JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 4, No. 3 (2000) p. 282–290

ШВИДКІСНИЙ ГІБРИДНИЙ КОРЕЛЯТОР СУМІСНОГО ФУР'Є–ПЕРЕТВОРЕННЯ

М. В. Шовгенюк[1], В. М. Фітьо[2], Л. І. Муравський[3], П. А. Глушак[1]
[1]*Інститут фізики конденсованих систем Національної академії наук України, вул. І. Свєнціцького, 1, Львів, 79011, Україна*
[2]*Державний університет "Львівська політехніка" вул. С. Бандери, 12, Львів, 79013, Україна*
[3]*Фізико–механічний інститут Національної академії наук України, вул. Наукова, 5, Львів, 79601, Україна*

(Отримано 28 лютого 2000 р.; в остаточному вигляді — 17 травня 2000 р.)

Запропоновано гібридний оптичний корелятор сумісного фур'є–перетворення, у якому в першому оптичному каскаді формується сумісний вінерівський спектр двох випадкових фазових масок, що складаються з квадратних елементів, амплітудне пропускання яких дорівнює ± 1, а в другому каскаді виконується цифрова обробка спектра, зареєстрованого приладом із зарядовим зв'язком (ПЗЗ–камерою). Теоретично обґрунтовано можливість отримання в цифровому каскаді координат кореляційного піка при проведенні оберненого перетворення Фур'є за одним рядком і одним стовпцем інтерференційної картини. Теоретичні дослідження характеристик такого корелятора підтверджені результатами комп'ютерного моделювання другого каскаду. Проведенні також експериментальні дослідження з кореляційного аналізу двох ідентичних випадкових масок розміром 256×256. Отримано задовільне співвідношення сигнал/шум, яке дозволяє однозначно зробити висновок про збіг двох фазових масок при одновимірному розрахунку кореляційного сигналу в гібридному кореляторі.

Ключові слова: випадкова фазова маска, вінерівський спектр, цифрова обробка.

PACS numbers: 42.30.–d. 42.30.Kq, 42.79.Hp

I. ВСТУП

Проблема надійного захисту різноманітних об'єктів від підробки, включаючи цінні папери й документи, останнім часом набула надзвичайної актуальності. Серед відомих методів найбільш надійними вважають оптичні методи захисту завдяки можливості паралельного кодування і декодування двовимірних інформаційних масивів великого розміру [1,2]. Однак інтенсивний розвиток засобів запису, копіювання й обробки зображень сприяє поширеній практиці підробки оптичних ідентифікаційних міток. Запропонована методика оптичного захисту [3–5] ґрунтується на використанні в ролі оптичних міток випадкових фазових масок, що містять велику кількість (порядку 10^4–10^6) фазових елементів (пікселів) з амплітудним пропусканням $\{+1; -1\}$. Такі оптичні мітки неможливо зареєструвати комерційно доступними відеосистемами та скопіювати засобами копіювальної техніки. Якщо випадкова фазова маска, що вводиться на вхід голографічного корелятора, є ідентичною до еталонної фазової маски (в кореляторі сумісного фур'є–перетворення (СФП)) чи є узгодженою з голографічним фільтром (у кореляторі Ван дер Люгта), то на виході корелятора формується ідентифікаційний сигнал у вигляді вузького та інтенсивного кореляційного піка. Якщо підроблена маска відрізняється від еталонної маски або не відповідає еталонному фільтрові, на виході корелятора ідентифікаційний сигнал буде відсутній [3–5].

Для ідентифікації фазових масок розроблено декілька варіантів схем кореляторів, які базуються на архітектурі корелятора СФП [6–12]. Широке застосування кореляторів СФП пояснюється відсутністю критичних вимог до юстування голографічних елементів, більшою універсальністю щодо використання оптоелектронних пристроїв уводу–виводу зображень, кращою пристосованістю до виконання алґоритмів і процедур розпізнавання образів у реальному масштабі часу [13–15]. Проте завдяки створенню нових високоефективних реверсивних матеріялів та високопродуктивних просторових модуляторів світла розроблено також діючі зразки кореляційних пристроїв, що базуються на архітектурі корелятора Ван дер Люгта [16,17].

У гібридному кореляторі СФП на першому етапі реєструють ПЗЗ–камерою розподіл інтенсивности світла в частотній площині корелятора (вінерівський спектр), а на другому — проводять розрахунок кореляційної функції за допомогою комп'ютера. Однак виконання двовимірного зворотного перетворення Фур'є вимагає багато часу, що обмежує практичне використання гібридного корелятора. Для зменшення часу проводять компресію спектра за одним напрямком і здійснюють над ним одновимірне перетворення Фур'є [18]. У цьому методі необхідно визначати напрямок компресії, що може також привести до досить тривалого розрахунку.

Інформацію про ідентифікаційний пік несуть інтерференційні смуги в частотній площині корелятора, а тому координати цього піка можна визначити, здійснивши лише одновимірні перетворення Фур'є рядка і стовпця. Зрозуміло, що при цьому співвідношення пік/шум на виході корелятора значно зменшиться. У цій роботі теоретично й експериментально обґрунтовано умови реалізації одновимірного фур'є–перетворення в другому каскаді гібридного корелятора, при яких співвідношення сигнал/шум є ще достатнім для правильної ідентифікації оптичної мітки.

