

## ТЕОРЕТИЧНІ ОСНОВИ ДВОВИМІРНОЇ СПЕКТРОПОЛЯРИМЕТРІЇ БІОЛОГІЧНИХ ТКАНИН

Наведені результати дослідження залежностей статистичної і кореляційної структури двовимірних елементів матриці Мюллера в різних спектральних діапазонах лазерного випромінювання від зміни розподілу орієнтацій оптичних осей та двопронезаломлення протеїнових кристалів біологічних тканин.

The resulted results of research of dependence statistical and correlation structure of two measuring elements of matrix Myollera in different spectral ranges of laser radiation from the change of distributing of orientations of optical axes and brieringering crystals proteins of biological fabrics.

### Вступ

Широке використання лазерної техніки в діагностичних задачах біології і медицини об'єктивно обумовило актуальність досліджень процесів розсіяння когерентного випромінювання біологічними тканинами і рідинами [1-15]. Одним з найбільш динамічних напрямків медичної діагностики за останні роки стала лазерна поляриметрія біологічних рідин і тканин, яка забезпечує встановлення взаємозв'язків між орієнтаційно-фазовою структурою (архітектонікою) двопронезаломлюючих біоструктур та поляризаційними і кореляційними параметрами їх зображень.

Наша робота є продовженням досліджень у галузі лазерної поляриметрії біологічних об'єктів і спрямована на розробку спектрополяриметричного методу ранньої (доклінічної) діагностики виникнення та перебігу патологічних і запальних процесів у тканинах людини.

### 1. Поляриметричний підхід

Розглянемо більш детально особливості формування поляризаційної структури лазерного випромінювання, перетвореного оптико-анізотропною складовою біологічного об'єкта, в різних спектральних діапазонах.

На першому етапі скористаємось двохвильовим ("червоно-синім") наближенням – шар біологічної тканини опромінюється He-Ne лазером ( $\lambda_1=0,63$  мкм) і He-Cd лазером ( $\lambda_2=0,41$  мкм). Така ситуація є достатньо типовою для сучасної лабораторної діагностичної практики.

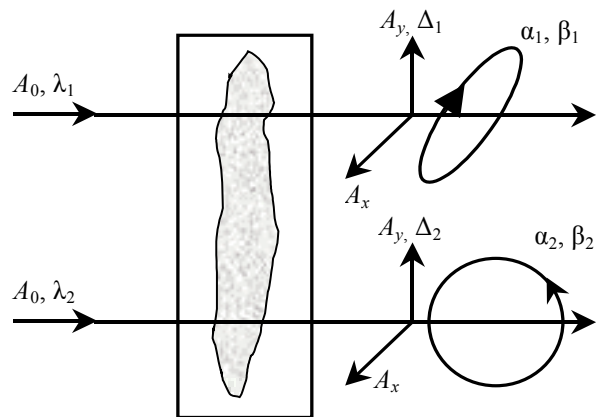


Рис. 1. До аналізу формування поляризаційної структури спектральних лазерних зображень біологічного об'єкту.  $\Delta_1, \Delta_2$  – фазові зсуви між ортогональними компонентами;  $(A_x, A_y)$  поляризації лазерних хвиль з довжинами  $\lambda_1, \lambda_2$ ;  $\alpha_1, \alpha_2$  і  $\beta_1, \beta_2$  – значення азимутів і еліптичностей поляризації в точках спектральних зображень

На рис. 1 наведена модельна схема трансформації двопронезаломлюючим біологічним об'єктом стану поляризації лазерного випромінювання для різних довжин хвиль.

Розглянемо і порівняємо процеси формування станів поляризації спектральних зображень біологічних тканин. Для цього скористаємось відомою і добре експериментально апробованою моделлю механізмів двопронезаломлення речовини тканини як сукупності оптично одноосних двопронезаломлюючих протеїнових кристалів. Згідно такої моделі, рівняння еліпсу поляризації лазерної хвилі, що пройшла крізь протеїнові кристали, в різних спектральних діапазонах мож-

на записати так:

$$\begin{cases} \frac{X^2}{A_x^2} + \frac{Y^2}{A_y^2} - \frac{2XY}{A_x A_y} \cos \Delta_1(\lambda_1) = \sin^2 \Delta_1(\lambda_1), \\ \frac{X^2}{A_x^2} + \frac{Y^2}{A_y^2} - \frac{2XY}{A_x A_y} \cos \Delta_2(\lambda_2) = \sin^2 \Delta_2(\lambda_2). \end{cases} \quad (1)$$

де

$$\begin{cases} \Delta_1(\lambda_1) = \frac{2\pi}{\lambda_1} \Lambda n l; \\ \Delta_2(\lambda_2) = \frac{2\pi}{\lambda_2} \Lambda n l, \end{cases} \quad (2)$$

де  $\Lambda l$  – показник двопронезаломлення речовини біологічного об'єкта.

З урахуванням (2), знайдено взаємозв'язок між станами поляризації об'єктного лазерного випромінювання в різних спектральних діапазонах:

$$\begin{cases} \frac{X^2}{A_x^2} + \frac{Y^2}{A_y^2} - \frac{2XY}{A_x A_y} \cos \Delta_1(\lambda_1) = \sin^2 \Delta_1(\lambda_1), \\ \frac{X^2}{A_x^2} + \frac{Y^2}{A_y^2} - \frac{2XY}{A_x A_y} \cos \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \Delta_1(\lambda_1) = \sin^2 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \Delta_1(\lambda_1). \end{cases} \quad (3)$$

З аналізу рівнянь (3) випливає, що у короткохвильовій ділянці спектру еліптична поляризація, при наявності незмінних складових амплітуди  $A_x$ ,  $A_y$ , характеризується більшим ексцентриситетом. Така особливість обумовлена тим,

$$\{M\} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos^2 2\rho + \sin^2 2\rho \cdot \cos \Delta & \cos 2\rho \sin 2\rho (1 - \cos \Delta) & -\sin 2\rho \sin \Delta \\ 0 & \cos 2\rho \sin 2\rho (1 - \cos \Delta) & \sin^2 2\rho + \cos^2 2\rho \cos \Delta & \cos 2\rho \sin \Delta \\ 0 & \sin 2\rho \sin \Delta & -\cos 2\rho \sin \Delta & \cos \Delta \end{pmatrix}, \quad (5)$$

де  $\rho$  – орієнтація оптичної осі біологічного кристалу (протеїнова фібрила).

