



**БЪЛГАРСКА АКАДЕМИЯ НА НАУКИТЕ
ИНСТИТУТ ПО ОПТИЧЕСКИ МАТЕРИАЛИ И ТЕХНОЛОГИИ
„АКАД. ЙОРДАН МАЛИНОВСКИ”**

Елена Вадимовна Стойкова

Автореферат на дисертация

**Анализ и моделиране на оптични елементи и
системи в лазерната техника и метрологията**

за присъждане на научна степен
«доктор на физическите науки»
научно направление 4.1 Физически науки,
научна специалност 01.03.22 «Физика на вълновите процеси»

София
2011

Увод

Настоящата дисертация обхваща резултатите от изследванията на автора, проведени в периода от 1991 г. до 2010 г. в областта на интерферометричните селектори и приложението им в лазерите, дифракционната оптика, цифровата холографска микроскопия, цифровата обработка на сигнали в оптични метрологични системи, Монте-Карло моделирането на случайни сигнали и миграцията на фотоните в биологичните тъкани.

Интерференчните селектори са важен компонент в лазерите с управляеми параметри на излъчването. Вграждането на интерференчен клин (клин на Физо) с високо-отразяващи покрития, ъгъл при върха $5 - 100 \mu\text{rad}$ и дебелина $5 - 500 \mu\text{m}$ в лазерните резонатори позволява разработването на оригинални схемни решения на пренастройваеми лазери с редица полезни свойства. Класическата теория на интерференчния клин с осветяване с безкрайна плоска вълна не дава адекватно описание на оптичното му поведение, което налага създаването на теория за пресмятане на интерференчната картина в пропускане и отражение при осветяване с пространствено ограничени снопове. Разработване на такава теория, откриване на нови свойства на клина на Физо и изграждане на пълно теоретично описание на поведението му е направено в Глава I на дисертацията. В Глава II разработените методи се прилагат за анализ и доказване на ефективността на схемни решения, в които интерференчният клин изпълнява ролята на спектрално селективен отражател, филтър и елемент за оптично свързване и въвеждане на асиметрия.

Характерната за оптичните методи възможност за бърз дистанционен паралелен запис на информация ги прави особено подходящи за безконтактни автоматизирани измервания на статични и динамични обекти. Основното изискване към разработваните техники и системи е провеждането на автоматизирано измерване в реално време, с висока точност и с голям динамичен диапазон без загуба на информация и необходимост от сканиране. Техническата простота, надежност и ниска стойност на разработваните системи също са от голямо значение. Глава III на дисертацията е посветена на системите с проектиране на ивици. В нея е разработена теорията на синусоидалната фазова решетка като дифракционен елемент за проектиране на високо-контрастни синусоидални ивици за провеждане на профилометрични измервания на големи обекти. На базата на тази теория е анализирана четири-вълнова мулти-камерна преносима система със синусоидални фазови решетки за измерване в реално време и е разработена надежна процедура за определяне на тримерните координати.

Методите на цифровата холография, които започват интензивно да се развиват в края на миналия век, създадоха качествено ново направление в оптичната метрология благодарение на достъпа до фазовата информация, като особено трябва да се отбележи развитието на цифровата холографска микроскопия. Глава IV е посветена на изследванията в тази актуална област, като се предлага усъвършенстван алгоритъм за определяне на фазовото разпределение, който е в основата на мултикамерна холографска система за измерване в реално време. В тази глава се предлагат и различни подходи за оптоелектронно визуализиране на прозрачни микро-обекти от записани или компютърно синтезирани техни холограми. Глава V продължава разглеждането на интерференционни системи за метрологията. Изследванията са ориентирани преди всичко към анализ на грешките и разработването на специфични цифрови методи за подобряване на точността. Тези методи са апробирани чрез моделиране и са приложени за обработка на

експериментални данни. Глава VI обобщава резултатите в областта на оптичната дозиметрия чрез изследване на миграцията на фотоните за няколко конкретни многослойни тъканни модела, както и в областта на фотодинамичната терапия *in vitro*. Изследванията и по двете направления имат голяма практическа стойност във връзка с ускореното навлизане на лазерите в медицината.

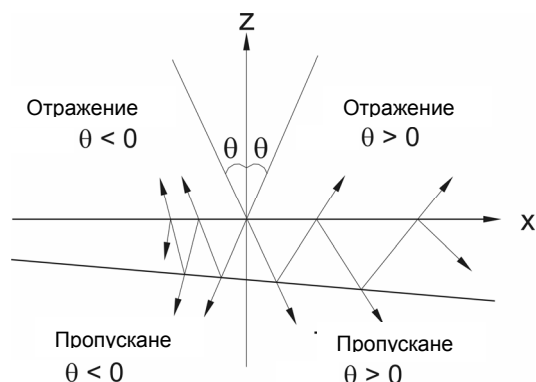
Проведените в дисертацията изследвания включват статистически анализ, цифрова обработка на сигнали, Монте-Карло моделиране, обработка на експериментални данни, разработване на необходимото програмно обезпечаване. Всички програмни кодове в дисертацията са дело на автора. Авторът има активно участие в описаните в дисертацията експерименти, като например експериментите в Глава VI във физичната им част са изцяло негово дело. Същевременно, авторът не посочва като принос разработването на анализирани системи (с изключение на системите, описани в 4.1 и 5.3 от дисертацията). По тази причина описанието на тези системи е дадено в дисертацията с по-дребен шрифт.

Глава I Интерференчна картина за клин на Физо при осветяване с ограничен сноп

В Глава I е развита теорията на интерференчния клин (ИК), известен като клин на Физо, при осветяването му с пространствено ограничен сноп. ИК намира разнообразни приложения в оптичната метрология, спектроскопията и лазерните резонатори. ИК се състои от две отразяващи повърхности, разделени от междина с линейно нарастваща дебелина. В зависимост от коефициентите на отражение на тези повърхности поведението на ИК се описва чрез интерференцията на два или повече снопа.

Изследването в настоящата дисертация е посветено на приложението на ИК с високоотразяващи покрития, ъгъл при върха $\alpha_w = 5 - 100 \mu\text{rad}$ и дебелина $e = 5 - 500 \mu\text{m}$ в лазерната техника. ИК представлява спектрално селективен отражател или филтър с резонансна дължина на вълната, която лесно се променя чрез трансляция на интерферометъра. Селективното отражение и пропускане на ИК е използвано за непрекъснато пренастройване на селектирания мод в едномодови лазери с висока чистота на лъчението, еднопосочно генериране в кръгови резонатори [A15], двувълнов режим на генерация [A17], селектиране на тясна линия и пренастройване в лазери с широка крива на усилване [A13].

ИК трансформира плоската вълна, която пада върху него, в безкрайно много плоски вълни в отражение и пропускане. Фронтът на всяка следваща плоска вълна е завъртян спрямо предхождащата на ъгъл $2\alpha_w$. Амплитудите на генерираните вълни намаляват в геометрична прогресия с частно, съответстващо на две отражения. Възможни са два случая на осветяване на ИК, за които са възприети термините положително и отрицателно



падане в зависимост от това дали многократните плоски вълни вътре в клина се разпространяват към нарастване или намаляване на неговата дебелина (фиг.1). При отрицателно падане преминалият и отразеният сноп се фокусират в определена равнина.

Фиг.1 Схематично представяне на положително и отрицателно падане върху клин на Физо в отражение и пропускане

Подход за пресмятане на интерференчната картина с отчитане на многолъчевата интерференция в ИК е предложен от Бросел за осветяване с безкрайна плоска вълна (БПВ). При този модел се пресмята разликата в оптичните пътища между генерираните в клина плоски вълни, които интерферира в дадена точка с отчитане на еднакви фази на върха на клина с точност до фазовите отмествания при отражение. Ако БПВ пада перпендикулярно към ръба на клина, задачата е двуизмерна. В координатна система XOZ с начало върха на клина и ос Z успоредна на вълновия вектор на плоската вълна $\mathbf{k}_0 = k\hat{z}$, като $k = 2\pi/\lambda$ и λ е дължината на вълната, откликът на ИК в пропускане в дадена точка $P(x,z)$ се описва с известната формула на Бросел:

$$A_T^{PW}(x,z) = T \sum_{p=1}^{\infty} R^{p-1} \times \exp[i(p-1)(\phi + \phi')] \exp\{ik\delta_p(x,z)\} \quad (1),$$

където "PW" означава плоска вълна, показателят на пречупване в междината на клина без ограничаване на общността е $n_W = 1$ и фазовата разлика между преминалата вълна и вълната, отразена p пъти вътре в клина от предната му повърхност в XOZ е

$$\delta_p(x,z) = x(\sin \xi_p - \sin \xi_1) + z(\cos \xi_p - \cos \xi_1) \quad (2)$$

с $\xi_p = (2p-1)\alpha_W$, $p = 0,1,2,\dots$ Тук $R = rr'$ и $T = tt'$, като $r(t)$ и $r'(t')$ са коефициентите на отражение (пропускане) по амплитуда на предната и задната повърхности на клина. Фазовото отместване при външните отражения и при пропускане е 0. Като правило, за вътрешните отражения се приема $\phi = \phi' = \pi$. Моделът с БПВ често се използва за качествен анализ на различни схемни решения в лазерната техника. В [A17] с този модел се анализира действието на ИК в резонатора на комбиниран багрилен титан-сапфиров лазер с двувълнова генерация, в който клинът играе ролята на куплиращ елемент и селектор. Основното предимство на модела с БПВ е възможността за пресмятане на интерференчната картина на произволно разстояние от клина. Линеиният принос на $2p\alpha_W$ във фазите на генерираните вълни $\mathbf{k}_p = (k_{px}, k_{pz})$ води до периодичност от малък мащаб успоредно на задното огледало на клина с период на интерференчните ивици $\delta x_{PW} = \lambda / 2\alpha_W$. Квадратичният член създава надлъжна периодичност с период $\Delta_L = \lambda / 2\alpha_W^2$. Кубичният по $p\alpha_W$ член определя напречния период $\Delta_T = (3/4)\lambda / 2\alpha_W^3$ от голям мащаб успоредно на задното огледало на клина. От отношенията $\Delta_T : \Delta_L : \delta x_{PW} = 1.5\alpha_W^{-2} : \alpha_W^{-1} : 1$ получаваме $\Delta_T \gg \Delta_L \gg \delta x_{PW}$ при α_W по-малко от 10^{-3} rad. Очевидно, че в лазерната техника има значение само периодичността от малък мащаб.

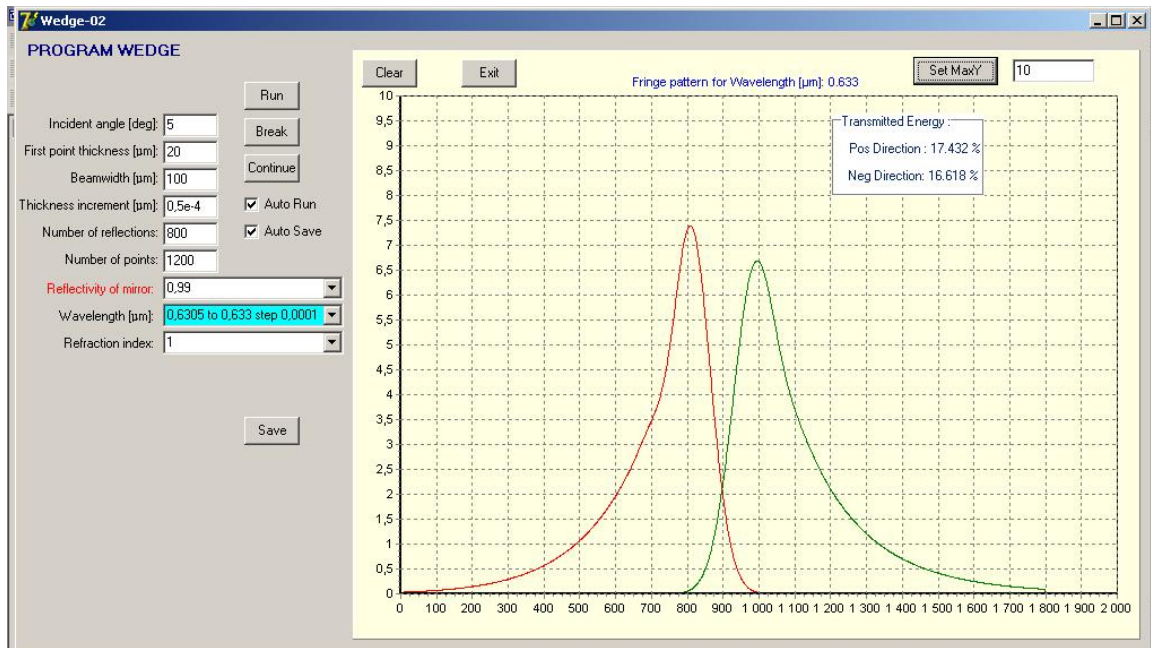
Моделът с БПВ не описва адекватно промяната на профила на интерференчните ивици при отдалечаване от резонансната дължина на вълната, когато ИК се осветява с лазерен сноп. Това налага разработването на методи за пресмятане на интерференчната картина за пространствено ограничен светлинен сноп, които са предмет на настоящата дисертация.