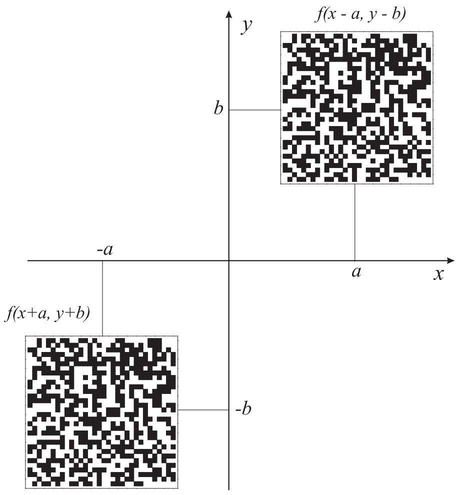

Рис. 1. Взаємне розміщення фазових масок у вхідній площині корелятора.

II. ФОРМУВАННЯ КОРЕЛЯЦІЙНОГО СИГНАЛУ ПРИ ОДНОВИМІРНОМУ ФУР'Є–ПЕРЕТВОРЕННІ

Розглянемо оптичний елемент, що складається з двох ідентичних випадкових фазових масок. Координати геометричних центрів цих масок відповідно дорівнюють $x = \pm a$, $y = \pm b$ в системі координат, яка зображена на рис. 1. Кожна випадкова фазова маска містить $N \times N$ прямокутних елементарних комірок розміром $T_x \times T_y$, розподіл амплітудного пропускання яких задається матрицею $A_{n,m} = \pm 1$. Амплітудне пропускання окремої фазової маски описано функцією

$$f(x,y) = \sum_{n=1}^{N}\sum_{m=1}^{N} A_{n,m}\mathrm{rect}\left[\frac{x}{T_x} - \left(n - \frac{N+1}{2}\right)\right] \times \mathrm{rect}\left[\frac{y}{T_y} - \left(m - \frac{N+1}{2}\right)\right], \quad (1)$$

де функція прямокутного імпульсу [22]

$$\mathrm{rect}(x) = \begin{cases} 1, & \text{якщо } |x| < 1/2, \\ 1/2, & \text{якщо } |x| = 1/2, \\ 0, & \text{якщо } |x| > 1/2. \end{cases}$$

Функція амплітудного пропускання маски $f(x,y)$ набуває значення $+1$ або -1 залежно від координат x та y, які відповідають зміні фази 0 або π плоскої світлової хвилі, що проходить крізь маску.

Сумісний фур'є–спектр, який формується від двох фазових масок, розміщених відповідно до рис. 1, можна записати:

$$F_{12}(\omega_x,\omega_y) = \mathcal{F}\left\{f(x-a,y-b) + f(x+a,y+b)\right\} = 2F(\omega_x,\omega_y)\cos(a\omega_x + b\omega_y), \quad (2)$$

де $\mathcal{F}$ — оператор фур'є–перетворення,

$$F(\omega_x,\omega_y) = \mathcal{F}\left\{f(x,y)\right\} = \int\limits_{-\infty}^{\infty}\int\limits_{-\infty}^{\infty} f(x,y)\exp\left\{-i(x\omega_x + y\omega_y)\right\}dxdy$$

— спектр Фур'є однієї маски. Розглянуто випадок, коли дві маски — еталонна та предметна — ідентичні. Тоді сумісний вінерівський (енерґетичний) спектр двох фазових масок, який реєструється на виході першого каскаду корелятора СФП, набуває вигляду:

$$|F_{12}(\omega_x,\omega_y)|^2 = 2|F(\omega_x,\omega_y)|^2[1 + \cos 2(\omega_x a + \omega_y b)]. \quad (3)$$

Вінерівський спектр однієї маски можна записати [20,21]:

$$|F(\omega_x,\omega_y)|^2 = |F_0(\omega_x)F_0(\omega_y)|^2 M(\omega_x,\omega_y), \quad (4)$$

де

$$|F_0(\omega_x)F_0(\omega_y)|^2 = \mathrm{sinc}^2\left(\frac{T_x\omega_x}{2\pi}\right)\mathrm{sinc}^2\left(\frac{T_y\omega_y}{2\pi}\right) \quad (5)$$

— вінерівський спектр елементарної комірки, а функція $\mathrm{sinc}(x) = \dfrac{\sin(\pi x)}{\pi x}$. Модулююча функція в частотній площині має форму скінченного ряду Фур'є

$$M(\omega_x,\omega_y) = \sum_{k=-(N-1)}^{N-1}\ \sum_{l=-(N-1)}^{N-1} Q_{k,l}\exp[i\omega_x kT_x + i\omega_y lT_y]. \quad (6)$$

Коефіцієнтами розкладу у (6) служать автокореляційні функції дискретного розподілу амплітудного пропускання фазової маски:

$$Q_{k,l} = \sum_{n=1}^{N-k} \sum_{m=1}^{N-l} A_{n+k,m+l} A_{n,m}, \tag{7}$$

доозначені для від'ємних значень k і l співвідношеннями:

$$Q_{-k,-l} = Q_{k,l}, \quad Q_{-k,l} = Q_{k,-l} = \sum_{n=1}^{N-k} \sum_{m=1}^{N-l} A_{n+k,m} A_{n,m+l}. \tag{8}$$

Детальний аналіз коефіцієнтів $Q_{k,l}$ зроблено в праці [21].

З урахуванням формули (4) сумісний вінерівський спектр (3) двох масок остаточно можемо записати у вигляді:

$$|F_{12}(\omega_x, \omega_y)|^2 = 2|F_0(\omega_x) F_0(\omega_y)|^2 M(\omega_x, \omega_y)[1 + \cos 2(a\omega_x + b\omega_y)]. \tag{9}$$

Як видно, при виборі двох індентичних фазових масок сумісний вінерівський спектр $|F_{12}(\omega_x, \omega_y)|^2$ можна розглядати як вінерівський спектр однієї маски, промодульований інтерференційними смугами, період яких $T_{in} \sim (a^2 + b^2)^{-1/2}$, повернутими на кут $\phi = \mathrm{arctg}(b/a)$ відносно оси $0X$, тобто період й орієнтація смуг визначаються виключно взаємним розміщенням фазових масок.