Очевидно, що всі відмінні від нуля матричні елементи  $M_{ik}(\rho, \Delta)$  є функціями двох змінних ( $\rho$ ,  $\Delta$ ). В спектральному аспекті основна різниця між значеннями елементів  $M_{ik}(\rho, \Delta)$  в кожній точці біологічного об'єкта полягає у зміні величини фазового зсуву  $\Delta(\lambda)$  (див. (2)). При цьому орієнтація оптичної осі двопронезаломлюючого кристалу залишається сталою  $\rho(\lambda) = \text{const}$ . Отже, між значеннями елементів матриці Мюллера  $M_{ik}(\rho, \Delta)$  для "червоного" ( $\lambda_1$ ) і "синього" ( $\lambda_2$ ) спектрального діапазонів реалізуються різні співвідношення. Так, для недіагональних елементів  $M_{i \neq k}(\rho, \lambda)$ , які характеризують взаємні перетворення лінійно поляризованого випромінювання в еліптично поляризоване і навпаки, вони

що  $\cos(\Delta_1(\lambda_1)) \geq \cos((\lambda_1/\lambda_2) \cdot \Delta_1(\lambda_1))$ . Тому друге рівняння системи (3) швидше, у порівнянні з першим, прямує до рівняння кола:

$$\frac{X^2}{A_x^2} + \frac{Y^2}{A_y^2} = \sin^2 \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \Delta_1(\lambda_1). \quad (4)$$

Отже, проведений поляриметричний аналіз виявив чутливість станів поляризації точок зображень двопронезаломлюючих структур біологічних об'єктів до спектрального діапазону лазерного випромінювання.

З іншого боку, зміни величини показника двопронезаломлення  $\Delta l$  анізотропної складової біологічного об'єкта виявляться у різній спектральній зміні станів поляризації. Причому, чим більша різниця між довжинами хвиль  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ , тим суттєвіше будуть відрізнятися спектральні поляризаційні зображення.

З метою більш детального та повного аналізу можливостей спектральної селекції поляризаційної інформації в наступному параграфі розглянуто Мюллер-матричний підхід до аналізу процесів формування об'єктних полів анізотропних біологічних структур.

## 2. Мюллер-матричний підхід

Відомо, що матриця Мюллера двопронезаломлюючого оптично одноосного біологічного кристалу має вигляд:

приймають вигляд:

$$\begin{aligned} \frac{M_{23}(\lambda_1)}{M_{23}(\lambda_2)} &= \frac{1 - \cos \Delta_1(\lambda_1)}{1 - \cos \Delta_2(\lambda_2)} \leq 1; \\ \frac{M_{24,34}(\lambda_1)}{M_{24,34}(\lambda_2)} &= \frac{\sin \Delta_1(\lambda_1)}{\sin \Delta_2(\lambda_2)} \leq 1. \end{aligned} \quad (6)$$

Інші співвідношення спостерігається для спектральних залежностей діагональних елементів  $M_{i=k}(\rho, \lambda)$ :

$$\frac{M_{22,33,44}(\lambda_1)}{M_{22,33,44}(\lambda_2)} \geq 1. \quad (7)$$

Отримані співвідношення (6) і (7) дозволяють аналітично обґрунтовано підійти до порівняльного аналізу двовимірних (координатно неоднорідних) елементів матриці Мюллера реальних біологічних об'єктів, вимірених у різних спектральних діапазонах лазерного випромінювання.

В працях з поляризаційного картографування двопротенезаломлюючих архітектонічних сіток для диференціації оптичних властивостей біологічних тканин різної морфологічної будови та фізіологічного стану успішно застосовувався статистичний і кореляційний підходи для оцінки координатних розподілів елементів матриці Мюллера.

Розглянемо можливості таких підходів в спектральному аспекті. З цією метою ще раз повернемося до аналізу співвідношень (6) і (7). Одержані аналітичні співвідношення дозволяють стверджувати, що:

- для двовимірних  $(x,y)$  розподілів недіагональних елементів матриці Мюллера  $M_{i \neq k}(x,y)$  шару біологічного об'єкту в синій ( $\lambda_2$ ) області спектру характерна більша глибина модуляції

$$\frac{M_{i \neq k}^{\max}(x,y) - M_{i \neq k}^{\min}(x,y)}{M_{i \neq k}^{\max}(x,y) + M_{i \neq k}^{\min}(x,y)}$$

значень у порівнянні з аналогічними масивами значень, виміряними у червоному ( $\lambda_1$ ) спектральному діапазоні;

- зменшення глибини модуляції значень діагональних елементів матриці Мюллера

$$\frac{M_{i=k}^{\max}(x,y) - M_{i=k}^{\min}(x,y)}{M_{i=k}^{\max}(x,y) + M_{i=k}^{\min}(x,y)}$$

та більший період їх координатної зміни в синій ділянці спектру вказує на перевагу дослідження статистичних моментів, які характеризують розподіли недіагональних елементів для діагностики змін параметрів двопротенезаломлення ( $\rho, \Delta$ ) біологічних об'єктів.

Отже, в синій ділянці спектру повинні зростати значення і діапазони зміни середніх  $Z^{(q=1)}(M_{ik})$ , дисперсії  $Z^{(q=2)}(M_{ik})$  та асиметрії  $Z^{(q=3)}(M_{ik})$  двовимірних розподілів матричних елементів  $M_{i \neq k}$  двопротенезаломлюючого біологічного об'єкта у порівнянні з аналогічними параметрами статистичних моментів, визначених для червоної ділянки спектру. Для четвертого статистичного моменту  $Z^{(q=4)}(M_{ik})$  двовимірних елементів  $M_{i \neq k}$  має місце зворотна тенденція – зменшення значень.