Осветяване с ограничен сноп с произволно разпределение на интензитета и плосък вълнов фронт

При първия разработен от нас метод [A16] се приема, че падащият сноп с произволно разпределение на интензитета в напречното сечение е колимиран. Така се сумират краен брой лъчи, пристигащи в дадена точка с отчитане на тяхната амплитуда и оптичен път. Основание за подобно разглеждане дават много малките стойности на ъгъла α_W и дебелината e за ИК в лазерната техника, позволяващи да се пренебрегне разходимостта на снопа между отразяващите покрития. Получени са изрази за пресмятане на интерференчната картина $I_R(I_T)$ в отразена (преминала) светлина [A16]. За целта е

създаден програмен код на Delphi-07 (фиг.2) в диалогов режим. Обикновено I_R и I_T се пресмятат като функция на дебелината на клина $e_i = e_0 + i\delta e$, $i = 1, 2, \dots$, където e_0 е началната дебелина и δe е инкремент, само върху повърхността му при дебелини под 200 μm и α_W от порядъка на микрорадиани.

Числените резултати в дисертацията са получени за Гаусово разпределение на интензитета $I(x) = I_0 \exp[-(x - 3\sigma)^2 / \sigma^2]$, където параметърът 2σ дава ширината на снопа на ниво $I_0 \exp(-1)$ и 6σ задава областта, заета от падащия сноп. При малък ъгъл α_W резонансите за ИК се наблюдават за стойности на параметрите, които приблизително отговарят на условието $p\lambda = 2n_W e \cos \theta$, където p е цяло число. Чрез промяна на всеки един от параметрите се създават условия за резонанс. При осветяване с БПВ за дадени λ и θ наблюдаваме последователност от еквилидистантни резонанси по продължителността на ИК, който също се разглежда като безкраен. Разстоянието между два резонанса при нормално падане и клин с въздушна междина е $\Delta x = \lambda / 2 \tan \alpha_W$. Осветяването на клина с ограничен сноп води до различно поведение на I_R (I_T) в сравнение с осветяването с БПВ.

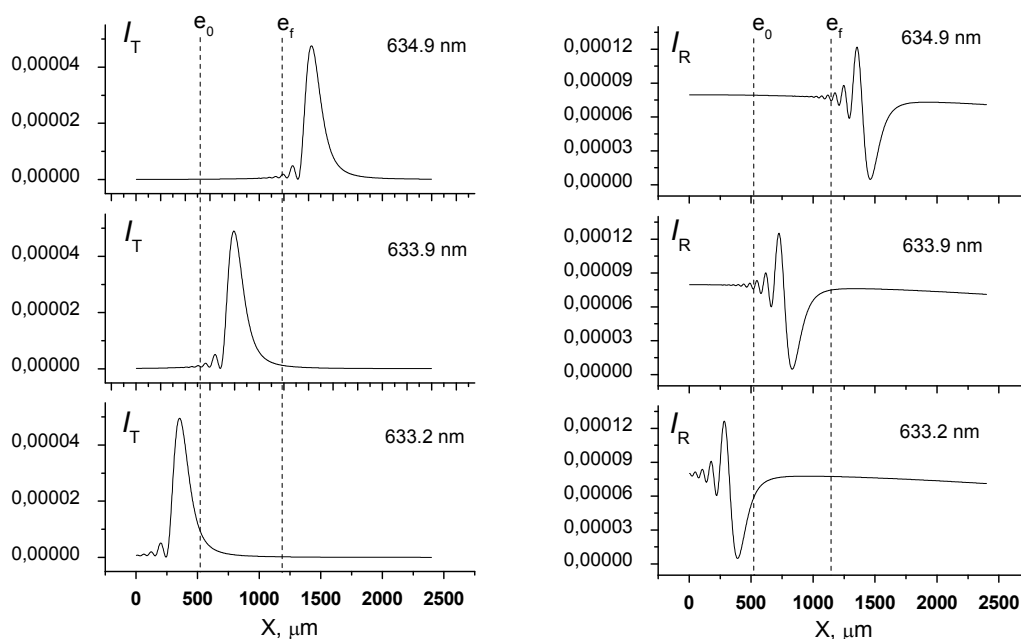


Фиг.2. Програма за пресмятане на интерференчната картина в отражение и пропускане за клин на Физо при осветяване с ограничен сноп.

В реалния случай повърхността на клина е осветена в област, отговарящи на интервал от дебелини $[e_0, e_f]$. Ако I_R и I_T са пресметнати за БПВ, промяна на λ с $\Delta\lambda$ премества интерференчната картина по повърхността му без практически да променя профила ѝ, т.е. $I_{R,T}^{PW}(e, \lambda) = I_{R,T}^{PW}(e + \Delta e, \lambda + \Delta\lambda)$. Това е пояснено на фиг.3, която показва I_R^{PW} като функция на дебелината при различни λ . На фиг.4 интерференчната картина между e_0 и e_f е пресметната с разработения метод за Гаусов сноп. В този случай промяната на λ предизвиква промяна на профила, както това се наблюдава в експеримента. Пропускането също се променя. Далеч от резонанса ИК има поведение на напълно отразяващо огледало: I_R съвпада с разпределението в директно отразения сноп. При приближаване към резонансната λ преминалата през клина мощност $P_T(\lambda)$ като процент от падащата $P_0(\lambda)$

$$\rho_T(\lambda) = P_T(\lambda) / P_0(\lambda) = \int_{e_0}^{e_f} I_T(e) de / \int_{e_0}^{e_f} I(e) de \quad (3)$$

нараства и при $\lambda = \lambda_R$ достига максимална стойност. Това позволява да приемем λ_R за дефиниция на резонансната дължина на вълната. При по-голям ъгъл на падане броят на пикове в интерференчната картина в отражение и пропускане нараства и се получава по-разпростряна картина върху повърхността на клина. Увеличаването на показателя на пречупване в междината води до по-малко отстояние на пикове. Ефектът от увеличаване на R се изразява в наслагване на по-малки пикове върху основната интерференчна картина. Използването на ИК в лазерните резонатори изисква познаването на $\rho_T(\lambda)$, която като симетрична функция спрямо λ_R се описва с два параметъра: процент на максималната преминала мощност $\rho_T(\lambda_R)$ и ширината $\delta\lambda$ на 1/2 височина на нормираната крива $\rho_T(\lambda)/\rho_T(\lambda_R)$. Двата параметъра зависят от параметрите на ИК α_W, e, R, n_W и параметрите на лазерния сноп σ, θ . На фиг. 5 е показана кривата $\rho_T(\lambda)$ за клин с дебелина 200 μm и $\alpha_W = 50 \mu\text{rad}$ при различни коефициенти на отражение за $n_W = 1$ и 2 за падащ нормално Гаусов сноп с $2\sigma = 200 \mu\text{m}$. Параметрите $\delta\lambda$ и $\rho_T(\lambda_R)$ намаляват с нарастване на R , като двете зависимости са показани на фиг.6. Ротацията на ИК в равнина, перпендикулярна на ръба му и променяща ъгъла на падане, влияе силно върху неговото поведение. Зависимостите $\rho_T(\theta_0 \pm \Delta\theta) = P_T(\theta_0 \pm \Delta\theta)/P_0(\theta_0)$ за различни θ_0 и за резонансната за всеки ъгъл дължина на вълната $\lambda = \lambda_R(\theta_0)$, са показани на фиг.7. При $\theta_0 \neq 0^\circ$ кривата $\rho_T(\theta_0 \pm \Delta\theta)$ не е симетрична спрямо θ_0 : частта $\rho_T(\theta_0 - \Delta\theta)$ спада по-бавно от $\rho_T(\theta_0 + \Delta\theta)$, но разликата е малка. Това позволява да характеризираме стабилността на интерференчната картина спрямо ротация чрез по-малката от двете полуширини $\delta\theta$, която се определя от условието $P_T(\theta_0 + \delta\theta)/P_T(\theta_0) = 0.5$. Стабилността е добра при $\theta_0 < 5^\circ$, като за клин с $e = 20 \mu\text{m}$ и $\alpha_W = 0.05 \text{ mrad}$ $\delta\theta$ е от порядъка на 14 минути.

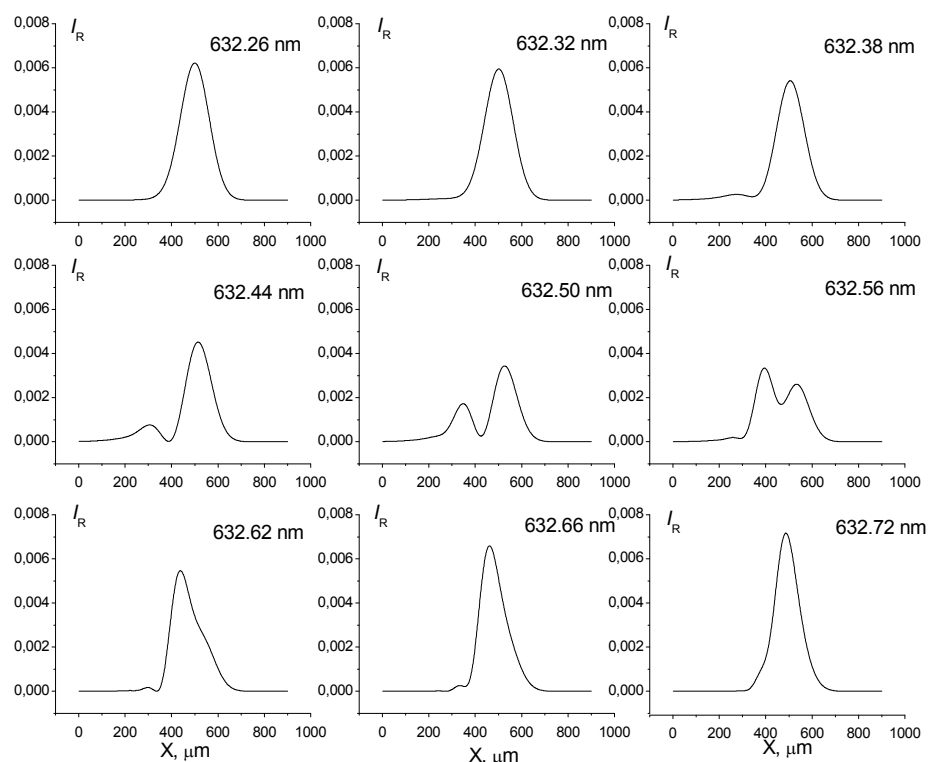


Фиг.3 Пространствено разпределение на интензитета в отражение и пропускане при осветяване на ИК с бекрайна плоска вълна (пресмятанията са направени за нормиран по мощност падащ сноп).

След определена стойност на 2σ кривите на преминалата мощност клонят към граничната стойност за БПВ, която не зависи от ъгъла на падане, т.е. разработеният алгоритъм за пресмятане на I_R и I_T съдържа като граничен случай осветяването с БПВ.

Разработеният подход е използван в [C22] за определяне на пропускането на ИК при нелинейно поглъщане в междината му с цел проектиране на устройство с пряко

управление на светлинно поле с висока плътност на мощността на лъчистия поток от сноп с много по-малка мощност. Действието му се базира на различния начин на проникване на двата снопа в междината на клина. Снопът с голям интензитет пада квазинормално върху предната повърхност на клина, докато междината е осветена директно от сноп с малък интензитет.

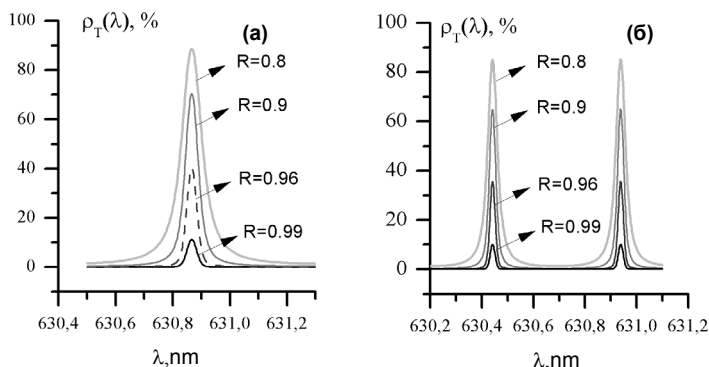


Фиг.4 Разпределение на интензитета в отражение при осветяване на ИК с $\alpha_W = 50 \mu\text{rad}$, $R = 0.98$, $e = 20 \mu\text{m}$ с нормиран по мощност гаусов сноп с ширина $2\sigma = 200 \mu\text{m}$ и ъгъл на падане 5°