Покажемо, що при одновимірному зворотному фур'є–перетворенні вінерівського спектра (9) можна отримати інформацію про кореляційну функцію, яка формується на виході другого каскаду корелятора СФП. Для цього в (9) зафіксуємо просторову частоту $\omega_y = \omega_{0y} = \mathrm{const}$, а за просторовою частотою ω_x виконаємо зворотне фур'є–перетворення. Тоді одновимірна кореляційна функція

$$\varphi(x) = 2|F_0(\omega_{0y})|^2 \sum_{k=-(N-1)}^{N-1} \sum_{l=-(N-1)}^{N-1} Q_{k,l} \exp(i\omega_{0y} l T_y) \tag{10}$$

$$\times \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{sinc}^2 \left(\frac{T_x \omega_x}{2\pi} \right) [1 + \cos 2(\omega_x a + \omega_{0y} b)] \exp[i\omega_x (x + kT_x)] d\omega_x.$$

Наявність у підінтеґральному виразі множника $1 + \cos 2(\omega_x a + \omega_{0y} b)$ дозволяє розділити інтеґрал на три, кожен з яких неважко обчислити аналітично [22]. Таким чином, кореляційну функцію записуємо у формі розкладу за зміщеними трикутними імпульсами, які виникають у результаті інтеґрування функції $\mathrm{sinc}^2 \left(\frac{T_x \omega_x}{2\pi} \right)$ з відповідними множниками:

$$\varphi(x) = \sum_{k=-(N-1)}^{N-1} Q_k(\omega_{0y}) \Bigg\{ 2\ \mathrm{tri} \left(\frac{x + kT_x}{T_x} \right) + \mathrm{tri} \left(\frac{x + kT_x + 2a}{T_x} \right) \exp(+i2b\omega_{0y})$$

$$+ \mathrm{tri} \left(\frac{x + kT_x - 2a}{T_x} \right) \exp(-i2b\omega_{0y}) \Bigg\}, \tag{11}$$

де коефіцієнти розкладу:

$$Q_k(\omega_{0y}) = |F_0(\omega_{0y})|^2 \sum_{l=-(N-1)}^{N-1} Q_{k,l} \exp(i\omega_{0y} l T_y), \tag{12}$$

а функція трикутного імпульсу

$$\mathrm{tri}(x) = (1+x)\mathrm{rect}\left(\frac{1}{2}+x\right) + (1-x)\mathrm{rect}\left(-\frac{1}{2}+x\right).$$

При виконанні умови $2a > NT_x$ три доданки у формулі (11) описують окремо три розділені вздовж координати x кореляційні функції. Ураховуючи, що кожна кореляційна функція має вигляд розкладу за трикутними імпульсами, можна записати вираз для інтенсивности:

$$I(x) = I_0(x) + I_{-1}(x+2a) + I_{+1}(x-2a), \qquad (13)$$

де інтенсивність кореляційного поля в 0–ому порядку дифракції

$$I_0(x) = 4\sum_{k=-(N-1)}^{N-1} |Q_k(\omega_{0y})|^2 \ \mathrm{tri}^2\left(\frac{x+kT_x}{T_x}\right) \qquad (14)$$

і відповідно інтенсивності в ±1–ому порядках дифракції

$$I_{\pm1}(x) = \sum_{k=-(N-1)}^{N-1} |Q_k(\omega_{0y})|^2 \ \mathrm{tri}^2\left(\frac{x+kT_x \pm 2a}{T_x}\right). \qquad (15)$$

У формулах (14),(15) доданок при $k=0$ описує інтенсивність автокореляційного максимуму, а решта доданків при $k \neq 0$ — інтенсивності оптичного шуму поблизу цього максимуму. Видно, що інтенсивності кореляційного піка й оптичного шуму в 0–ому порядку дифракції в 4 рази більші, ніж у ±1–ому порядках дифракції.

Зауважимо, що при переході до інтенсивности кореляційного поля в ±1–ому порядках дифракції втрачається фазовий множник $\exp(\pm i2b\omega_{0y})$. Це означає, що за формулою (15) визначаються лише x–координати кореляційного піка, які дорівнюють $x = \pm 2a$, тобто дорівнюють подвоєній величині зміщення вздовж оси x еталонної та предметної масок, і повністю втрачається інформація про зміщення масок уздовж оси y.

Якщо тепер виконати аналогічне зворотне фур'є–перетворення вінерівського спектра (8) за просторовою частотою ω_y при фіксованій просторовій частоті $\omega_x = \omega_{0x} = \mathrm{const}$, то отримаємо y–координати кореляційного піка. Таким чином, доходимо важливого висновку, що при виконанні двох одновимірних фур'є–перетворень сумісного вінерівського спектра двох фазових масок, причому незалежно від фіксованих частот ω_{0x} і ω_{0y}, повністю відновлюється положення кореляційного максимуму.

III. ОПТИЧНИЙ КАСКАД ФУР'Є–ПЕРЕТВОРЕННЯ ЗІ ЗБІЛЬШЕНИМ МАСШТАБОМ

Описаний вище алґоритм одновимірного фур'є–перетворення передбачає, що зчитування сумісного вінерівського спектра в напрямі фіксованої просторової частоти відбувається дуже вузькою щілиною, яка приймається δ–подібною. У реальних умовах реєстрація спектра за допомогою ПЗЗ–камери відповідає моделі прямокутної щілини скінченних розмірів, які, як правило, наперед задані.