Окрім цього, можна прогнозувати різну кореляційну структуру спектральних розподілів елементів матриці Мюллера. Таке твердження випливає з того, що зменшення довжини хвилі лазерного випромінювання ( $\lambda_1 \leq \lambda_2$ ) призведе до збільшення просторово-частотної модуляції значень  $M_{i \neq k}(x,y)$  за рахунок більш швидкої координатної зміни величини фазо-

вого зсуву  $\Delta_2 \lambda_2$  (див. (2)), у порівнянні з червоною ( $\lambda_1$ ) ділянкою спектру. Отже, геометричні розміри (або площі) ділянок однакових значень матричних елементів  $M_{ik}(\rho, \Delta) = \text{const}$  зменшуються у короткохвильовій області спектру.

Ефективним методом аналізу таких координатно-неоднорідних структур є автокореляційний метод, який ефективно застосовується для аналізу поляризійно-неоднорідних лазерних зображень у багатьох дослідженнях.

Отже, проведений Мюллер-матричний аналіз процесів взаємодії лазерного випромінювання різних спектральних діапазонів з двопротенезаломлюючими структурами виявив нові, перспективні діагностичні можливості статистичного і кореляційного підходів для диференціації поляризаційних властивостей біологічних об'єктів у короткохвильовій області спектру.

Зазначимо, що двопротенезаломлюючі фібрилярні сітки реальних біологічних тканин одночасно володіють складною просторовою (розподіл орієнтацій оптичних осей  $\rho(x,y)$ ) та оптико-анізотропною (розподіл фазових зсувів  $\Delta(x,y)$ ) будовою.

Нами для більш детального обґрунтування Мюллер-матричного підходу до завдань спектрополяриметричної діагностики будови двопротенезаломлюючих біологічних структур визначались аналітичні залежності значень статистичних моментів 1–4-го порядків  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$  розподілів матричних елементів  $M_{ik}(x,y)$  від зміни дисперсії фазових зсувів  $Z_{\Delta}^{(2)}$  та дисперсії орієнтацій  $Z_{\rho}^{(2)}$  оптичних осей біологічних кристалів.

### 3. Комп'ютерне моделювання спектральних залежностей статистичних моментів двовимірних елементів матриці Мюллера двопротенезаломлюючих біологічних структур

Моделювання статистичних властивостей архітектонічної сітки біологічної тканини проводилося в два етапи – "фазово-неоднорідна" структура і "орієнтаційно-неоднорідна" структура.

1. Припускалося, що геометрія напрямів оптичних осей біологічних кристалів незмінна. Морфологічно це відповідає сукупності моноорієнтованих  $\rho(x,y) = \text{const}$  коаксіальних протеїнових фібрил.

Така архітектоніка притаманна будові позаклітинної матриці шарів епітеліальної тканини, трабекул кісткової тканини, колагеновій сітці тканин сухожилка тощо.

Досліджувався вплив зміни дисперсії  $Z_{\Delta}^{(2)}$  фазових зсувів  $\Delta$  на спектральні величини сукупності статистичних моментів  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$ ,

які характеризують двовимірні розподіли діагональних  $M_{i=k}$  і недіагональних  $M_{i \neq k}(x,y)$  елементів матриці Мюллера віртуальної біологічної тканини.

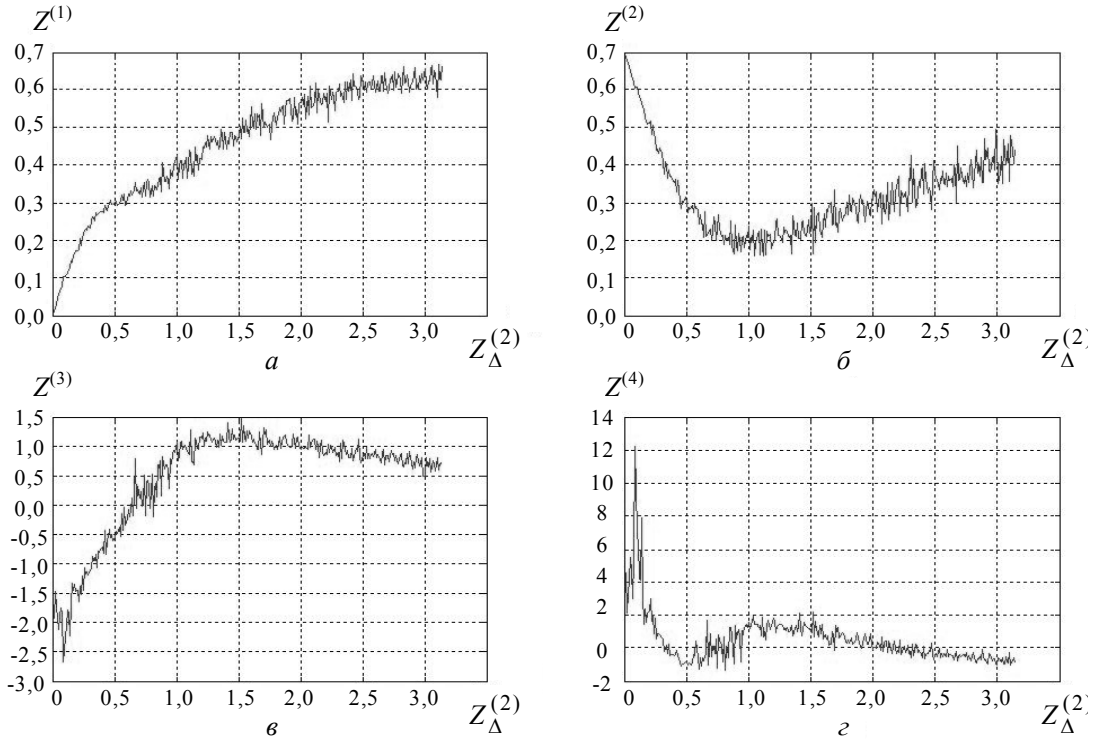


Рис. 2. Фазові залежності статистичних моментів  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$  розподілу недіагонального елемента  $M_{34}$  матриці Мюллера віртуального біологічного об'єкту типу "А"