Интерференчен клин с различни отразяващи покрития

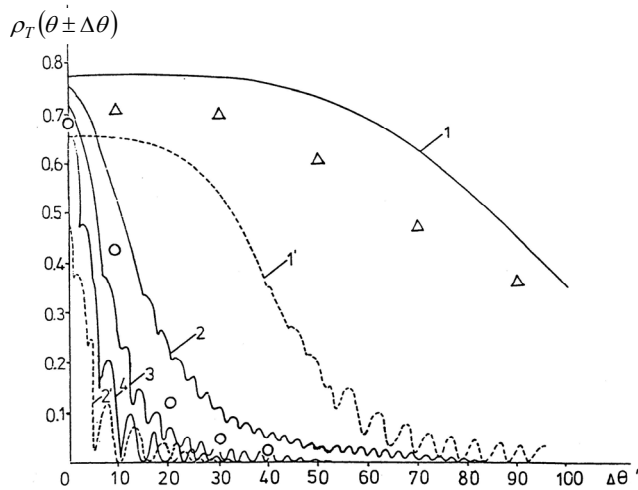
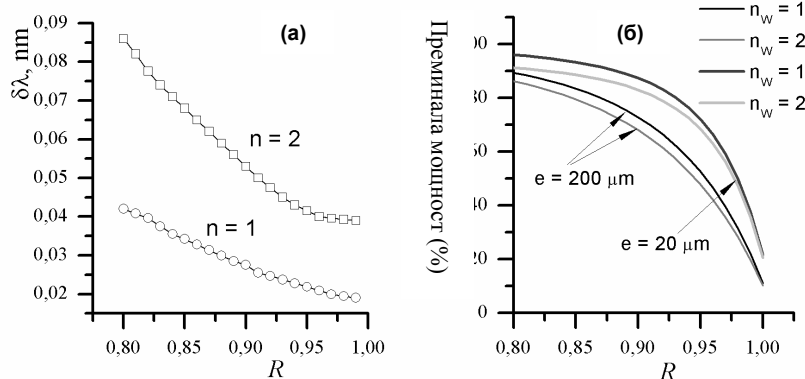
С помощта на разработения подход са установени интересни свойства на интерференчен клин с различни отразяващи покрития (ИКРОП). Близко до резонанса ИКРОП има асиметрично поведение в отражение при осветяване от двете му страни, докато интензитетът в пропускане и преминалата мощност са едни и същи. За снопа, който пада от страна на покритието с по-малък коефициент на отражение, в резонанса в отражение се появява ярък пик извън областта на падащия сноп. Тъй като този пик може да съдържа 60-70% от отразената мощност, резонансно отразеният сноп е пространствено изместен спрямо нерезонансно отразения. Снопът, отразен от страна на покритието с по-висок коефициент на отражение, остава в областта на падащия сноп и изглежда като умалено негово копие. Типични разпределения в отражение и пропускане за въздушен клин с $e = 100 \mu\text{m}$, $\alpha_W = 0.05 \text{ mrad}$, $R_1 = 0.7$ и $R_2 = 0.96$ са показани на фиг. 8. Ширината на снопа е $200 \mu\text{m}$, а ъгълът на падане е 10° . Кривите в отражение отговарят на λ_R и $\lambda_R \pm 0.01 \text{ nm}$. Кривите в пропускане, които са едни и същи от двете страни на клина, са показани за λ_R и $\lambda_R + 0.1 \text{ nm}$. Падащият (извън-резонансен) сноп е начертан с прекъснатата линия. Същият ефект се наблюдава и при квази-нормално осветяване (ъгъл на падане няколко милирадиана). Ефектът е най-силно изразен при R_1 в интервала 0.92-0.98 и R_2 в интервала 0.7-0.9 и е много чувствителен към дължината на вълната. Съответните разпределения на интензитета в отражение и пропускане, пресметнати за БПВ при същите параметри на

клина и ъгъл на падане, са представени на фиг.9. Моделът с БПВ също дава голяма разлика в интерференчните картини в отражение от двете страни на ИК, но няма добро съответствие между пресметнатите и експерименталните профили.



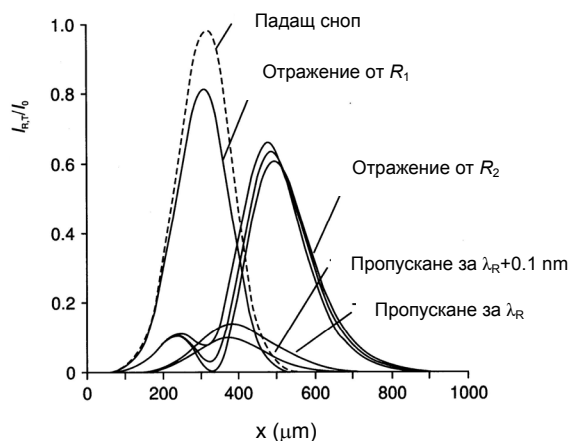
Фиг.5 Спад на преминалата през ИК мощност с отдалечаване от резонансната дължина на вълната; $e = 200 \mu\text{m}$, $\sigma = 100 \mu\text{m}$, $\alpha_W = 50 \mu\text{rad}$, $\theta_0 = 1^\circ$; (а) - $n_W = 1$; (б) - $n_W = 2$.

Фиг.6 (а) - максималната преминала през ИК мощност в зависимост от коефициента на отражение R ; (б) - ширината на нормираната крива на пропускане на ИК $\rho_T(\lambda)/\rho_T(\lambda_R)$ в зависимост от коефициента на отражение R за $e = 200 \mu\text{m}$; $\alpha_W = 50 \mu\text{rad}$, $\theta_0 = 1^\circ$; $\sigma = 100 \mu\text{m}$.

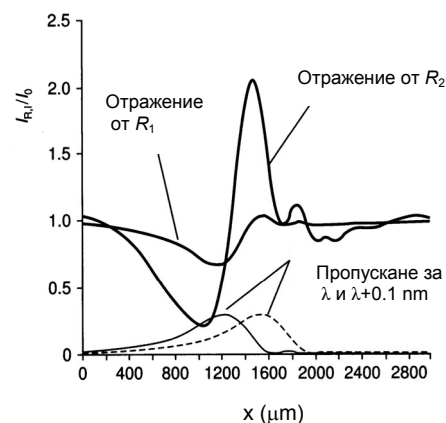


Фиг.7 Намаляване на преминалата мощност при завъртане на ИК на ъгъл $\Delta\theta'$ в равнина перпендикулярна на ръба му в близост до резонансния ъгъл на падане θ . Експерименталните точки (Δ , $\circ$) отговарят на криви 1 и 2; $\alpha_W = 50 \mu\text{rad}$, $R = 0.9$, 1, 1□ - $\theta = 0^\circ$, 2, 2□ - $\theta_0 = 5^\circ$, 3, 3□ - $\theta_0 = 10^\circ$; 4 - $\theta = 15^\circ$; непрекъснатата линия - $e = 20 \mu\text{m}$, $n_W = 1$; прекъснатата линия - $e = 200 \mu\text{m}$, $n_W = 1.5$.

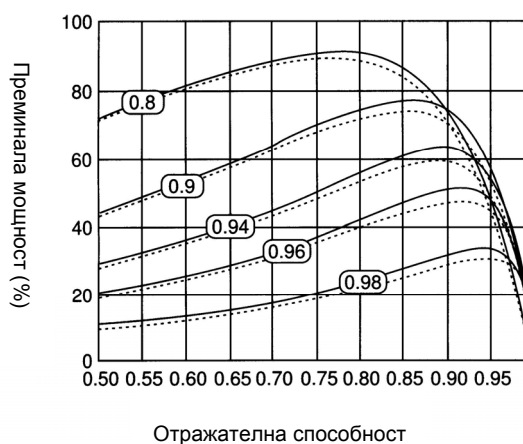
Използването на различни отразяващи покрития влияе върху пропускането на ИК и спектралната му селективност. При $R_1 \neq R_2$ преминалата мощност $P_T(\lambda)$ близо до резонанса не спада монотонно с увеличаване на коефициентите на отражение, както при $R_1 = R_2$ (фиг.10). При R_1 в интервала ($\sim 0.9-0.99$), $\rho_T(\lambda)$ бавно нараства с увеличаване на R_2 , достига максимална стойност при $R_1 = R_2$ и след това бързо спада. При $R_1 > 0.9$ нарастването е значително. При ИК с еднакви отразяващи покрития по-високата отразителна способност води до по-добра селективност, но и до по-малко пропускане. За ИКРОП обаче е възможно да се подобри селективността без загуба в пропускането. При фиксирана стойност на R_1 спектралната ширина за $R_2 < R_1$ е по-малка от спектралната ширина при $R_1 = R_2$, като за $R_2 > R_1$ е вярно обратното. Нещо повече, спектралната ширина



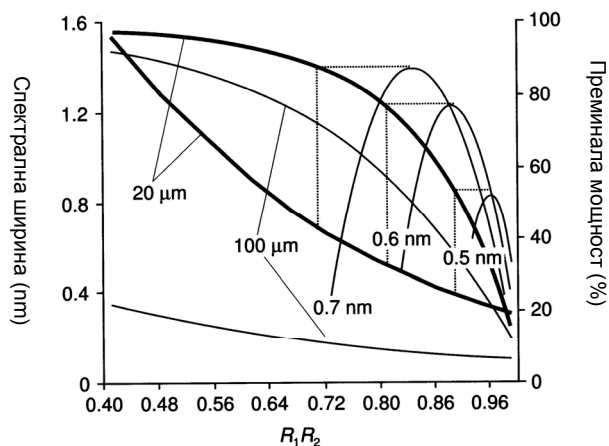
Фиг.8. Нормирано разпределение на интензитета в отражение и пропускане за λ_R и $\lambda_R \pm 0.01$ nm при осветяване с гаусов сноп на страните с коефициент на отражение R_1 и R_2 ($R_2 < R_1$) на въздушен ИК с $e = 100$ μm , $\alpha_W = 50$ μrad , $R_1 = 0.7$ и $R_2 = 0.96$ при $2\sigma = 200$ μm и ъгъл на падане на снопа 10° .



Фиг.9. Нормирано разпределение на интензитета в отражение и пропускане за $\lambda_R = 630.1$ nm при осветяване с БПВ на страните с коефициент на отражение R_1 и R_2 ($R_2 < R_1$) на въздушен ИК с $e = 100$ μm , $\alpha_W = 50$ μrad , $R_1 = 0.7$ и $R_2 = 0.96$ и $\theta_0 = 10^\circ$. Пропускането е получено при 630.1 nm (непрекъсната линия) и 630.2 nm (прекъсната линия).



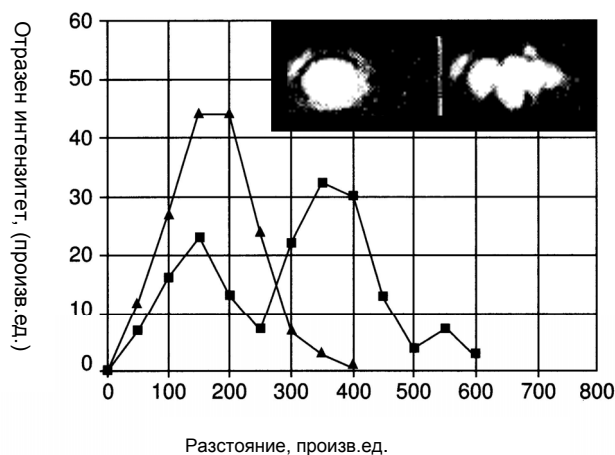
Фиг.10 Преминала през ИК мощност за $\lambda_R = 630$ nm като процент от падащата мощност в зависимост от коефициента на отражение на задното огледало при различни стойности на този коефициент за предното огледало на клина; $e = 20$ μm , $\alpha_W = 0.05$ mrad, $2\sigma = 200$ μm , ъгъл на падане 5° (непрекъсната линия) и 10° (прекъсната линия).



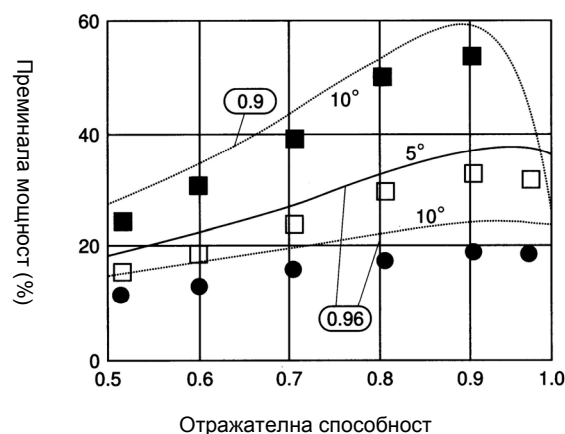
Фиг.11 Спектрална ширина и максимално пропускане в % като функция на $R_1 R_2$ за $e = 20$ μm (плътна линия) и 100 μm (тънка линия) и $\alpha_W = 50$ μrad . Параметрите на снопа са $2\sigma = 200$ μm и $\theta_0 = 5^\circ$. Графиките за $\delta\lambda = 0.5, 0.6$ и 0.7 nm показват максималното пропускане за $e = 20$ μm в зависимост от R_2 , като $R_1 = \rho^2 / R_2$.

е функция на произведението $\rho^2 = R_2 \cdot R_1$ и не зависи по-отделно от коефициентите R_1 и R_2 . Тази функция за две дебелини на ИК е показана на фиг. 11 заедно с максималното пропускане. На фиг.11 са представени и кривите на максималното пропускане, което

отговаря на дадена спектрална селективност. То е пресметнато за ИК с $e = 20 \mu\text{m}$ като функция на R_2 за $R_1 R_2 = \rho^2 = 0.8, 0.9$ и 0.96 , което е еквивалентно на $\delta\lambda = 0.7, 0.6$ и 0.5 nm . В този случай абсцисата дава R_2 , а R_1 се изчислява от $R_1 = \rho^2 / R_2$. При дадена $\delta\lambda$ пропускането се изменя в широки граници (от 20% до 90% при селективност 0.7 nm), достигайки максимум при равни коефициенти на отражение.