Для досягнення оптимальних умов реєстрації вінерівського спектра в схемі корелятора СФП важливим є питання проектування оптичної схеми першого каскаду, у якій можливо досягнути коефіцієнта збільшення спектра $K > 1$. З цією метою використаємо метод координатно–частотного розподілу сигналів [23,24]. Для вхідного сигналу $f(\mathbf{r})$ першого каскаду, який описується двома зміщеними фазовими масками з амплітудним пропусканням (1), побудуємо координатно–частотний розподіл у формі функції невизначености

$$\mathcal{W}_{ff^*}(\mathbf{r}_0;\ \boldsymbol{\omega}_0) = \int_{-\infty}^{\infty} f\left(\mathbf{r}+\frac{\mathbf{r}_0}{2}\right) f^*\left(\mathbf{r}-\frac{\mathbf{r}_0}{2}\right)\ \exp(-i\boldsymbol{\omega}_0\mathbf{r})d\mathbf{r}. \qquad (16)$$

На виході однолінзового каскаду формування дифрагованої амплітуди $g(\mathbf{r})$ описуємо аналогічним розподілом

$$W_{gg^*}(\mathbf{r}_0;\boldsymbol{\omega}_0) = W_{ff^*}(a_{11}\mathbf{r}_0 + a_{12}\boldsymbol{\omega}_0;\ a_{21}\mathbf{r}_0 + a_{22}\boldsymbol{\omega}_0). \qquad (17)$$

Отже, координатно–частотний розподіл дифрагованої амплітуди однозначно задається координатно–частотним розподілом вхідного сигналу. У цьому випадку матриця перетворення спряжених координат розподілу вхідного сигналу має вигляд [23]:

$$\mathbb{A}_1 = \begin{bmatrix} 1-d_1 & -\dfrac{F_1}{k}\Big(d_1+d_2-d_1d_2\Big) \\ \dfrac{k}{F_1} & 1-d_2 \end{bmatrix}, \tag{18}$$

де $k = 2\pi/\lambda$ — хвильове число, $d_1 = D_1/F_1$, $d_2 = D_2/F_1$ — відносні віддалі до і після лінзи з фокусною віддаллю F_1.

Перевагою методу розподілу сигналів є те, що, покладаючи в матриці (18) $a_{22} = 1 - d_2 = 0$, така схема виконує (з точністю до постійного фазового множника) фур'є–перетворення вхідного сигналу. При виконанні умови $a_{22} = 0$ матричний коефіцієнт $a_{12} = -F_1/k$ визначає масштаб вінерівського спектра, який для однолінзового каскаду пропорційний до F_1 і λ. Приймемо, що для такої схеми коефіцієнт $K = 1$.

Покажемо, що в подвійному каскаді (рис. 2) можна досягнути коефіцієнта збільшення $K > 1$ вінерівського спектра.

Доповнимо каскад, який описується матрицею $\mathbf{A}_1$, другою лінзою з фокусною віддаллю F_2 і третім вільним простором глибиною D_3. Ці доповнюючі елементи схеми описуємо елементарними матрицями

$$\mathbb{A}_2 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \dfrac{k}{F_2} & 1 \end{bmatrix}, \quad \mathbb{A}_3 = \begin{bmatrix} 1 & -\dfrac{D_3}{k} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \tag{19}$$

На виході подвійного каскаду формується координатно–частотний розподіл дифрагованої амплітуди, який задається матрицею $\mathbb{A} = \mathbb{A}_1\mathbb{A}_2\mathbb{A}_3$:

$$\mathbb{A} = \begin{bmatrix} 1-d_1-\dfrac{F_1}{F_2}(d_1+d_2-d_1d_2) & -\dfrac{F_1}{k}\left[d_{31}(1-d_1)+(1-d_{32})\,(d_1+d_2-d_1d_2)\right] \\ \dfrac{k}{F_1}\left[1+\dfrac{F_1}{F_2}(1-d_2)\right] & -d_{31}+(1-d_{32})(1-d_2) \end{bmatrix}, \tag{20}$$

де $d_{31} = D_3/F_1$, $d_{32} = D_3/F_2$. Покладаючи в цій матриці $a_{22} = 0$, отримуємо віддаль D_3, яка визначає площину формування вінерівського спектра:

$$\frac{1}{D_3} + \frac{1}{D_2 - F_1} = \frac{1}{F_2}. \tag{21}$$

При цьому матричний елемент a_{12} матриці (20) запишемо у формі $a_{12} = -\dfrac{F_1}{k}K$. Звідси отримуємо коефіцієнт збільшення вінерівського спектра:

$$K = \frac{F_2}{F_2 - (D_2 - F_1)}. \tag{22}$$

Досягнення коефіцієнта збільшення $K > 1$ у подвійному каскаді можливе при $D_2 > F_1$, проте в цьому випадку збільшується базова віддаль між площинами вхідного зображення і вінерівського спектра. Оптимальною оптичною схемою подвійного каскаду, у якому реалізується коефіцієнт збільшення $K > 1$ вінерівського спектра, є наявність у другому каскаді розсіювальної лінзи ($F_2 < 0$). Тоді за формулою (22) при мінімальній базовій віддалі подвійного каскаду можна реалізувати максимальне збільшення вінерівського спектра. Задаючи значення коефіцієнта збільшення K, легко розрахувати віддаль D_2 і відповідно за формулою (21) — віддаль D_3.