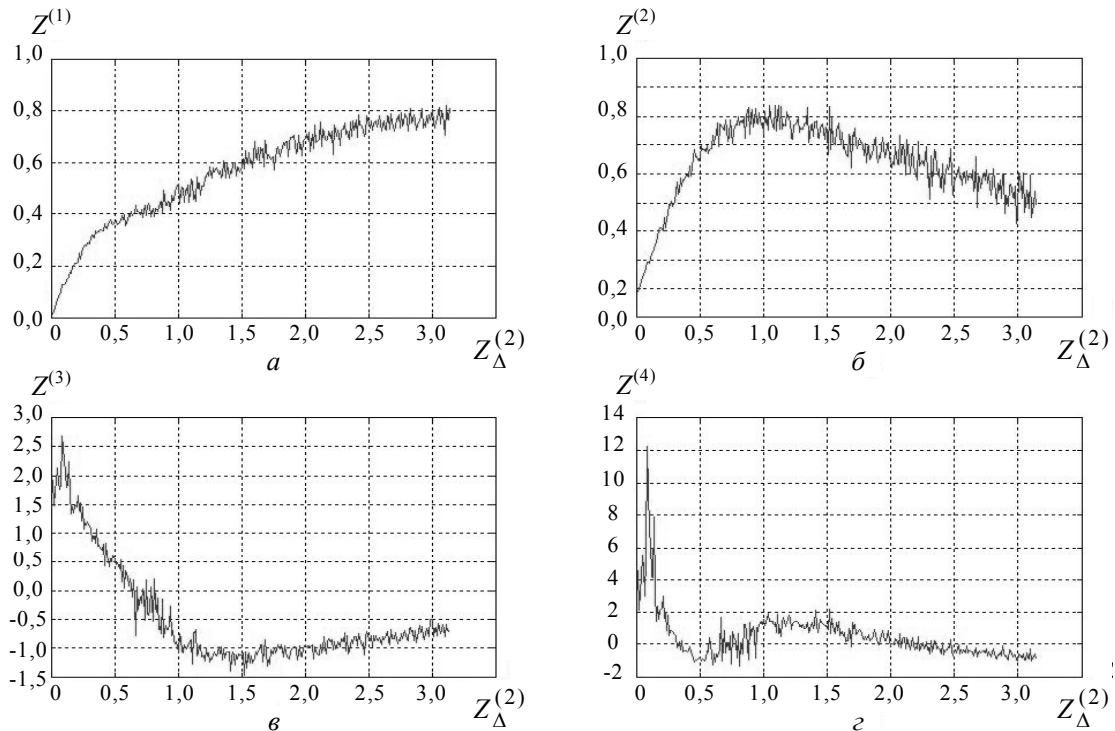


Рис. 3. Фазові залежності статистичних моментів  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$  розподілу діагонального елемента  $M_{22}$  матриці Мюллера віртуального біологічного об'єкту типу "А"

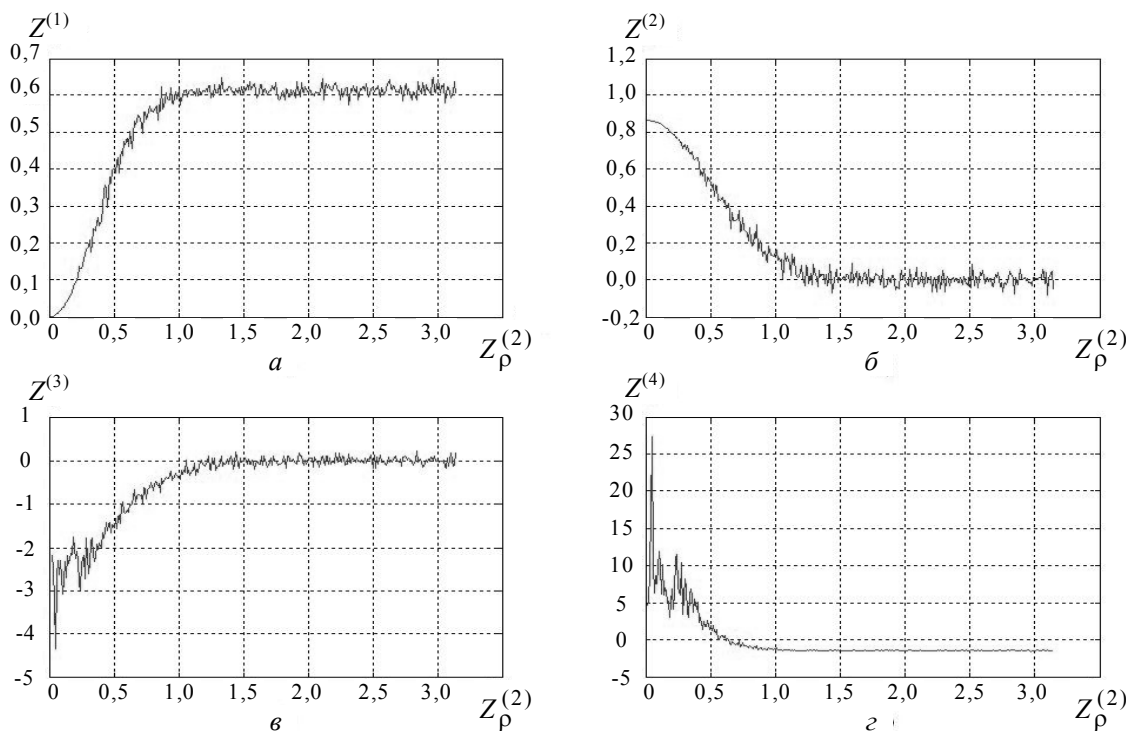


Рис. 4. Орієнтаційні залежності статистичних моментів  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$  розподілу недіагонального елемента  $M_{34}$  матриці Мюллера віртуального біологічного об'єкту типу "Б"

