express Vol. 21, Issue 25, pp. 31062-31071 (2013), DOI:10.1364/OE.21.031062
27. Z Tong, C Sun, Y Ma, M Wang, S Jia, X Chen, "Laser Spatial Coherence Suppression With Refractive Optical Elements Toward the Improvement of Speckle Reduction by Light Pipes", IEEE Access, Vol. 7, pp. 172190-172198 (2019), Electronic ISSN: 2169-3536, DOI:10.1109/ACCESS.2019.2956517
28. Yamada H, Moriyasu K, Sato H, Hatanaka H 2017 "Effect of incidence/observation angles and angular diversity on speckle reduction by wavelength diversity in laser projection systems", Optics Express Vol. 25, Issue 25, pp. 32132-32141 (2017), DOI: 10.1364/OE.25.032132
29. Lapchuk A, Gorbov A, Prygun A, Morozov Y, "Speckle- and interference fringes-free illumination system with a multi-retarder plate", Optics Express Vol. 31, Issue 12, pp. 19173-19188 (2023), DOI: 10.1364/OE.490040

30. Thorlabs Inc., product part number: L520P50 (був доступний 20 Червня 2025 за адресою: [www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=L520P50](http://www.thorlabs.com/thorproduct.cfm?partnumber=L520P50))

31. M.S.Romadhon, A.Aljalal, W.Al-Basheer, K.Gasmi, "Longitudinal modes evolution of a GaN-based blue laser diode", *Optics & Laser Technology*, 70 pp. 59–62 (2015), DOI:10.1016/j.optlastec.2015.01.012.

32. Xu Q, Lapchuk A, Le Z, Cai D, Zhou J, Liu Z, Gorbov I, Kryuchyn A, "Coherent Matrix-Based Approach for Evaluation of First-Order Speckle Intensity Statistics and Its Application for Speckle Suppression", April 2022, *IEEE Photonics Journal*, Volume: 14, Issue: 3, June 2022, pp. 1–9, DOI: 10.1109/JPHOT.2022.3167452

Надійшла до редакції 23.06.2025