Оцінимо величину базової віддалі подвійного каскаду при коефіцієнті збільшення вінерівського спектра $K = 10$. Виберемо короткофокусний об'єктив і розсіювальну лінзу з фокусними віддалями $F_1 = 110$ мм і $F_2 = -24$ мм відповідно. Тоді, згідно з формулами (22) і (21), $D_2 = 88.4$ мм, $D_3 = 216$ мм і відповідно базова віддаль дорівнює: $D_2 + D_3 = 304,4$ мм. У класичній схемі корелятора СФП такий масштаб вінерівського спектра досягається при фокусній віддалі фур'є–об'єктива $10F_1 = 1100$ мм. Як видно, при наявності розсіювальної лінзи базова віддаль корелятора зменшується в 3.6 раза. Таким чином, відкривається можливість проектувати оптичний каскад корелятора СФП мінімальних розмірів при збереженні необхідного масштабу зчитування сумісного вінерівського спектра.

IV. ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ РЕЗУЛЬТАТИ

При виборі оптимальної схеми гібридного оптико–цифрового корелятора ми базувались на архітектурі корелятора СФП, яка є найпридатнішою для поєднання когерентно–оптичного фур'є–процесора в першому каскаді корелятора з цифровим фур'є–процесором у другому каскаді. У першому каскаді гібридного корелятора формується сумісний вінерівський спектр двох бінарних фазових масок, який реєструється за допомогою камери ПЗЗ. У другому каскаді корелятора сумісний вінерівський спектр перетворюється у двовимірний цифровий масив, який подається в цифровий фур'є–процесор. У цифровому процесорі реалізується алґоритм швидкого перетворення Фур'є, у результаті чого на виході процесора формується кореляційний сигнал з ідентифікаційними піками у ± 1–ому дифракційному порядку [1,2,8]. Час цифрової обробки інформаційних масивів з розміром 512×512 може тривати декілька секунд. Водночас завдяки надзвичайно високому співвідношенню пік/шум на виході корелятора для забезпечення експрес–аналізу оптичних ідентифікаційних міток достатньо обмежитись одновимірним перетворенням Фур'є будь–якого рядка або стовпця двовимірного цифрового масиву.

Для підтвердження результатів теоретичних розробок і комп'ютерного моделювання запропонованого методу встановлення кореляції та пошуку координат кореляційного піка були проведені відповідні експериментальні дослідження формування вінерівського спектра двох ідентичних фазових масок і введення цього спектра в комп'ютер за допомогою ПЗЗ–камери типу VCB 3512P фірми SANYO. Діягональ фоточутливої площадки цієї камери складає 1/2 дюйма, або 12.7 мм. Період розміщення фоточутливих елементів (пікселів) за двома напрямками однаковий і дорівнює 12.7 мкм. Більший і менший розміри фоточутливої площадки відповідно дорівнюють 10.16 мм і 7.62 мм.

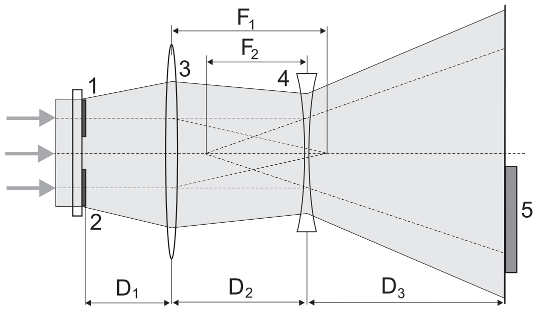

Рис. 2. Оптична схема корелятора сумісного фур'є–перетворення: 1 — еталонна випадкова фазова маска, 2 — досліджувана випадкова фазова маска, 3 — фур'є–об'єктив, 4 — розсіювальна лінза, 5 — камера ПЗЗ.

Оптична схема корелятора сумісного фур'є–перетворення наведена на рис. 2. Як когерентне джерело світла використано напівпровідниковий лазер з довжиною хвилі випромінювання $\lambda = 650$ нм, який був вибраний через малі розміри з перспективою використання в реальних пристроях ідентифікації. Для забезпечення необхідної когерентности використали лазер, який працює в одномодовому режимі. Довжина когерентности, що дорівнює 10 мм, була виміряна експериментально за допомогою інтерферометра Майкельсона. Такої величини цілком достатньо для наших експериментів, у яких максимальна різниця ходу між пучками в межах фоточутливої площадки камери ПЗЗ складає не більше 0.4 мм.

Експериментальні маски виготовлено на основі плівок фоторезисту, нанесених на скляні підкладки. Потім методами фотолітографії формували фазовий рельєф, у якому різниця фаз між протравленими і непротравленими ділянками складала π. Товщину фоторезисту розраховували на основі співвідношення:

$$h = \frac{\lambda}{2(n-1)},$$

де λ — довжина хвилі випромінювання лазера, n — показник заломлення фоторезисту. За допомогою описаної технології з використанням одного й того ж фотошаблону можна виготовити невелике число ідентичних фазових масок. У серійному використанні фазових масок для оптичного захисту доцільно скористатись технологією тиражування райдужних голограм.

За допомогою розсіювальної лінзи 4, яка розміщена між короткофокусним фур'є–об'єктивом 3 і його фокальною площиною, досягається збільшення розмірів вінерівського спектра при сприйнятливій віддалі між фур'є–об'єктивом 3 і площиною формування цього спектра [19].