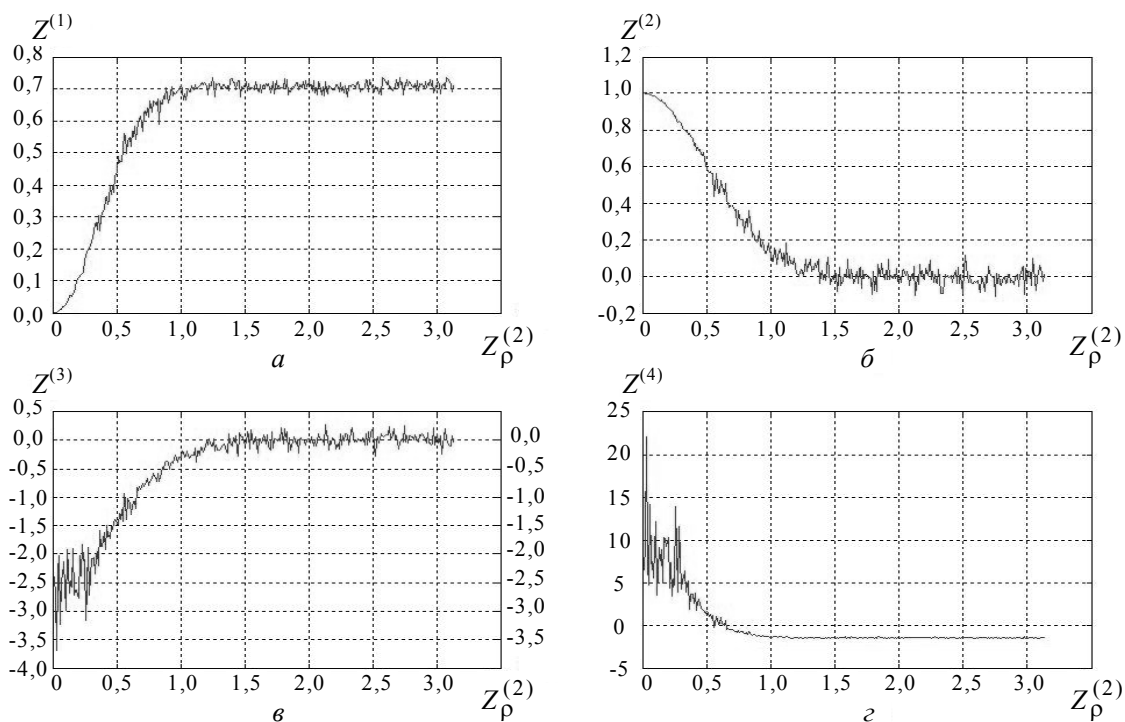


Рис. 5. Орієнтаційні залежності статистичних моментів  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$  розподілу недіагонального елемента  $M_{22}$  матриці Мюллера віртуального біологічного об'єкту типу "Б"

2. Припускалось, що напрямки оптичних осей біологічних кристалів статистично розподілені за нормальним законом з дисперсією  $Z_{\rho}^{(2)}$ . Фазовий зсув вважався сталим  $\Delta = \text{const}$ . Визначався

вплив зміни дисперсії  $Z_{\rho}^{(2)}$  орієнтацій  $\rho$  на спектральні величини сукупності статистичних моментів  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$  для двох рівнів фазових зсувів  $\Delta_1(\lambda_1)$  і  $\Delta_2(\lambda_2)$ , які відповідають середньо-

статичному перерізу  $L=50$  мкм фібрили з показником двопронезаломлення  $\Lambda n=1,5 \cdot 10^{-3}$ .

Така оптико-геометрична структура архітекtonіки віртуальної біологічної тканини відповідає параметрам фібрилярних сіток сполучної (дермальний шар шкіри) і м'язової тканини.

На рис. 2–5 наведені результати комп'ютерного моделювання залежностей статистичних моментів  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$  діагонального  $M_{i=k}$  (рис. 2 і рис. 4) і недіагонального  $M_{i \neq k}(x,y)$  (рис. 3 і рис. 5) елементів матриці Мюллера від фазової  $Z_{\Delta}^{(2)}$  і орієнтаційної  $Z_{\rho}^{(2)}$  будови оптично анізотропних структур віртуальної біологічної тканини типу А (рис. 2,3) і Б (рис. 4, 5), відповідно.

Аналіз одержаних фазових залежностей статистичних моментів  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$  розподілів елементів матриці Мюллера виявив наступне.

Збільшення дисперсії фазових зсувів  $Z_{\Delta}^{(2)}$ , які вносяться двопронезаломленням моноорієнтованих фібрил ( $\rho(x,y)=\text{const}$ ), практично не впливає на значення середнього ( $Z^{(q=1)}(Z_{\Delta}^{(2)})$ ), рис. 2а) та дисперсії ( $Z^{(q=2)}(Z_{\Delta}^{(2)})$ ), рис. 2б) розподілу діагонального матричного елемента  $M_{22}$ . Значення статистичних моментів вищих порядків ( $Z^{(q=3)}(Z_{\Delta}^{(2)})$ , рис. 2в), ( $Z^{(q=4)}(Z_{\Delta}^{(2)})$ , рис. 2г) прямують до нуля. Інакше кажучи, зі зменшенням довжини хвилі лазерного випромінювання статистичний розподіл  $M_{22}(x,y)$  нормалізується ( $Z^{(q=1,2)}(Z_{\Delta}^{(2)}) \neq 0$ ,  $Z^{(q=3,4)}(Z_{\Delta}^{(2)}) \rightarrow 0$ ).

У "синій" ділянці спектру спостерігається значна зміна значень всього набору статистичних моментів  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$  координатного розподілу недіагонального матричного елемента  $M_{34}$ . Значення середнього ( $Z^{(q=1)}(Z_{\Delta}^{(2)})$ ), дисперсії ( $Z^{(q=2)}(Z_{\Delta}^{(2)})$ ) і асиметрії ( $Z^{(q=3)}(Z_{\Delta}^{(2)})$ ) збільшуються в 4–7 разів (рис. 3а-в). Величина ексцесу ( $Z^{(q=4)}(Z_{\Delta}^{(2)})$ ) зменшується в межах одного порядку (рис. 3г).