Фиг.12 Измерени разпределения на интензитета в условия на резонанс при падане на лазерния сноп от страната на ИК с $R_1 = 0.7$ (▲) и от страната с $R_2=0.96$ (■) за $e = 100 \mu\text{m}$, $\alpha_w = 50 \mu\text{rad}$, при ъгъл на падане 10° и $2\sigma = 200 \mu\text{m}$.



Фиг.13 Преминалата мощност при резонанс като процент от падащата мощност в зависимост от коефициента на отражение на задното огледало за $R_1=0.9$ и 0.96 за $100 \mu\text{m}$ клин (теоретични криви и експериментални точки)

Експерименталната проверка на разработения подход бе направена с TEM_{00} Гаусов He-Ne лазерен сноп с $\lambda = 632.8 \text{ nm}$ за въздушен клин с дебелина $e = 20 \mu\text{m}$ и ъгъл $\alpha_w = 50 \mu\text{rad}$ и ИК, изработен от клиновидна кварцова пластина ($\sim\alpha_w = 0.05 \text{ mrad}$) с дебелина $200 \mu\text{m}$ с коефициенти на отражение на покритията от 0.9 до 0.99. Трябва да се отчете, че клинът се настройва след всяка промяна на огледалата, което намалява точността на експеримента. Фиг.12 показва разпределение на интензитета при резонанс за ИКРОП с $e = 100 \mu\text{m}$, $\alpha_w = 50 \mu\text{rad}$, $R_1 = 0.7$ и $R_2=0.96$ при ъгъл на падане 10° и фотографии на отразеното лазерно петно в равнина успоредна на клина при отражение от двете му страни. Експерименталните профили добре следват теоретично предсказаните. Силната оптична асиметрия в отражението е очевидна. На фиг.13 е показана преминалата мощност.

Пресмятане на интерференчната картина при осветяване с гаусов сноп чрез разлагане по плоски вълни

Приетото допускане за равномерно разпределение на фазата в падащия сноп ограничава пресмятането на интерференчната картина само върху повърхността на клина за дебелини по-малки от $200\text{-}300 \mu\text{m}$ и ъгъл на падане под 15° . Затова, за коректното пресмятане на профила на отразения и преминалия интензитет на разстояние от клина при осветяване с ограничен сноп, в дисертацията е разработен втори подход с разлагане на комплексната амплитуда на падащия сноп по плоски вълни [A2,A11,C3]. В случая на въздушен клин на Физо и Гаусов сноп този подход води до аналитично решение. Това разлагане позволява да се изгради обобщено описание на оптичното поведение на ИК за положително и отрицателно падане. Осветяващият сноп пада нормално към ръба на клина и задачата е

двумерна. В системата XOZ (фиг.14) ИК се разполага отдясно и отляво на оста X при $\theta_0 > 0$ и $\theta_0 < 0$. Направлението на разпространение на снопа, съвпадащо с оста му на симетрия, образува ъгъл θ_0 с нормалата към предната повърхност на ИК; $n_W = 1$.

Лъчът АС на фиг.14 (отляво) по оста на разпространение на снопа пресича оста X в точката O' ($x = x_0, z = 0$). Плоската вълна с вълнов вектор $\mathbf{k}_0 = k \hat{z}$ по лъча АС, генерира една и съща поредица от плоски вълни за $\theta_0 > 0$ и $\theta_0 < 0$. В XOZ интерференчната картина зад клина при $\theta_0 > 0$ е естествено продължение на картината при $\theta_0 < 0$ за същите стойности на x и z . Разглеждаме нормиран по мощност Гаусов сноп с диаметър в средата на шийката w_0 , представен чрез разлагане по плоски вълни в дадена равнина $z = z_0$:

$$g(x) = g(x, z_0) = \int_{-\infty}^{\infty} G_0(\alpha) \exp(i2\pi\alpha x) d\alpha, \quad (4)$$

където $\exp(i2\pi\alpha x)$ е плоска вълна с единична амплитуда и направляващи косинуси $\lambda\alpha$ и $\lambda\gamma = [1 - (\lambda\alpha)^2]^{1/2}$ спрямо осите X и Z ; $G_0(\alpha)$ е Фурие образът на $g(x)$ и представлява ъгловия спектър на светлинното поле $g(x, z)$ в равнината $z = z_0$. Предполагаме, че равнината $z = z_0$ съвпада с равнината на минималния диаметър на снопа. В параксиално приближение комплексната амплитуда във всяка друга равнина се трансформира в

$$g(x, z) = \exp[ik(z - z_0)] \int_{-\infty}^{\infty} G_0(\alpha) \exp[-i\pi\lambda(z - z_0)\alpha^2] \exp(i2\pi\alpha x) d\alpha \quad (5)$$

Откликът на интерферометъра в пропускане за осветяване с плоска вълна с единична амплитуда $a_\eta(x, z) = \exp[i2\pi(\alpha x + \gamma z)]$ се състои от сума на безкраен брой плоски вълни с вълнови вектори $\mathbf{k}_p = (k_{px}, k_{pz})$, $k_{px} = k \sin(\eta + 2p\alpha_w)$, $k_{pz} = k \cos(\eta + 2p\alpha_w)$, $p = 0, 1, 2, \dots$,

където $p = 0$ описва директно преминалата вълна и $\eta = \arcsin(\lambda\alpha)$. Тази вълна пада върху предната повърхност на клина под ъгъл $\theta_0 - \eta$ при отрицателно падане и ъгъл $\theta_0 + \eta$ за положително падане (фиг.14). Знаейки отклика на ИК за единична плоска вълна, може директно да композираме отклика за Гаусов сноп

$$A_T^G(x, z) = T \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda} (z - z_0)\right] \sum_{p=1}^{\infty} R^{p-1} \exp[i2(p-1)\pi] \int_{-\infty}^{\infty} G(\alpha) \exp[-i\pi\lambda(z - z_0)\alpha^2] \exp(i2\pi\alpha x) \exp[i\phi_p(x, z, \eta)] d\alpha \quad (6)$$

В параксиално приближение

$$A_T^G(x, z) = aT \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda} (z - z_0)\right] \sum_{p=1}^{\infty} R^{p-1} \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-b\alpha^2) \exp[i(p_p\alpha^2 + q_p\alpha + r_p)] \times d\alpha \quad (7)$$

където $v_p = \cos\theta_p - \cos\theta_1$, $v'_p = \sin\theta_p - \sin\theta_1$, $\theta_p = 2(p-1)\alpha_w$, $a = (2\pi)^{1/4} \sqrt{w_0}$, $p = 1, 2, \dots$

$$b = \pi^2 w_0^2, p_p = -\pi(z - z_0 + xv'_p + zv_p)\lambda, q_p = 2\pi(x + xv_p - zv'_p + x_0), r_p = \frac{2\pi}{\lambda}(xv'_p + zv_p) \quad (8)$$

Интегралът в (7) се решава аналитично и изразът за комплексната амплитуда има вида

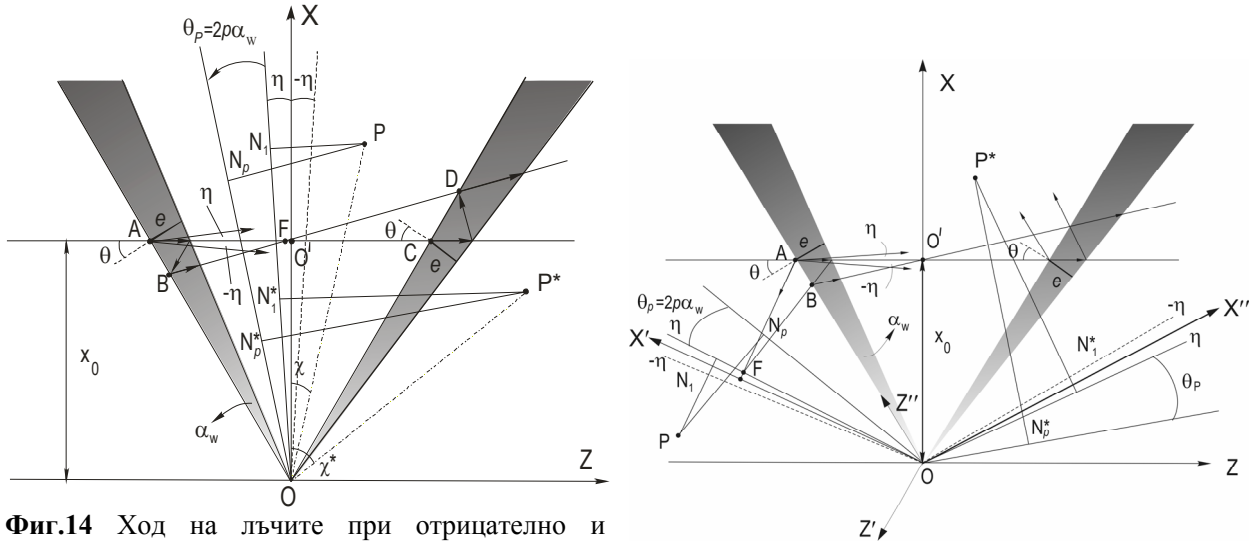
$$A_T^G(x, z) = aT \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda} (z - z_0)\right] \sum_{p=1}^{\infty} R^{p-1} \Omega_p (\cos \varepsilon_p + i \sin \varepsilon_p) \quad (9)$$

където $\Omega_p = \frac{\sqrt{\pi}}{4\sqrt{b^2 + p_p^2}} \exp\left[-\frac{bq_p^2}{4(b^2 + p_p^2)}\right]$ и $\varepsilon_p = \frac{1}{2} \arctg \frac{p_p}{b} - \frac{p_p(q_p^2 - 4p_p r_p) - 4b^2 r_p}{4(b^2 + p_p^2)}$. Преминалият

интензитет се пресмята от $I_T^G(x, z) = a^2 T^2 (S_1^2 + S_2^2)$ с $S_1 = \sum_{p=1}^{\infty} R^{p-1} \Omega_p \cos \varepsilon_p$ и $S_2 = \sum_{p=1}^{\infty} R^{p-1} \Omega_p \sin \varepsilon_p$.

Полученият израз е валиден за $\theta_0 > 0$ и $\theta_0 < 0$. С други думи, в XOZ интерференчната

картина за въздушен клин при $\theta_0 > 0$ от някакво разстояние е копие на картината при $\theta_0 < 0$. Преминалите снопове за $\theta_0 > 0$ и $\theta_0 < 0$ в експеримента се разпространяват в две различни посоки, разделени от ъгъл приблизително $2\theta_0$ (фиг.1). Интерференчната картина $I_T^G(x, z)$ не зависи от θ_0 само в системата XOZ на фиг.14.



Фиг.14 Ход на лъчите при отрицателно и положително падане; *отляво* – пропускане, *отдясно* - отражение.

Същият подход бе приложен за пресмятане на комплексната амплитуда в отражение [A2,C3]. Въведени са две координатни системи, $X'OZ'$ и $X''OZ''$ за $\theta_0 > 0$ и $\theta_0 < 0$ (фиг.14 отдясно). Оста OX' (OX'') е перпендикулярна на ръба на клина и лежи в равнината, съвпадаща с този вълнов фронт на директно отразената вълна $ra_\eta(x, z)$ при $\eta = 0$, който съдържа върха на клина O . Осите OZ' и OZ'' са насочени към полу-пространството, в което се наблюдава отражението. При $\theta_0 < 0$ лъчът, претърпял p отражения от вътрешната страна на задната повърхност на клина, напуска под ъгъл $\theta_0 - 2p\alpha_w$ спрямо нормалата към предната повърхност. При $\theta_0 > 0$ този ъгъл е $\theta_0 + 2p\alpha_w$. Откликът на интерферометъра в отражение на плоската вълна $a_\eta(x, z)$ се описва с един и същ израз при положително и отрицателно падане:

$$\rho(x, z, \eta) = \frac{A_R^{PW}(x, z, \eta)}{a_\eta(x, z)} = r + \frac{T}{r} \sum_{p=1}^{\infty} R^p \exp[i(2p-1)\pi] \exp\left[i \frac{2\pi}{\lambda} (x\psi_p + z\psi'_p)\right] \quad (10)$$