Необхідний коефіцієнт збільшення K лінійних розмірів вінерівського спектра можна розрахувати з умови, що більший лінійний розмір (10.16 мм) фоточутливої площадки камери ПЗЗ повинен бути меншим від величини $L/4$, де L — бажана ширина нульового дифракційного порядку вінерівського спектра фазової маски, яка повинна мати 41 мм. Отже, коефіцієнт збільшення K визначається формулою:

$$K = \frac{LT_x}{2\lambda F_1}, \tag{23}$$

У нашому випадку для $F_1 = 110$ мм K дорівнює 3.64.

Крім цього, розрахунки ґабаритних розмірів оптичної схеми першого каскаду гібридного корелятора необхідно перевірити на виконання теореми відліків. Беручи до уваги цю теорему для двовимірних інформаційних масивів [19], як критерій запису без спотворень сумісного вінерівського спектра двох масок камерою ПЗЗ ми вибирали такий його мінімальний масштаб, при якому в межах просторового періоду інтерференційних смуг спектра з модулюючою просторовою частотою $\nu_{0x} = \dfrac{2a}{\lambda F}$ необхідно розмістити мінімум два сусідні елементи камери ПЗЗ. Приймаючи, що зміщення фазових масок $a \simeq b$, можна розрахувати мінімальну допустиму фокусну відстань фур'є–об'єктива:

$$F = \frac{4al}{\lambda}, \tag{24}$$

де l — розмір фоточутливого пікселя камери ПЗЗ. Звідси необхідний коефіцієнт збільшення K отримуємо згідно зі співвідношенням:

$$K = \frac{4al}{\lambda F_1}. \tag{25}$$

При розрахунку за цією формулою знайдемо, що мінімальний коефіцієнт збільшення для нашої оптичної схеми складатиме 3.55, якщо a =10 мм і l =12.7 мкм. Але, враховуючи, що при розміщенні двох пікселів камери ПЗЗ на один період інтерференційної картини будуть великі похибки, які виникають у результаті дискретизації, ми вибрали остаточний коефіцієнт збільшення 5.6. З цим коефіцієнтом ми досягли впевненої реєстрації кореляційних піків при одновимірному фур'є–перетворенні вінерівського спектра за оптимальних ґабаритів корелятора.

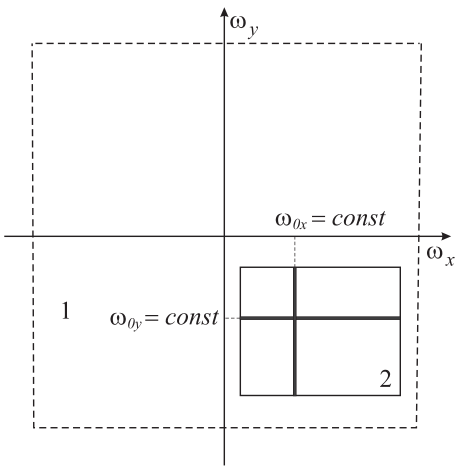

Рис. 3. Взаємне розміщення центральної частини (1) вінерівського спектра і фоточутливої площадки камери ПЗЗ (2).

На рис. 3 зображено взаємне розміщення вінерівського спектра двох випадкових фазових масок і фоточутливої площадки ПЗЗ–камери. Зображення вінерівського спектра наведено на рис. 4. Це зображення введено в комп'ютер за допомогою ПЗЗ–камери, розбито на 480×640 елементів. Із цього зображення виділяли будь–який рядок (від першого до 480) і будь–який стовпець (від першого до 640). Над рядком і стовпцем проводили швидке зворотне фур'є–перетворення. У результаті розрахунку отримано кореляційні піки окремо по осі x і по осі y. Кординати цього піка відповідають взаємному розміщенню масок у вхідній площині корелятора. На рис. 5 зображено кореляційну функцію по осі x, а на рис. 6 наведено кореляційну функцію по осі y. Центри масок у вхідній площині корелятора зміщені на величину $a = 5$ мм, $b = 2.5$ мм. Обидві випадкові фазові маски мають 256×256 пікселів розміром 20×20 мкм. Геометрія розташування цих масок не є оптимальною, проте отримано задовільне співвідношення сигнал/шум, яке близьке до значення, отриманого в результаті комп'ютерного моделювання, і яке дозволяє однозначно зробити висновок про збіг двох фазових масок.

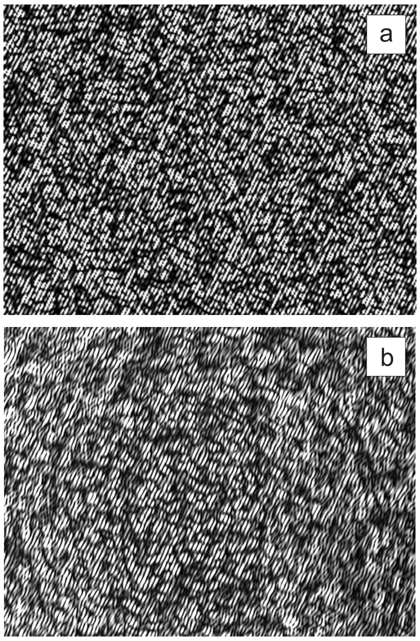

Рис. 4. Фраґменти вінерівського спектра від двох фазових масок: a — комп'ютерне моделювання, b — зареєстрованого камерою ПЗЗ.