Отже, комп'ютерне моделювання виявило суттєву спектральну фазову залежність значень статистичних моментів  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$  розподілів недіагональних елементів  $M_{i \neq k}(x,y)$  матриці Мюллера моноорієнтованих двопронезаломлюючих структур біологічних тканин. Виходячи з цього, актуальним є встановлення, окрім фазово-

го, впливу зміни орієнтацій оптичних осей біологічних кристалів на залежності  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$  двовимірних елементів  $M_{i \neq k}$  матриці Мюллера.

Порівняльний аналіз орієнтаційних залежностей статистичних моментів  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$  розподілів матричних елементів матриці  $M_{ik}$  для різних рівнів фазових зсувів  $\Delta(\lambda)$  показав.

В усіх спектральних ділянках ( $\Delta(\lambda_1)=0,3\pi$  – "червона",  $\Delta(\lambda_2)=0,54\pi$  – "синя") значення середнього ( $Z^{(1)}(Z_{\rho}^{(2)})$ ), рис. 4а,5а), дисперсії ( $Z^{(2)}(Z_{\rho}^{(2)})$ ), рис. 4б,5б) і асиметрії ( $Z^{(q=3)}(Z_{\rho}^{(2)})$ ), рис. 4в,5в) збільшуються в межах одного порядку. Величина ексцесу ( $Z^{(q=4)}(Z_{\rho}^{(2)})$ ), рис. 4г,5г) навпаки зменшується в межах одного порядку.

У "червоній" ділянці спектру ( $\Delta(\lambda_1)=0,3\pi$ ) діапазон зміни величини дисперсії орієнтацій  $Z_{\rho}^{(2)}(\lambda_1)$  оптичних осей біологічних кристалів, в якому реалізується повний динамічний діапазон значень статистичних моментів  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$ , на 50% менший у порівнянні з "синьою" ділянкою

$$(\Delta(\lambda_2)=0,54\pi) \text{ спектру } - \frac{Z_{\rho}^{(2)}(\lambda_2)}{Z_{\rho}^{(2)}(\lambda_1)} \approx 1,5.$$

Отже, спектральний аналіз впливу дисперсії орієнтацій оптичних осей сукупності біологічних кристалів двопронезаломлюючого об'єкта на статистичні моменти  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$  двовимірних недіагональних елементів матриці Мюллера виявив додаткові діагностичні можливості. Статистичний аналіз розподілів  $M_{i \neq k}(x,y)$  у синій ділянці спектру є чутливим до діапазону зміни не тільки фазових  $\Delta(x,y)$ , але й орієнтаційних  $\rho(x,y)$  параметрів оптико-анізотропної складової біологічних об'єктів.

#### 4. Комп'ютерне моделювання автокореляційних функцій спектральних розподілів елементів матриці Мюллера двопронезаломлюючих біологічних структур

Наступним кроком аналізу двовимірних розподілів елементів матриці Мюллера двопронезаломлюючих біологічних кристалів був їх кореляційний аналіз, з метою одержання інформації про взаємозв'язок між півшириною  $X^*(G=0,5)$  автокореляційної функції  $G_{xx}(M_{ik})$  та дисперсією флуктуацій  $\Omega_p$  спектра потужності  $P(G_{xx})$ .

В якості основного аналітичного виразу для обчислення спектральних автокореляційних

функцій  $G_{xx}(M_{ik}(\lambda_1, \lambda_2))$  статистичних розподілів матричних елементів  $M_{ik}(Z_p^{(2)}, \Delta_1(\lambda_1))$  і  $M_{ik}(Z_p^{(2)}, \Delta_2(\lambda_2))$  ми скористались класичним виразом, наведеним в монографії Джерарда

$$G_{xx}(\Delta x) = \lim_{x \rightarrow 0} \frac{1}{X_0} \int_0^{X_0} [M_{ik}(x)][M_{ik}(x - \Delta x)] dx, \quad (8)$$

де  $\Delta x$  крок з якими змінюються координати  $x$  статистичного розподілу елементу  $M_{ik}$  матриці Мюллера досліджуваної біологічної тканини.

Спектр потужності  $P(G_{xx})$  обчислювався за виразом

$$P(G_{xx}) = \int_1^{X_0} G_{xx}(\Delta x) \cos 2\pi \nu_x x dx, \quad (9)$$

де  $\nu_x$  – просторова частота, що обернено пропорційна розмірам  $L$  структурних двопронезаломлюючих елементів.

Розраховані спектральні залежності автокореляційних функцій  $G_{xx}(M_{22})$  (рис. 6а,б),  $G_{xx}(M_{34})$  (рис. 6в,г) для двох довжин хвиль лазерного випромінювання  $\Delta(\lambda_1)=0,3\pi$  (рис. 6а,в) і  $\Delta(\lambda_2)=0,54\pi$

(рис. 6б,г). Спектральні залежності спектрів потужності  $P(G_{xx})$  наведені на рис. 7.

Порівняльний аналіз даних про кореляційну структуру статистичних розподілів діагональних і недиагональних елементів матриці Мюллера двопронезаломлюючих кристалів віртуальної біологічної тканини виявив:

- півширина автокореляційних функцій  $G_{xx}(M_{22})$  (рис. 6а,б), для двох довжин хвиль лазерного випромінювання має тенденцію до зменшення при зміщенні в "синю" ділянку спектру –  $X^*(M_{22}(\lambda_1)) / X^*(M_{22}(\lambda_2)) \approx 3$ .
- півширина автокореляційних функцій  $G_{xx}(M_{34})$  недиагонального елементу матриці Мюллера (рис. 6в,г) має аналогічну, але більш виражену тенденцію –  $X^*(M_{34}(\lambda_1)) / X^*(M_{34}(\lambda_2)) \approx 5$ .

Одержані дані про кореляційну структуру статистичних розподілів матричних елементів  $M_{ik}(\lambda_1, \lambda_2)$  добре узгоджуються з модельним аналізом тенденцій спектральної зміни значень півширини залежностей  $G_{xx}(M_{ik})$ .