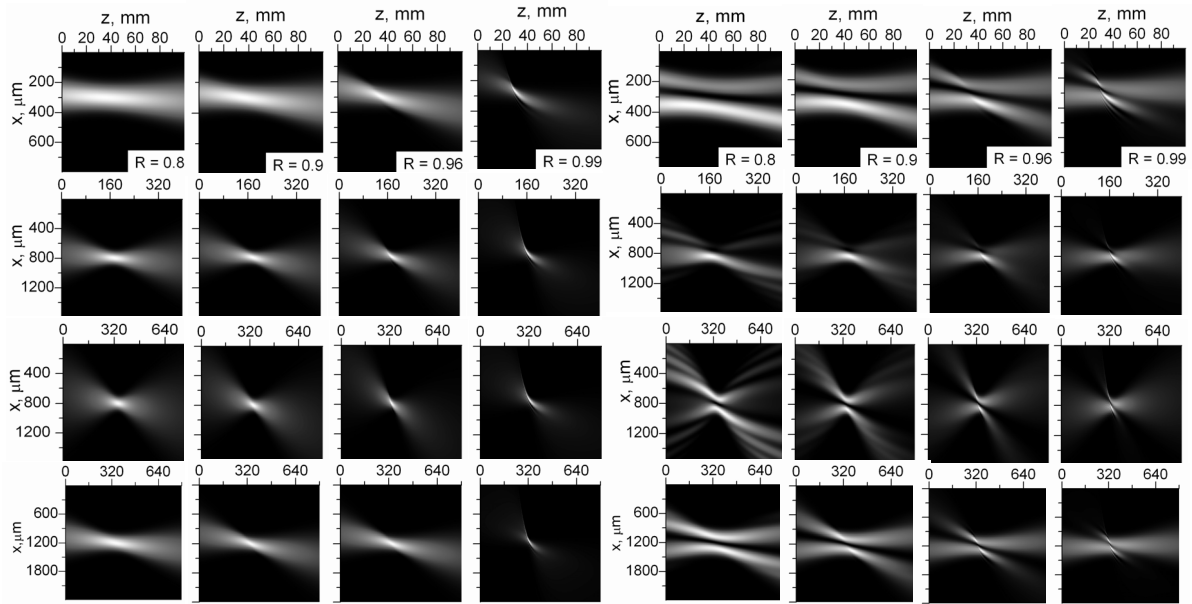
където $A_R^{PW}(x, z, \eta)$ е комплексната амплитуда на отразената светлина, ако ИК се осветява с плоска вълна с амплитуда единица. Затова използваме x и z за пространствените координати x' (x'') и z' (z''). Окончателно за разпределението на интензитета получаваме:

$$I_R^G(x, z) = a^2 \left\{ R\Omega_1^2 - 2T(S'_1 \cos \varepsilon_1 + S'_2 \sin \varepsilon_1)\Omega_1 + \frac{T^2}{R}(S_1'^2 + S_2'^2) \right\} \quad (11)$$

с $S'_1 = \sum_{p=2}^{\infty} R^{p-1} \Omega_p \cos \varepsilon_p$ и $S'_2 = \sum_{p=2}^{\infty} R^{p-1} \Omega_p \sin \varepsilon_p$. Уравнението описва и двата случая на падане.

За пресмятане на интерференчната картина в пропускане и отражение е създаден код на Delphi07 и са направени пресмятания за положително и отрицателно падане (фиг.15). Снопът е нормиран по мощност, т.е. диаметърът му на $1/2$ височина в разпределението на интензитета е $2\sqrt{\ln 2} \omega_0 \approx \omega_0$, и средата на шийката му лежи върху оста X . При диаметър на снопа по-голям от свободния пространствен интервал между съседните максимуми на

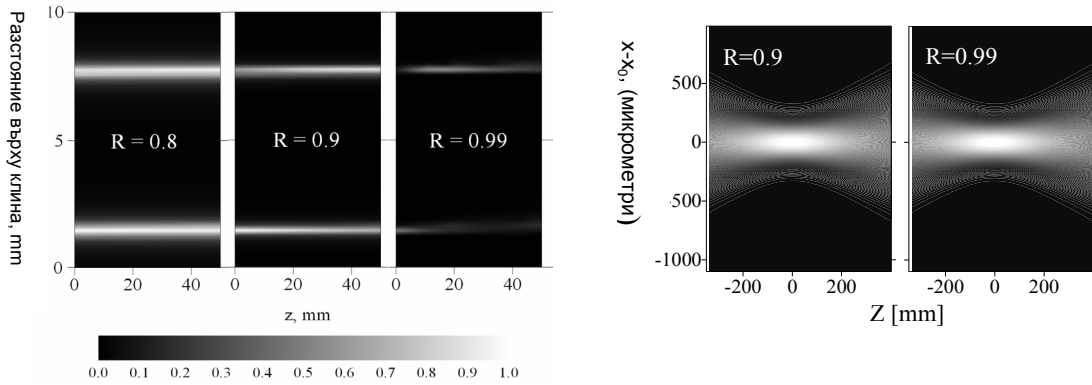
пропускане, се получават интерференчни профили идентични на тези, получени с модела на БПВ (фиг.16), което е допълнителна проверка за точността на развития подход. Разпределенията на интензитета са представени като 8-битови изображения.



Фиг.15 8-битова контурна карта на резонансния интензитет в пропускане (отляво) и отражение (отдясно); от горе надолу : 1 ред – $e = 20 \mu\text{m}$, $\omega_0 = 100 \mu\text{m}$, 2 ред – $e = 100 \mu\text{m}$, $\omega_0 = 100 \mu\text{m}$, 3 ред – $e = 200 \mu\text{m}$, $\omega_0 = 100 \mu\text{m}$, 4 ред – $e = 200 \mu\text{m}$, $\omega_0 = 200 \mu\text{m}$. Пресмятанията започват от $z_i^{\text{neg}} = -(x_0 - qw_0)tg\theta_0$, което отговаря на 0 на графиките.

В случай на отрицателно падане пресмятането по оста Z започва от $z_i^{\text{neg}} = -(x_0 - qw_0)tg(\theta_0 - \alpha_w)$. (За удобство всички графики на фиг.15 са отместени с $|z_i^{\text{neg}}|$ за да започнат от $z = z_i^{\text{neg}} + |z_i^{\text{neg}}| = 0$.) В зависимост от размера на снопа в средата на шийката ω_0 и ъгъла на падане θ размерът на областта на падащия сноп върху повърхността на клина за $z_0 = 0$ може да бъде съпоставим, по-голям или много по-голям от ω_0 . Пространствената област, заета от преминалия интензитет, нараства с R . В случай на $\theta_0 > 0$ пресмятането започва от $z_i^{\text{pos}} = (x_0 + qw_0)tg(\theta_0 + \alpha_w)$. Стойността на параметъра q се избира така, че да покрие практически цялото разпределение на интензитета върху задната повърхност на клина. Както следва да се очаква, преминалият/отразеният сноп се сходя за $z < 0$, като интензитетът е максимален близо до точката $(x_0, 0)$. Ако отместим средата на шийката на снопа от $z_0 = 0$, разпределението на преминалия интензитет $I_T^G(x, z)$ се променя, но фокусът се наблюдава отново близо до $z = 0$. При по-висока отражателна способност, максимумът близо до фокуса става по-остър и разпределението $I_T^G(x, z)$ по оста X много по-бързо увеличава размерите си при отдалечаване от фокалната равнина (фиг.15). Разпростирането на профила $I_R^G(x, z)$ близо до фокуса е много по-голямо в сравнение с пропускането. Резонансното разпределение $I_R^G(x, z)$ при тези стойности на параметрите се състои от два максимума с различна височина и размах. Увеличаването на отражателната способност засилва единия от максимумите за сметка на другия и разширява междината между тях при отдалечаване от фокуса. Далеч от резонанса интерференчната картина се трансформира в един доминиращ пик (фиг.16-отдясно), т.е. коректно се възстановява извън-резонансната картина в отражение, която е копие на падащия сноп. Отразената

светлина в този случай се разпространява по посока на директно отразената вълна успоредно на Z' (Z''). Фигурите 17 представят интерференчните картини за положително и отрицателно падане, които се наблюдават пред клина.



Фиг.16 *Отляво* - 2-D разпределение на интензитета в пропускане за 50 μm въздушен клин с $\alpha_w = 50$ μrad при нормално осветяване с гаусов сноп с диаметър 3 cm. Разпределенията са нормирани към максималния интензитет върху задната повърхност на клина; $\lambda_R = 0.6334$ μm . *Отдясно* - 8-битова контурна карта на разпределението на интензитета в отражение далеч от резонанса ($\lambda = 630$ nm).

За да проверим изпълнението на закона на запазване на енергията, пресметнахме мощността в преминалия и отразения сноп $P_{T,R}(z, \lambda) = \int_{-\infty}^{\infty} I_{T,R}^G(x, z) dx \approx \int_{x_0 - q\omega_0}^{x_0 + q\omega_0} I_{T,R}^G(x, z) dx$ като функция на z . За всички стойности на параметрите получаваме $P_{T,R}(z) = \text{const}$, както и $P_T(z) + P_R(z) = 1$ по оста Z . Изключение е случаят $\alpha_w = 5 \cdot 10^{-5}$ rad, $e = 200$ μm , $R = 0.8$, $\omega_0 = 100$ μm , за който горната сума е по-малка от 1. Това се дължи на обстоятелството, че параксиалното приближение е невалидно за снопове с много тясна шийка; в този случай профилите $I_R^G(x, z)$ и $I_T^G(x, z)$ следва да се пресмятат с помощта на числено интегриране.

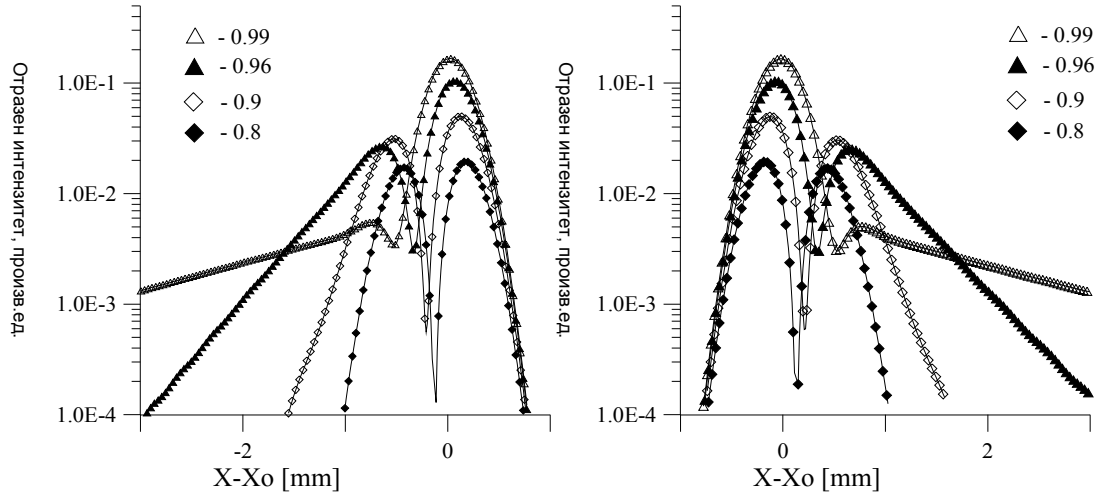
Фигури 18 а,б,в показват фотографии на отразения сноп пред, във и зад фокуса при отрицателно падане на светлинния сноп. Фиг.18 г показва отразения сноп при положително падане върху същия клин. Както се вижда, записаната интерференчна картина при положително падане наподобява тази при отрицателно падане.

Интерференчните ивици се формират в границите на определен спектрален интервал $(\lambda_R - \Delta\lambda, \lambda_R + \Delta\lambda)$ при фиксирано положение на снопа или в определен интервал от дебелини $(e_R - \Delta e, e_R + \Delta e)$, когато ИК се транслира по оста X при фиксирана λ . Филтриращите свойства на ИК се описват с параметъра $\rho(\Omega)$, който е равен на преминалата през ИК мощност като процент от мощността на падащия сноп. Тук с $\Omega = \{R, \alpha_w, e, \lambda, \omega_0, z_0\}$ е означена комбинацията от всички параметри, които оказват влияние върху формирането на интерференчната картина в пропускане. Пълната мощност на падащия сноп е единица. Оценяването на $\rho(\Omega)$ е важно за приложението на ИК като вътрешно-резонаторен филтър. Пресмятането на $\rho(\Omega)$ се прави при $z = (x_0 + q\omega_0) \tan \alpha_w$ за положително падане, тъй като $\rho(\Omega)$ не зависи от z :

$$\rho(\Omega) \approx \frac{\int_{-x_0 - q\omega_0}^{x_0 + q\omega_0} I_T(x, \Omega) dx}{1} \quad (12)$$

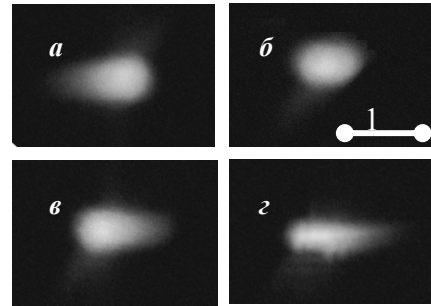
Таблица 1.3 дава спада в резонансното пропускане при увеличаване на отразителната способност на покритията за 20 μm въздушен клин с $\alpha_w = 0.05$ mrad и ТЕМ₀₀ Гаусов He–Ne лазерен сноп с ω_0 от порядъка на 200–240 μm при $\lambda_R = 0.6328$ μm . Последният ред в

таблицата отговаря на резонансните стойности на $\rho(\Omega)$, измерени с експерименталната установка в [A16] за същия клин и осветяващ сноп. Смяната на огледалата на клина по време на експеримента намалява точността.



Фиг.17 Интерференчни ивици в отражение при $z_i^{neg} = (x_0 - qw_0) \lg \theta_0$ (отляво) и $z_i^{pos} = (x_0 + qw_0) \lg \theta_0$ (отдясно) за $e = 200 \mu\text{m}$, $R = 0.8, 0.9, 0.96$ и 0.99 .