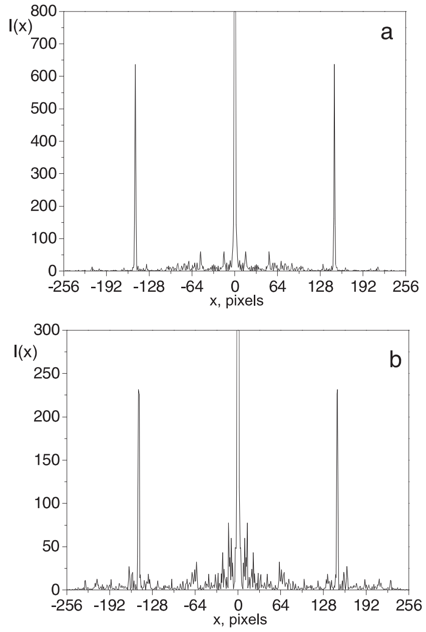

Рис. 5. Вигляд одновимірної кореляційної функції від двох ідентичних фазових масок, отриманих у результаті перетворення Фур'є одного рядка вінерівського спектра: a — комп'ютерне моделювання, b — зареєстрованого камерою ПЗЗ.

Використовуючи формулу (14), оцінимо співвідношення сигнал/шум у 1–ому порядку дифракції:

$$\eta^0(\omega_{0y}) = \frac{(N-1)|Q_0(\omega_{0y})|^2}{4\sum_{k=1}^{N-1}\left\{|Q_k(\omega_{0y})|^2\ \mathrm{tri}^2\left(\frac{x+kT_x}{T_x}\right)+|Q_{-k}(\omega_{0y})|^2\ \mathrm{tri}^2\left(\frac{x-kT_x}{T_x}\right)\right\}}. \quad (26)$$

Тут розраховано середнє значення інтенсивности шумів навколо центрального кореляційного піка.

Ми виконали розрахунки $\eta^0(\omega_{0y})$ для фазової маски, що задається матрицею розміру 256×256. Елементам матриці випадковим чином присвоювали значення $+1$ та -1. При зміні ω_{0y} у межах від 0 до π/T_y співвідношення сигнал/шум $\eta^0(\omega_{0y}) = 28\div39.5$, звідки усереднене значення дорівнює 32.6. Водночас ми виконали також обчислення відношення інтенсивности кореляційного піка до найбільшого значення інтенсивности окремого піка шуму. Таким чином, для різних значень ω_{0y} співвідношення сигнал/шум міняється в межах від 8.8 до 26.5, середнє значення дорівнює 17.0. Отже, можемо стверджувати, що величини співвідношення сигнал/шум цілком достатньо для однозначної ідентифікації двох фазових масок за окремо вибраними рядками чи стовпцями вінерівського спектра.

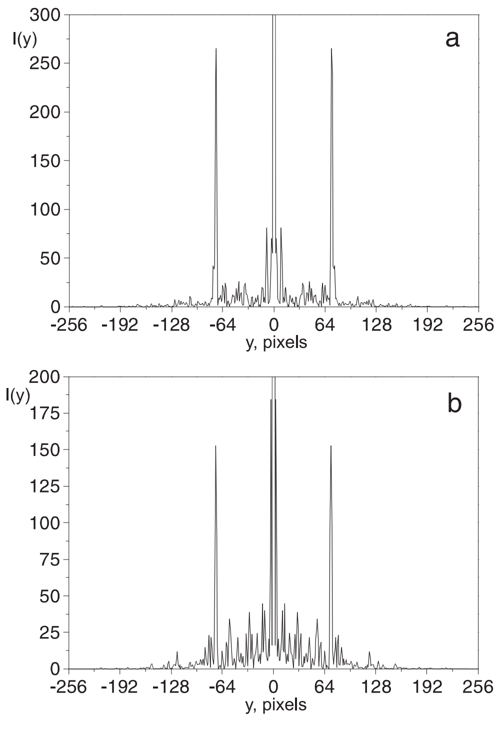

Рис. 6. Вигляд одновимірної кореляційної функції від двох ідентичних фазових масок, отриманих у результаті перетворення Фур'є одного стовпця вінерівського спектра: a — комп'ютерне моделювання, b — зареєстрованого камерою ПЗЗ.

На рис. 7 зображено співвідношення сигнал/шум, обчисленого в результаті перетворення Фур'є всіх стовпців теоретично розрахованого та отриманого експериментально вінерівського спектра. Час розрахунку кординат кореляційного піка за введеним вінерівським спектром двох фазових масок у комп'ютер складав менше від 0.1 с.

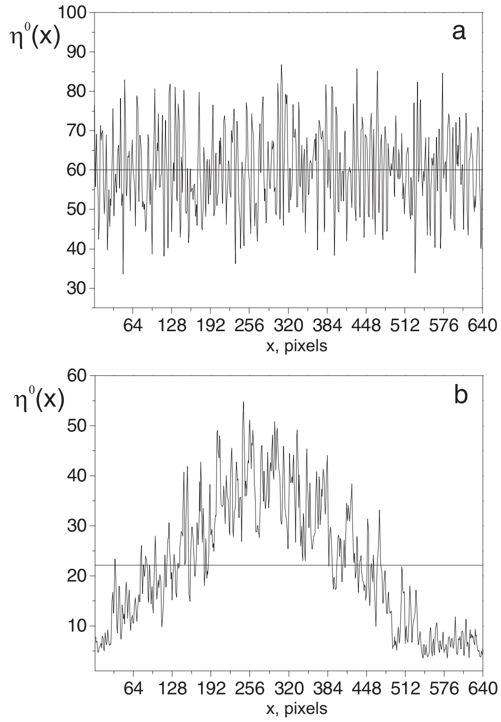

Рис. 7. Співвідношення сигнал/шум для всіх стовпців: a — теоретично розрахованого, b — зареєстрованого камерою ПЗЗ вінерівського спектра.