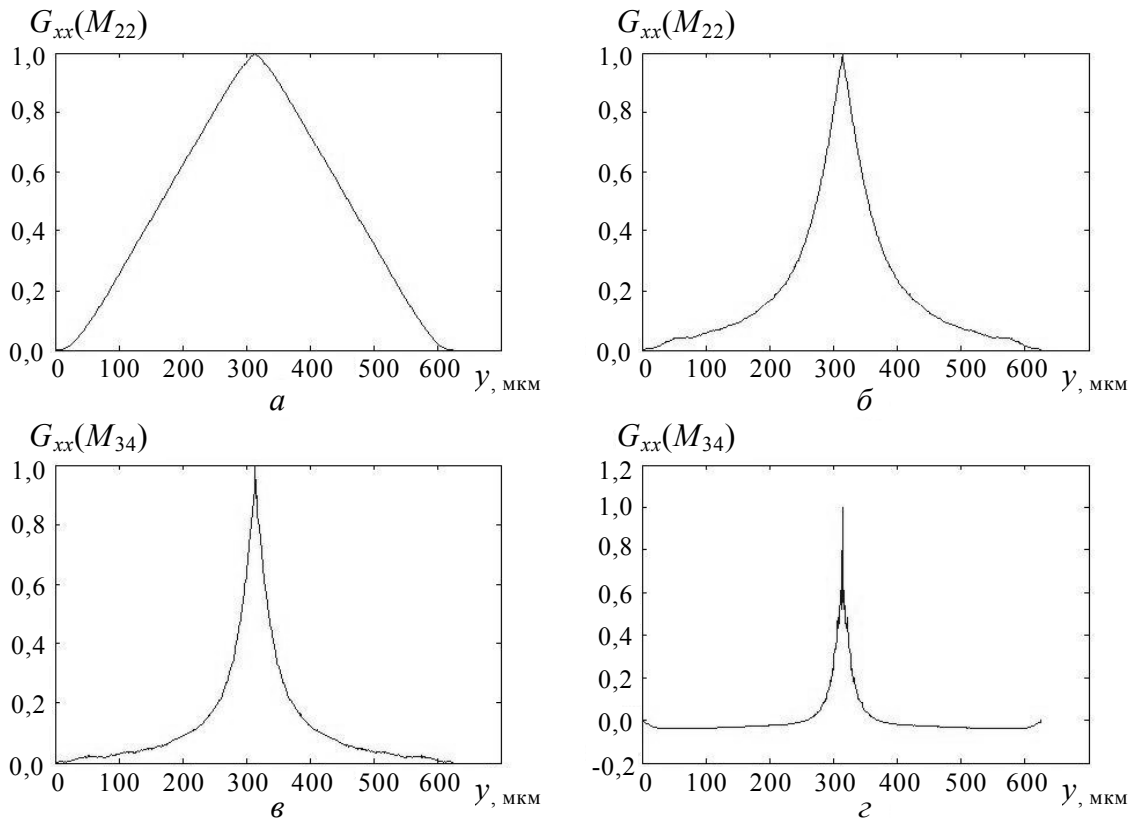


Рис. 6. Автокореляційні функції  $G_{xx}(M_{ik})$  розподілів значень елементів матриці Мюллера.  $\Delta(\lambda_1)=0,3\pi$  (а, в),  $\Delta(\lambda_2)=0,54\pi$  (б, г)

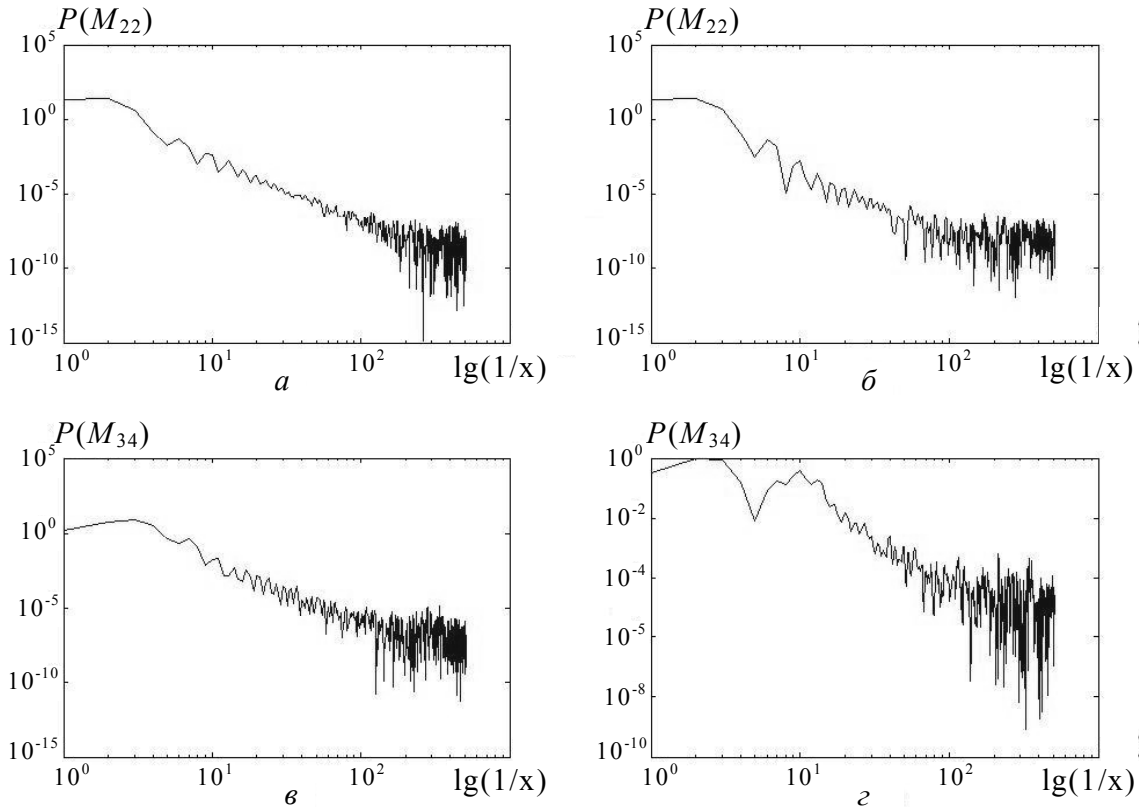


Рис. 7. Спектри потужності  $P(G_{xx})$  розподілів значень елементів матриці Мюллера.  $\Delta(\lambda_1)=0,3\pi$  (а, в),  $\Delta(\lambda_2)=0,54\pi$  (б, г)