Фиг.18 Фотографии на лазерното петно от He-Ne лазер след отражение от $200 \mu\text{m}$ въздушен ИК с коефициент на отражение на покритията 0.9 и $\alpha_W = 50 \mu\text{rad}$; a, b, v – отрицателно падане върху повърхността на клина; a – преди фокуса, b – във фокуса, v – след фокуса; z – положително падане.

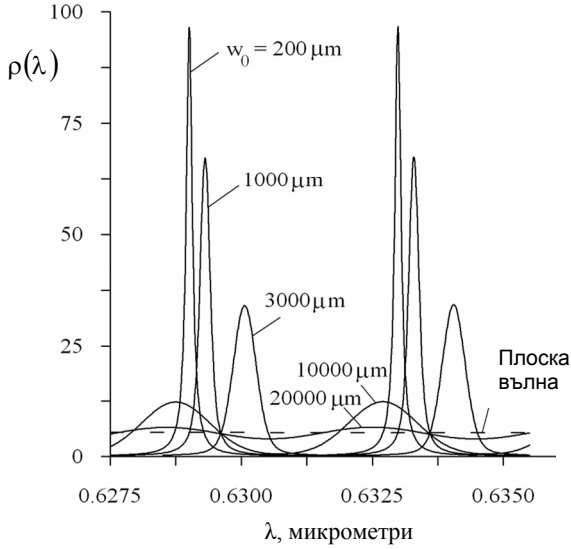


При по-голям диаметър на падащия сноп се увеличава частта на снопа извън резонанс върху повърхността на ИК и $\rho(\lambda = \lambda_R, \omega_0)$ намалява с увеличаване на ω_0 , клонейки теоретично към стойността ρ_{PW} за БПВ. Тази стойност показва, че ИК отразява $(1 - \rho_{PW})$ от енергията, пренасяна от БПВ. При малки ω_0 пространствената ширина на преминалия пик нараства линейно с ω_0 . При по-нататъшно увеличаване на ω_0 ширината на $1/2$ височина на пика в пропускане δx клони към постоянна стойност, равна на ширината на $1/2$ височина δx_{PW} на максимумите в пропускане при осветяване с БПВ, като δx достига δx_{PW} при диаметър на Гаусовия сноп съществено превишаващ δx_{PW} . При $\omega_0 \approx \delta x_{PW}$ пространствената ширина на пика в пропускане е $0.5 \delta x_{PW}$. Ако интервалът Δe се дефинира като отместването от e_R , за което $\rho(\Omega)$ спада наполовина, получаваме $2\Delta e / \alpha_W = \delta x_{PW}$, т.е. пространствената област на резонансно пропускане върху повърхността на клина се дава от ширината δx_{PW} на пика в пропускане при БПВ.

Таблица 1

R	0.8	0.9	0.96	0.99
$\rho(w_0=200 \mu\text{m}) (\%)$	86.2	67.8	38.9	11.7
$\rho(w_0=240 \mu\text{m}) (\%)$	82.3	61.8	33.4	10.2
$\rho_{\text{exp}} (200 \mu\text{m} < w_0 < 240 \mu\text{m}) (\%)$	80 ± 5^a	70 ± 4	31 ± 4	12 ± 4

Кривата $\rho(\lambda)$ е квазипериодична функция, състояща се от последователни резонансни пикове по оста λ (фиг.19). За ИК в лазерните резонатори отстоянието $(\Delta\lambda)_m$ на пиковите добре се апроксимира с връзката $(\Delta\lambda)_m^{FP} = 2e/m(m-1)$, която е валидна за ФПИ, като m е интерференчният порядък. Инструменталната функция $\rho(\lambda)$ е важна за оценяване на спектралния отклик на интерферометъра на Физо. При $\omega_0 < \lambda/(2\alpha_W)$ пропускането на клина между съседните пикове върху оста λ е практически 0. При $\omega_0 \geq \lambda/(2\alpha_W)$ областта



на падащия сноп съдържа повече от един максимум в пропускане по оста X и $\rho(\lambda) \neq 0$ между съседните резонанси. Кривата $\rho(\lambda)$ става все по-плоска при увеличаване на ω_0 , докато се превърне в права линия $\rho(\lambda) = \rho_{PW}$ (прекъснатата линия на фиг.19) за осветяване с БПВ на клин с неограничена апертура.

Фиг.19 Премината мощност като процент от падащата в зависимост от дължината на вълната при различни диаметри на осветяващия гаусов сноп за ИК с $e = 50 \mu\text{m}$, $\alpha_W = 50 \mu\text{rad}$ при $R = 0.9$. Прекъснатата линия отговаря на осветяване с безкрайна плоска вълна.

В случая на БПВ спектралната разделителна способност $\delta\lambda_{PW}$ се определя от δx_{PW}

$$\delta\lambda_{PW} = \frac{d\lambda}{dx} \delta x_{PW} \quad (13)$$

В приближението на БПВ лесно се установява, че $d\lambda/dx \propto \alpha_W/e$. Производната $d\lambda/dx$ не зависи от коефициента на отражение на покритията. Пространствената ширина δx_{PW} зависи от e , α_W и R . При $R = 0.9$ и за e в интервала 5–200 μm зависимостта на δx_{PW} от дебелината на клина е пренебрежима. В този случай $\delta x_{PW} = -c \log R / \alpha_W$ с $c = 1 \mu\text{m}$ е добро приближение за зависимостта на δx_{PW} от двата параметъра R и α_W , като се получава $\delta\lambda_{PW} = -\log R / e$. За $R = 0.9$, δx_{PW} доста бързо нараства с e особено при по-големи α_W . В този случай $\delta x_{PW} \gg -c \log R / \alpha_W$ и зависимостта на $\delta\lambda_{PW}$ от параметрите на клина става по-сложна. При осветяване с ограничен сноп промяната на λ води до промяна на положението, височината и ширината на пика на пропускане в областта на падащия сноп $x_0 - q\omega_0, x_0 + q\omega_0$ и следователно до промяна в преминалата мощност. В допълнение максимумите, наблюдавани за съседни дължини на вълните могат да се припокриват при малък диаметър на снопа в $x_0 - q\omega_0, x_0 + q\omega_0$ и връзката (13) да не е приложима. По-подходящ параметър е ширината на $1/2$ височина $\delta\lambda$ на пиковите на $\rho(\lambda)$, защото клинът пропуска всички дължини на вълните в интервала $\delta\lambda$, ако положението на снопа върху клина не се променя, какъвто е случаят в лазерните резонатори. Спектралната разделителна способност нараства с диаметъра на снопа. Въпреки че δx_{PW} е максималната ширина на пика на пропускане, ако бъде преобразувана в спектралната ширина $\delta\lambda_{PW}$, може да се окаже по-малка от $\delta\lambda$ за Гаусов сноп. Следва да очакваме, че $\delta\lambda$ зависи по същия начин както $\delta\lambda_{PW}$ от отражателната способност на покритията, дебелината на клина и ъгъла при върха му. Увеличаването на α_W води до нарастване както на $\delta\lambda$, така и на $\delta\lambda_{PW}$, но ефектът е по-изразен за Гаусов сноп.

Глава II Анализ на приложенията на клин на Физо в лазерната техника

В тази глава разработените подходи за пресмятане на интерференчната картина, създавана от клин на Физо при осветяване с ограничен сноп, се прилагат за анализ на няколко приложения на този оптичен елемент в лазерната техника. Акцентът е поставен върху анализа и моделирането на действието на принципни схемни решения на базата на ИК. Пълното описание на конкретната експериментална реализация на тези решения може да се намери в статиите [A12,A13,A15].

Асиметрията в отражение на ИКРОП е използвана за проектиране на кръгови резонатори, където клинът е едновременно спектрален селектор и елемент, създаващ различни условия за разпространение на двете вълни [A15]. На базата на резонансната интерференчна картина при отрицателно падане и силната оптична асиметрия в отражение е предложен метод [A12, C21] за потискане на усилената спонтанна емисия (УСЕ) в линеен пренастройваем лазерен осцилатор-усилвател чрез замяна на изходното огледало на осцилатора с ИКРОП, чието поведение ще анализираме по-долу. Отразената от изходното огледало на осцилатора спонтанна емисия се реинжектира обратно в усилвателя и се усилва. Това ограничава нивото на възбуждане на усилвателя, създава високо ниво на шума на изхода и стеснява областта на пренастройване.

Пресечните точки на лъчите, директно отразени от клина, с лъчите в генерираната последователност от многократни отражения образуват права линия (в двумерния случай равнина), наклонена под ъгъл β_f спрямо оста X . За $n_w = 1$, ъгълът β_f е равен на ъгъла на падане θ_0 , т.е. фокалната равнина е перпендикулярна на посоката на разпространение на директно отразения сноп. За $n_w = 1$, малки ъгли на падане и $\alpha_w \ll \theta_0$, фокусното разстояние с добро приближение е равно на $e\theta_0/\alpha_w$. То нараства линейно с дебелината e и ъгъла на падане θ_0 , като бързо намалява с α_w и n_w , особено при големи θ_0 . За $n_w > 1$, фокалната равнина вече не е перпендикулярна на директно отразения сноп. Отношението β_f/θ зависи практически само от n_w .

На базата на сходимостта на отразения сноп при $\theta_0 < 0$ е разработен алгоритъм за пресмятане на отразения интензитет на разстояние z от клина за произволно разпределение на амплитудата $f(x)$ и еднородно разпределение на фазата в падащия сноп. Като първа стъпка се определя броят на лъчите, интерфериращи в точката $P(x',z)$. На разстояние z областта на директно отразения сноп се задава с изрази $z \tan \theta_0 \leq x' \leq z \tan \theta_0 + (e_0 - e_f)/\tan \alpha_w$. Лъчите, падащи в точки, отговарящи на e_0 и e_f , след всяко следващо вътрешно отражение от задната повърхност на клина генерират лъчи, които напускат в точки с дебелини $e_p, h_p, p=2,3,\dots$. Лъчът, отразен $(p-1)$ пъти от задната повърхност на ИК, се отчита в $P(x',z)$, ако е изпълнено неравенството:

$$z \tan \theta_p + \frac{e_0 - e_p}{\tan \alpha_w} \leq x' \leq z \tan \theta_p + \frac{e_0 - h_p}{\tan \alpha_w} \quad (14)$$

В общия случай формулата за разстоянието, изминато от лъча с $(p-1)$ отражения от задната повърхност до точката $P(x',z)$ изглежда по следния начин:

$$s_p = x_{op} \sin \theta_0 + \frac{z}{\cos \theta_p} + e(x_p) \sum_{k=1}^{p-1} \frac{e_{k+1}}{e_p} \times \left(\frac{1}{\cos \delta_k} + \frac{1}{\cos \delta_{k+1}} \right) \frac{1}{1 - \tan \alpha_w \tan \delta_{k+1}} \approx x_{op} \sin \theta_0 + \frac{z}{\cos \theta_p} + e(x_p) F_p$$

$$\text{където } x_{op} = \frac{e_0}{\alpha_W} \left\{ 1 - \frac{e_0}{e_p} \right\} + \frac{e_0}{e_p} x_p, \quad e(x_p) = e_0 - x_p \tan \alpha_W, \quad x_p = x' - z \tan \theta_p \quad (15)$$

За нарастването на фазата до точката $P(x', z)$ за лъча, който влиза в клина в точката x_{op} и претърпява $(p-1)$ вътрешни отражения от задната повърхност, получаваме:

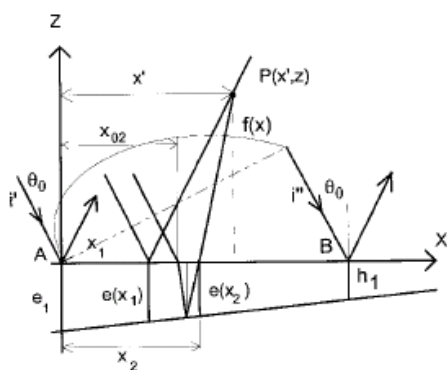
$$\varphi_p = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ \left[x_{0p} \sin \theta_0 + \frac{z}{\cos \theta_p} \right] + n_W e(x_p) F_p \right\} + (2p-3)\pi \quad (16)$$

Тогава, ако x' удовлетворява неравенството (15), за отразения интензитет получаваме:

$$I(x', z) = R_1 f^2(x_1) - 2(1 - R_1) f(x_1) W_{mn} + \frac{(1 - R_1)^2}{R_1} (V_{mn}^2 + U_{mn}^2) \quad (17),$$

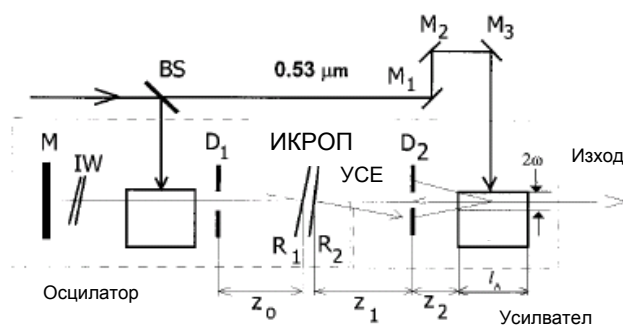
C

$$V_{mn} = \sum_{p=m}^n f(x_{op}) \mathbf{p}^{p-1} \cos(\varphi_p - \varphi_1), U_{mn} = \sum_{p=m}^n f(x_{op}) \mathbf{p}^{p-1} \sin(\varphi_p - \varphi_1) \quad (18)$$

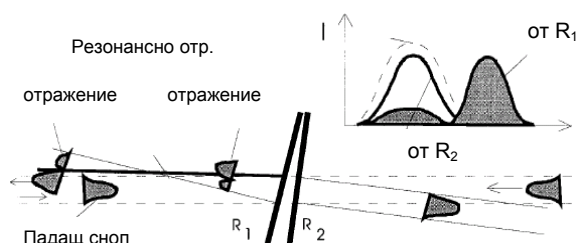


където $\rho = \sqrt{R_1 R_2}$. Предложеният алгоритъм позволява пресмятането на интерференчната картина преди и след фокалната равнина, като пресметнатите криви са близки до експерименталните.