V. ЗАКЛЮЧЕННЯ

Результати теоретичних та експериментальних досліджень показали, що за одновимірним зворотним фур'є–перетворенням вінерівського спектра двох випадкових фазових масок можна виявити, чи ці маски корелюють між собою. Проте відношення амплітуди отриманого таким чином кореляційного піка до шуму є значно меншим, ніж при повному двовимірному фур'є–перетворенні, відповідно $10\ldots10^2$ і $10^3\ldots10^4$

для фазових масок розміру 256×256. Отже, цей метод можна використати для експрес–аналізу в процесі ідентифікації випадкових фазових масок, використаних для захисту від підробки різноманітних документів та товарів. Лише в сумнівних ситуаціях (за експрес–аналізом не виявлено кореляційного піка) слід провести повне двовимірне фур'є–перетворення вінерівського спектра двох фазових масок. Таким чином, використання одновимірного фур'є–перетворення приведе до суттєвого скорочення процесу ідентифікації без зниження надійности.

Робота виконана за фінансової підтримки Українського Науково–Технологічного Центру, проект № 559.

[1] R. L. Van Renesse, *Optical Document Security* (Nowood, MA, Artech House, 1994).
[2] R. L. Van Renesse, Proc. SPIE **2659**, 248 (1996).
[3] J. L. Horner, B. Javidi, in *Euro–American Workshop on Optical Pattern Recognition* (Bellingham, WA, SPIE Optical Engineering Press, 1994), p. 193.
[4] B. Javidi, J. L. Horner, Opt. Eng. **33**, 1752 (1994).
[5] J. L. Horner, B. Javidi, J. F. Walkup, Patent USA 5 485 312. Optical pattern recognition system and method for verifying the authenticity of a person, product or thing.
[6] V. M. Fitio, L. I. Muravsky, A. I. Stefansky, Proc. SPIE **2647**, 224 (1995).
[7] B. Javidi, B. Kippelen, N. Peyghambarian, Laser Focus World, 75 (1996).
[8] B. Javidi, G. Zhang, J. Li, Opt. Eng. **35**, 2506 (1996).
[9] E. G. Johnson, J. D. Brasher, D. A. Gregory *et al.*, Opt. Eng. **37**, 18 (1998).
[10] D. Weber, J. Trolinger, Opt. Eng. **38**, 62 (1999).
[11] L. I. Muravsky, V. M. Fitio, M. V. Shovgenyuk, P. A. Hlushak, Proc. SPIE **3466**, 267 (1998).
[12] L. I. Muravsky, T. I. Voronyak, V. M. Fitio, M. V. Shovgenyuk, Opt. Eng. **38**, 25 (1999).
[13] B. Javidi, J. L. Horner, Appl. Opt. **28**, 1027 (1989).
[14] B. Javidi, in *Real Time Optical Information Processing*, edited by B. Javidi, J. L. Horner (Boston, Academic Press, 1994).
[15] G. Lu, F. T. S. Yu, Appl. Opt. **35**, 304 (1996).
[16] A. Pu, R. F. Denkewalter, D. Psaltis, Opt. Eng. **36**, 2737 (1997).
[17] M. J. O'Callaghan, D. J. Ward, S. H. Perlmutter *et al.*, Proc. SPIE **3466**, 334 (1998).
[18] B. Rodriguez, A. Dubra, C. Martinez *et al.*, Opt. Eng. **37**, 2742 (1998).
[19] X. J. Lu, C. Y. Wrigley, D. A. Gregory, Opt. Eng. **35**, 429 (1996).
[20] М. В. Шовгенюк, Т. Є. Крохмальський, М. П. Козловський, Укр. фіз. журн. **43**, 1613 (1998).
[21] М. В. Шовгенюк, Т. Є. Крохмальський, М. П. Козловський, препринт ICMP–99–28U (1999).
[22] J. D. Gaskill, *Linear Systems, Fourier Transforms, and Optics* (John Wiley & Sons, New York/ Chichester/ Brisbane/ Toronto, 1978).
[23] М. В. Шовгенюк, препринт ICMP–92–25U (1992).
[24] M. V. Shovgenyuk, P. A. Hlushak, Proc. SPIE **2747**, 468 (1995).

FAST HYBRID JOINT TRANSFORM CORRELATOR

M. V. Shovgenyuk[1], V. M. Fitio[2], L. I. Muravsky[3], P. A. Hlushak[1]
[1] *Institute for Condensed Matter Physics of the National Academy of Sciences of Ukraine, 1 Svientsitskii Str., Lviv, UA–79011, Ukraine*
E–mail: mv@icmp.lviv.ua
[2] *State University "Lvivska Polytechnica", 12 Bandera Str., Lviv, UA–79013, Ukraine*
[3] *Institute of Physics and Mechanics of the National Academy of Sciences of Ukraine, 5 Naukova Str., Lviv, UA–79601, Ukraine*

The hybrid joint transform correlator consisting of two stages is reviewed. In the maiden stage of the correlator, the joint Wiener spectrum of two random phase masks consisting of square elements with complex amplitude transmittance, equal to ± 1 is reshaped. In the second stage, the digital processing of a joint spectrum recorded by a charge–coupled device (CCD–camera) is executed. The capability of calculating the correlation peak coordinates in the second digital stage is theoretically justified when implementing the inverse Fourier transform of one string and one column of an interference pattern. The analytical investigations of such correlator characteristics are affirmed by the outcomes of the second stage computer simulation. The experimental research on the correlation analysis of two identical random 256×256 masks are conducted too. The satisfactory signal–to–noise ratio is obtained at an unidimensional calculation of the correlation signal in a hybrid correlator that solely allows to draw the conclusion about the coincidence of two phase masks.