Додаткову інформацію для спектральної диференціації поляризаційних властивостей біологічних кристалів надають залежності спектрів потужності  $P(G_{xx}(Z_p^{(2)}, \Delta_1, \Delta_2))$  на рис. 7. Очевидно, що спектри потужності розподілів різних елементів матриці Мюллера в різних спектральних діапазонах мають різну структуру осциляцій власних значень. В якості параметра, який об'єктивно характеризує залежності  $P(G_{xx}(Z_p^{(2)}, \Delta_1, \Delta_2))$  ми використали дисперсію осциляцій  $\Omega_p$  відносних значень спектрів потужності.

Порівняльний аналіз рис. 7 виявив таке співвідношення між значеннями другого статистичного моменту  $P(G_{xx}(Z_p^{(2)}, \Delta_1, \Delta_2))$  в різних спектральних діапазонах

$$\frac{\Omega_p(M_{ik}(\lambda_2))}{\Omega_p(M_{ik}(\lambda_1))} \gg 1. \quad (10)$$

Зі співвідношення (10) випливає, що більші відносні значення елементів матриці Мюллера в "синій" ділянці області спектру характеризуються більшим рівнем дисперсії  $\Omega_p$  (рис. 7б,г) у порівнянні з аналогічним статистичним моментом розподілів  $P(G_{xx}(Z_p^{(2)}, \Delta_1, \Delta_2))$ , визначеним

у "червоній" ділянці спектру (рис. 7а,в).

Отже, проведене моделювання поляризаційних властивостей сукупності біологічних кристалів в різних спектральних діапазонах дозволило встановити і проаналізувати діапазони зміни статистичних і кореляційних параметрів, які характеризують двовимірні розподіли елементів матриці Мюллера.

Встановлений взаємозв'язок статистичних моментів  $Z^{(q=1,2,3,4)}(M_{ik})$ , півширини автокореляційних функцій і дисперсії  $\Omega_p$  флуктуацій спектрів потужності  $G_{xx}$  двовимірних розподілів елементів матриці Мюллера з статистичними параметрами орієнтацій оптичних осей  $Z_p^{(2)}$  та фазових зсувів  $Z_\Delta^{(2)}$  біологічних кристалів, використано за основу аналізу експериментальних досліджень можливостей діагностики і диференціації спектральних проявів оптичної анізотропії реальних тканин людини.

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. Handbook of Coherent-Domain optical methods. Biomedical diagnostics, environmental and material science / Ed. V. Tuchin. – Kluwer Academic Publishers, 2004.



2. Тучин В.В. Лазеры и волоконная техника в биомедицинских исследованиях. – Саратов: Изд-тво Саратов. ун-та, 1998.
3. Fercher A.F. Optical coherence tomography // J. Biomed. Opt. – 1996. – 1. – P.157-173.
4. Schmitt J.M. Optical coherence tomography (OCT): A review // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. – 1999. – 5. – P.1205-1215.
5. Ducros M.G., de Boer J.F., Huang H.E., Chao L.C., Chen Z.P., Nelson J.S., Milner T.E., Rylander H.G. Polarization sensitive optical coherence tomography of the rabbit eye // IEEE J. Select. Top. Quant. Electron. – 1999. – 5. – P.1159-1167.
6. de Boer J.F., Milner T.E. Review of polarization sensitive optical coherence tomography and Stokes vector determination // J. Biomed. Opt. – 2002. – 7. – P.359-371.
7. de Boer J.F., Milner T.E., Nelson J.S. Two dimensional birefringence imaging in biological tissue using phase and polarization sensitive optical coherence tomography // in Trends in Optics and Photonics (TOPS): Advances in Optical Imaging and Photon Migration. – OSA, Washington, DC, 1998.
8. de Boer J.F., Milner T.E., Nelson J.S. Determination of the depth-resolved Stokes parameters of light backscattered from turbid media by use of polarization-sensitive optical coherence tomography // Opt. Lett. – 1999. – 24. – P.300-302.
9. de Boer J.F., Milner T.E., Ducros M.G., Srinivas S.M., Nelson J.S. Polarization-sensitive optical coherence tomography / Optical Coherence Tomography / Eds. Marcel Dekker. – New York: Inc, 2002. – P.237-274.
10. de Boer J.F., Milner T.E., van Gemert M.J.C., Nelson J.S. Two-dimensional birefringence imaging in biological tissue by polarization-sensitive optical coherence tomography // Opt. Lett. – 1997. – 22. – P.2344-2348.
11. Everett M.J., Shoenenberger K., Colston B.W., Da Silva L.B. Birefringence characterization of biological tissue by use of optical coherence tomography // Opt. Lett. – 1998. – 23. – P.228-230.
12. Shuliang Jiao and Lihong V. Wang. Two-dimensional depth-resolved Mueller matrix of biological tissue measured with double-beam polarization-sensitive optical coherence tomography // Opt. Lett. – 2002. – V.27. – P.101-103.
13. Shuliang J. Wurong Yu., Stoica G, Lihong V.W. Optical-fiber-based Mueller optical coherence tomography // Opt. Lett. – 2003. – 28. – P.1206-1208.
14. Shuliang J., Yao G., Lihong V.W. Depth-resolved two-dimensional Stokes vectors of backscattered light and Mueller matrices of biological tissue measured with optical coherence tomography // Appl. Opt. – 2000. – 39. – P.6318-6324.
15. van de Hulst H.C. Light scattering by small particles. – New York: Dover, 1995