Фиг.20. Схема на пресмятане на фазовите разлики на лъчите, интерфериращи в точката $P(x', z)$ за случая на отрицателно падане на лазерния сноп.



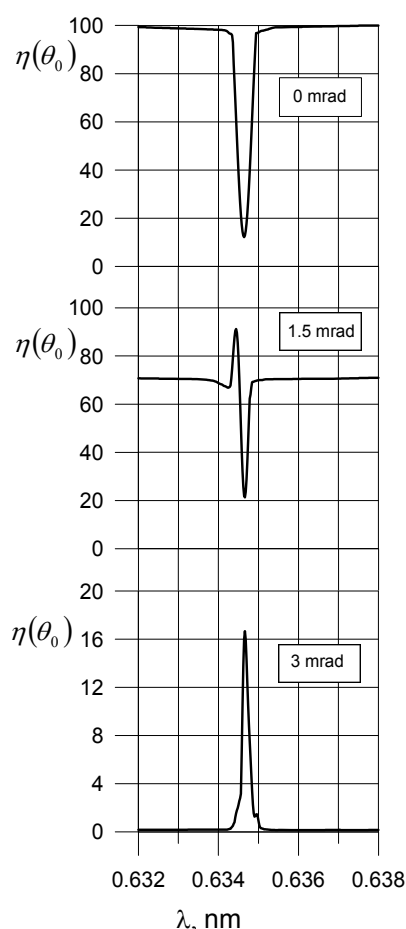
Фиг.21 Пренастройваема линейна система
осцилатор-усилвател с ИКРОП



Фиг.22 Схематично представяне на резонансното отражение

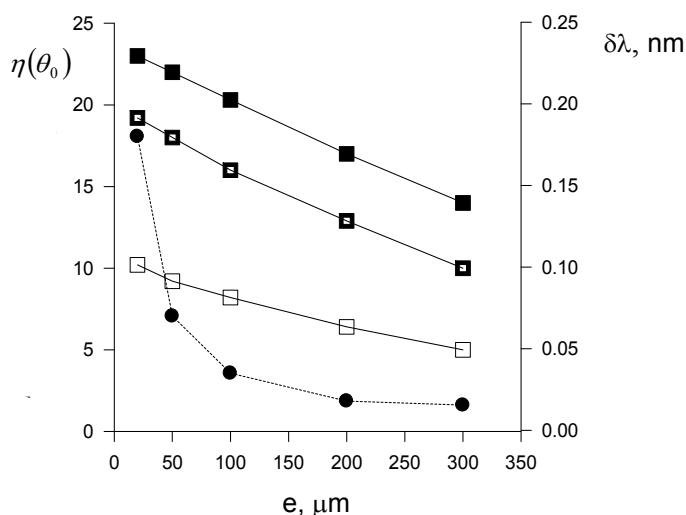
Описаните по-горе свойства правят възможно използването на ИК за спектрално управление и куплиране в система лазерен осцилатор – усилвател с линейна геометрия (фиг. 21). Резонаторът на осцилатора се състои от плоско напълно отразяващо огледало М и ИКРОП с дебелина 20–300 μm като втори отражател. Тъй като спектралното отстояние между максимумите на пропускане на клин с дебелина 200–300 μm е доста малко, в резонатора се вкарва втори тънък ИК (4 μm) като вътрешно-резонаторен филтър за селектиране на единичен резонанс на ИКРОП в кривата на усиление на активната среда в осцилатора [A12, C21]. Страната на ИКРОП с по-нисък коефициент на отражение R_1 е обърната към осцилатора. По този начин снопът в осцилатора пада върху ИКРОП под отрицателен ъгъл θ_0 , докато в усилвателя той пада върху клина под положителен ъгъл $\theta_0 - \alpha_w$.

Схематично отражението при резонанс от двете страни на клина е показано на фиг.22. Две са изисквания за създаването на ефективна система осцилатор-усилвател. Първо, резонансната мощност, преминала през диафрагмата D_1 в активната среда на осцилатора AM_1 , следва да превишава фона извън резонанса. Второ, спонтанната емисия на усилвателя, която се връща след отражение от ИКРОП и се реинжектира през диафрагмата D_2 в активната среда на усилвателя AM_2 , следва да е възможно най-малка. Пренастройваемата обратна връзка с висока спектрална чистота в системата осцилатор-усилвател се създава благодарение на следните фактори:



Фиг.23 Спектрална зависимост на коефициента на обратна връзка $\eta(\theta_0)$ за 20 μm въздушен клин с $\alpha_w = 0.03$ mrad, $R_1 = 0.92$, $R_2 = 0.99$ и 500 μm диафрагма на 4 cm от ИК за Гаусов сноп с ширина на половин височина 200 μm : *горе*, $\theta_0 = 0$ mrad, *по средата*, $\theta_0 = 1.5$ mrad, *долу*, $\theta_0 = 3$ mrad.

1.) *Отражение в осцилатора от страната на клина с по-нисък коефициент на отражение.* Благодарение на пространственото отместване между отразените снопове в резонанс и извън резонанс, както и обръщане на интерференчната картина зад фокалната равнина, основният пик в резонансния сноп влиза в активната среда AM_1 , докато извън-резонансният сноп се елиминира частично или напълно от диафрагмата D_1 . Фиг. 23 показва коефициента на обратната връзка на комбинацията от ИКРОП и D_1 , дефиниран както следва



Фиг.24 Максимална стойност на коефициента на обратна връзка $\eta(\theta_0)$ в зависимост от дебелината на клина за $\theta_0 = 3$ mrad, $R_1 = 0.92$, $R_2 = 0.99$ с 1% фоново излъчване за дължина на вълната извън резонанса: ■ - $z = 6$ cm, $D = 550$ μm ; □ - $z = 5$ cm, $D = 500$ μm ; ■ - $z = 3$ cm, $D = 400$ μm ; ● - ширина на половин височина на кривата на пропускане на ИК.

$$\eta(\theta_0) = \frac{\int_{-D/2}^{D/2} I_R(x', z, \theta_0) dx'}{\int_{-\infty}^{\infty} I_0(x', 0, \theta_0) dx'} \quad (19)$$

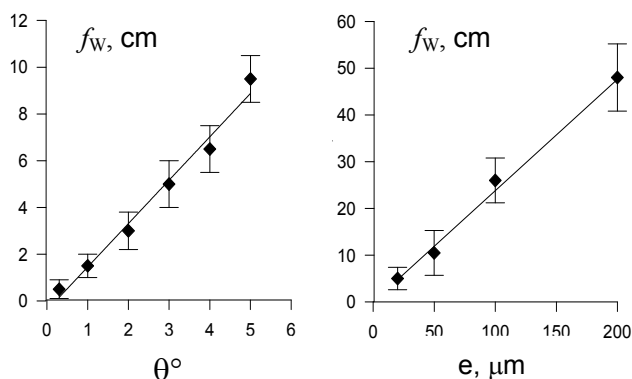
където $I_R(x', z, \theta_0)$ е отразеният интензитет на разстояние z от ИКРОП пред диафрагмата, $I_0(x', 0, \theta_0)$ е интензитетът в падащия сноп върху повърхността на клина при $z = 0$, а D е размерът на диафрагмата. Факторът $\eta(\theta_0)$ е пресметнат като функция на λ за различни θ_0 . Когато ИК е поставен перпендикулярно на оста на резонатора ($\theta_0 = 0^\circ$), се образува тясно

пропадане, което отговаря на резонансното пропускане на клина. Ако ИКРОП се завърти на 1.5 mrad около оста на резонатора, се наблюдава равномерен спектър, тесен пик и тесен провал. При наклон от 3 mrad характерът на обратната връзка в резонатора се променя от широкоивично реинжектиране с тесен провал в тесноивично реинжектиране с висока чистота (по-малко от 1% от падащата мощност влиза в диафрагмата извън резонанса). Фиг.24 показва максималната стойност на $\eta(\theta_0)$ като функция на дебелината e , като всяка крива отговаря на дадено z и диаметър D . Постига се 10–20 пъти превишаване на извън-резонансния фон за едно отражение от ИКРОП при $z < 7 \text{ cm}$. Това означава, че могат да се изграждат къси пренастройваеми резонатори. Най-добър коефициент $\eta(\theta_0)$ е получен за $20 \text{ }\mu\text{m}$ клин, но спектралната ширина на излъчването не е оптимална. Зависимостта на ширината на $\frac{1}{2}$ височина на спектралната крива на пропускане на ИКРОП от дебелината e също е показана на фиг.24 за $R_1 = 0.92$ и $R_2 = 0.99$.

2.) *Отражение в усилвателя от страната на клина с по-висок коефициент на отражение.* Пренастройваемата обратна връзка в усилвателя е възможна при достатъчно голямо резонансно пропускане на ИКРОП. ИКРОП с дебелина от 20–300- μm и $R_1 = 0.92$, $R_2 = 0.99$ пропуска 45% от светлинния сноп при θ_0 няколко милирадиана. Не трябва да има пространствено отместване между резонансния и извън резонансния сноп. Частта от спонтанната емисия, отразена обратно от ИКРОП близо до резонанса λ_R образува структура на снопа, подобна на структурата на извън-резонансните снопове без вторични максимуми. При лек наклон на клина спрямо оптичната ос, отразената обратно спонтанна емисия на всички дължини на вълните се измества от оптичната ос и се елиминира с помощта на диафрагмата D_2 от активната среда AM_2 .

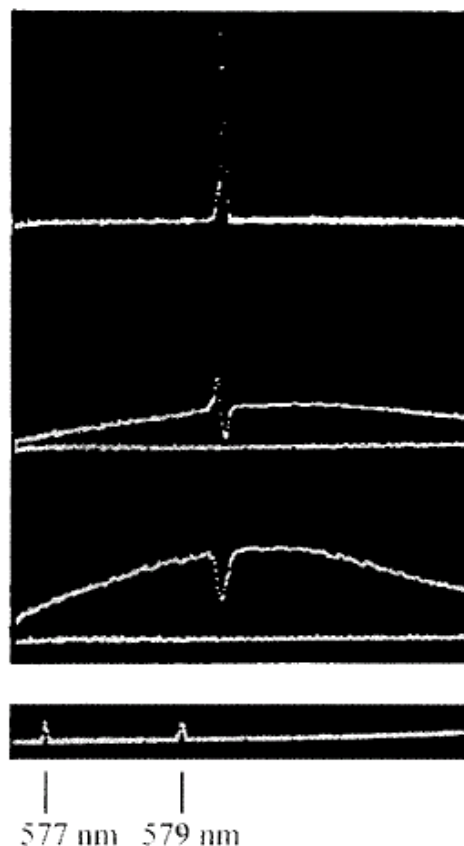
Експерименталното потвърждение на анализа на системата на фиг.21 е направено с багрилен лазер [A12]. Проведени са две серии от експерименти с въздушен ИКРОП, съставен от двойка плоски диелектрични огледала с $R_1 = 0.85$ и $R_2 = 0.98$. Фокусиращите свойства на ИК са изследвани с ротационна масичка и He–Ne лазер с диаметър на снопа 0.4 mm. Фигура 25 изобразява линейното нарастване на фокусното разстояние при увеличение на θ_0 за 20 μm въздушен клин с $\alpha_w = 0.02 \text{ mrad}$ и в зависимост от дебелината e при $\theta_0 = 5^\circ$ и $\alpha_w = 0.04 \text{ mrad}$. В рамките на неопределеността на измерването експериментът задоволително потвърждава теорията (непрекъснатите линии).

Действието на ИКРОП като селективен отражател в резонатора на осцилатора бе изследвано за клин с $\alpha_w = 0.03 \text{ mrad}$. Фиг.26 представя спектрите на излъчване на осцилатора, измерени за $\theta_0 = 0, 1.5$, и 3 mrad за 20 μm въздушен ИКРОП. Двете Hg линии (577 и 579 nm) под спектрограмата са дадени като реперни линии. Измерените спектри са модулирани от кривата на усилване на активната среда. Спектрите забележително добре потвърждават теоретичните предвиждания (фиг.23). Спектралната ширина на излъчването на $\frac{1}{2}$ височина бе 0.08 nm. Енергията на изхода на огледалото M бе 0.15 mJ; лазерната енергия, преминала през клина бе 0.2 mJ с приблизително същата спектрална ширина. Подобни резултати са получени и за 200 μm ИКРОП с 4 μm ИК. Системата на фиг.21 бе сравнена с конвенционална система осцилатор-усилвател с дифракционна решетка, използвайки същите кювети с багрило и същите напмпващи енергии. В тази система изходното лъчение от осцилатора, инжектирано в усилвателя, е с ширина на линията 0.2 nm (ширина на $\frac{1}{2}$ височина) и център 590 nm, като може да се пренастройва в рамките на 20 nm. Енергията на обратната връзка е приблизително 0.1 mJ, нивото на фоновия интензитет вследствие на УСЕ е 4–6%. След използване на усилвателя енергията нараства до 0.5 mJ, като фонът флукутира между 5 и 8%.



Фиг.25. Фокусно разстояние f_w на въздушен ИК с различни отразяващи покрития и дебелина $20\text{ }\mu\text{m}$ като функция на ъгъла на падане при $\alpha_w = 0.02\text{ mrad}$ и като функция на дебелината на клина при $\alpha_w = 0.04\text{ mrad}$, $\theta_0 = 5^\circ$.

Фиг.26 Спектър на излъчване на осцилатора при различни ъгли на завъртане на ИК спрямо оста на резонатора: *горе*, $\theta_0 = 3\text{ mrad}$, *по средата*, $\theta_0 = 1.5\text{ mrad}$, *долу*, $\theta_0 = 0\text{ mrad}$. Двете Hg линии (577 и 579 nm) под спектрограмите са реперни линии. Изход на осцилатора е огледалото М.



Системата на фиг.21 беше тествана с $20\text{ }\mu\text{m}$ ИКРОП. Усиленото излъчване от осцилатора се характеризира с 0.25 mJ енергия и 0.15 nm спектрална ширина. Нивото на фоновото лъчение е $0.1\text{--}0.2\%$. На изхода на усилвателя енергията нараства до 0.6 mJ , спектралната ширина е 0.12 nm , и нивото на фоновото лъчение е $0.1\text{--}0.3\%$. При $200\text{ }\mu\text{m}$ ИКРОП спектралната ширина на излъчването на изхода на осцилатора намалява до 0.025 nm . Енергията, преминаваща през ИКРОП, е 0.06 mJ с интензитет на фона около 0.3% . След усилвателя енергията нараства до 0.5 mJ при интензитет на фона под 1% . Без генерация в осцилатора максималната енергия на УСЕ от усилвателя е 0.05 mJ . Спектралната ширина на усиленото излъчване е 0.02 nm с възможност за пренастройка в област от 15 nm . Вижда се, че предложената система се характеризира със значително по-малко фонов лъчение в сравнение с конвенционалната схема при същата изходна енергия, но с подобрени спектрални параметри.

Измерване на дължината на вълната на непрекъснат лазер с клин на Физо

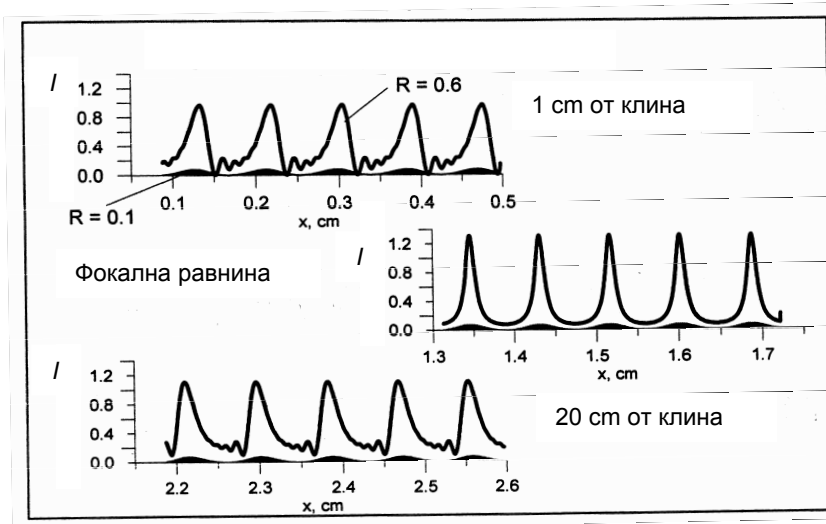
Клинът на Физо за измерване на λ обикновено е съставен от две оптично равни плоски пластини без отразяващи покрития и се прилага моделът на двулъчева интерференция, при който интензитетът на интерференчната картина е $I(\xi) \propto [1 + \cos(2\pi\xi/\Delta\xi + \varphi_0)]$, където $\Delta\xi \approx \lambda/2\alpha_w$ е периодът на ивиците, а φ_0 е началната фаза при $\xi_0 = 0$. Периодът и фазата се измерват с линейна фотодиодна матрица във фокалната равнина на клина при отрицателно падане. Целта на проведения от нас анализ [C19] бе да се изследва възможността за измерване на λ с ИК с отразяващи покрития за подобряване на контраста на интерференчната картина. Основният проблем при такъв ИК е многолъчеватата интерференция, която създава асиметрични ивици с вторични максимуми и затруднява определянето на $\Delta\xi \approx \lambda/2\alpha_w$.

За по-точна оценка на дължината на вълната се измерва фазата φ_0 в реперна точка ξ_0 , в която се знае разликата в оптичните пътища $OPD(\xi)$. Директното пресмятане на $OPD(\xi)$ във всяка точка ξ на CCD-сензора изисква точно да познаваме α_W и дебелината e_0 на клина, което е трудно измерване:

$$OPD(\xi) = [e_0 - \xi \tan \alpha_W / \cos \theta_0] \cdot [\varepsilon_1(1 - \gamma)\delta / \tan \alpha_W + \varepsilon_2 / (1 + \tan \alpha_W \tan \theta_0)]$$

$$\delta = \frac{1}{\tan \theta_0 - \tan(\theta_0 - 2\alpha_W)}, \gamma = \frac{1 - \tan \alpha_W \tan(\theta_0 - 2\alpha_W)}{1 + \tan \alpha_W \tan \theta_0}, \varepsilon_{1,2} = \frac{1}{\cos(\theta_0 - 2\alpha_W)} \mp \frac{1}{\cos \theta_0}, \quad (2.20)$$

Фазата $\varphi_i(\xi_0) = \varphi_{0i}$ се измерва за поредица от n калибрационни дължини на вълните $\{\lambda_i, i=1..n\}$ и с помощта на итерации $OPD(\xi)$ се оценява от системата от n равенства $OPD(\xi_0) = k_i \lambda_i + \varphi_{0i} \lambda_i / 2\pi$, в която k_i са цели числа. Това води до оценка на порядъка $\hat{m}$ и на фазата от $OPD(\xi_0) / \hat{\lambda}_1 = \hat{m} + \varphi_{calc}(\xi_0) / 2\pi$ и до оценката $\hat{\lambda}_2 = OPD(\xi_0) (\hat{m} + \varphi_{mes}(\xi_0) / 2\pi)^{-1}$, където стойността на $\varphi_{calc}(\xi_0)$ се замества с измерената фаза $\varphi_{mes}(\xi_0)$. При експеримент с ИК без покрития след калибриране с 6 дължини на вълните от Ag^+ лазер линията 632.8 nm на He-Ne лазер бе определена с точност 0.004 nm (~ 5 ppm) [C19].



Фиг.27 Интерференчни картини в отражение на различни разстояния от ИК; в равнината на нулевото отместване интерференчните ивици са гладки и симетрични.

Максималният интензитет в интерференчната картина нараства с два порядъка при коефициент на отражение на ИК $R = 0.5$ в сравнение със случая на клин без покрития ($R = 0.04$).

Увеличаването на R нарушава синусоидалния характер на интерференчната картина и се затруднява провеждането на точно измерване по описания по-горе алгоритъм. Във фокалната равнина обаче не се наблюдават вторични максимуми при $R \leq 0.5$ и положенията на минимумите на многолъчевата интерференчна картина съвпада точно с положението на минимумите в двулъчевата картина (фиг.27). За да оценим точността на определяне на λ с ИК с отразяващи покрития бе проведено моделиране на подобно измерване съгласно стъпките: 1) калибриране на λ -метъра с поредица от известни дължини на вълните за R от 0.1 до 0.5. В резултат на калибрирането се определя коефициентът на пропорционалност η и $OPD(\xi_0)$. 2) Моделиране на измерването за неизвестна дължина на вълната и обработка на данните. Оценките на λ се получават след цифрово филтриране, като е постигната точност $5 \cdot 10^{-7}$ за R в интервала 0.1-0.5.

Селектиране на тясна линия и широкоивично пренастройване с интерферометър на Фабри-Перо и клин на Физо

Добре известен подход за селектиране на тясна линия и за пренастройване на лазери с широка крива на усилване, каквито са $Ti:Al_2O_3$ и багрилните лазери, е използването на двойка от интерферометри с голяма (100-200 μm) и малка (около 5 μm) дебелина.

Интерферометърът с голямата дебелина има много на брой тесни резонанси в кривата на усилване на лазера, като тънкият интерферометър селектира един от тях. С двойно-селектиращата техника се постигат спектрални ширини от порядъка на 0.01 nm в широка област на пренастройване. Това предимство на двойно-селектиращата техника частично се компрометира от необходимостта да се синхронизира пренастройването на двата селектора, както и от високата цена за два селектиращи елемента. В дисертацията се разглежда по-прост метод за тесноивично селектиране и пренастройване на базата на автоселектиране в широк спектрален диапазон (около 100 nm) на тесен (~0.05 nm) резонанс в пропускане на единичен интерферометър с голяма дебелина (30-100 μm), използвайки ъгловата зависимост на положението на максимумите в пропускане [A13]. Това се постига чрез специална геометрия на резонатора, при която вътрешно-резонаторният сноп пада върху интерферометъра под два подходящо подбрани ъгъла. Така един интерферометър изпълнява ролята на тесноивичен селектор и вътрешно-резонаторен филтър, които се пренастроят синхронно. Това намалява цената на лазера и съществено опростява пренастройването.

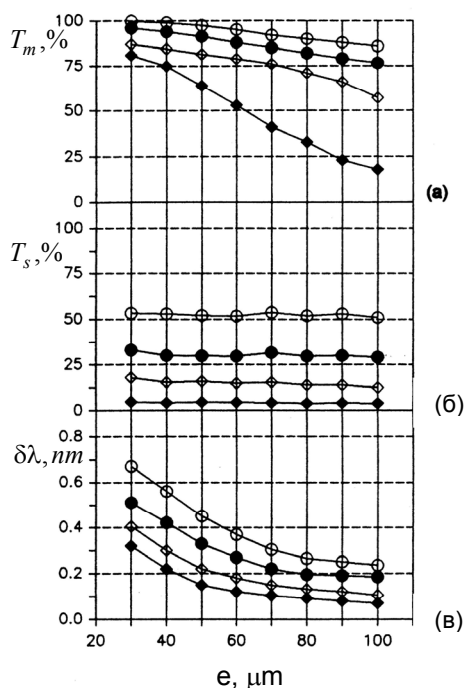
Анализирани са два начина за реализиране на тази идея – с ФПИ и клин на Физо (три примерни решения на резонатора са показани в [A13]). Оста на резонатора пресича ФПИ или ИК два пъти под различни ъгли. Най-простата конфигурация е кръгов резонатор със скръстени оси, като интерферометърът се разполага в точката на пресичането им. Максимумите на пропускане на интерферометъра за двата ъгъла образуват две различни последователности върху оста λ в съответствие с интерференчните порядъци $p_1 - 1, p_1, p_1 + 1, \dots$, и $\dots p_2 - 1, p_2, p_2 + 1, \dots$, където p_1 и p_2 са цели числа. Резонансната дължина на вълната се определя от условието $p_{1,2}\lambda_{p_{1,2}} = 2en_W \cos\theta_{1,2}$, като θ_1 и θ_2 са ъглите на падане. При $\cos\theta_2 / \cos\theta_1 = p_2 / p_1$ максимумите съвпадат за $\lambda_{p_1} = \lambda_{p_2} = \lambda_p$ и когато интерферометърът е поставен под ъгъл $\arcsin(n_W \sin\theta_{1,2})$ към оста на резонатора, пропускане се наблюдава само за избраната λ_p с точност, задавана от ширината на спектралната крива на интерферометъра. Пренастройването се извършва чрез варирането на дебелината му без промяна в геометрията на резонатора. В случая на ФПИ това се прави с пиезо-елемент върху едно от огледалата на интерферометъра. Анализът на системата показва следните ограничения:

1.) *Спектрално отстояние на съседните съвпадащи максимуми.* Те се наблюдават при $p_1 = k(q \mp 1)$, $p_2 = l(q \mp 1)$, където k, l, q са цели числа и q е най-малкият общ множител, което е еквивалентно на спектрално отстояние $\Delta\lambda = \lambda_p / (q \mp 1)$. Например, за ФПИ с $e = 30 \mu\text{m}$ при $\theta_1 = 1^\circ$ и $\theta_2 = 21^\circ 3' 44''$ максимумите съвпадат за $p_1 = 75$ и $p_2 = 70$ при $\lambda_p = 799.878 \text{ nm}$. В този случай $q = 5$ и най-близкото съседно точно припокриване се наблюдава съответно при 670 nm и ~ 1000 nm, т.е. има само едно съвпадане практически в цялата област на усилване на $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$ (0.66-1.1 μm). Практически за всяка комбинация λ , e и n_W има подходящи порядъци p_1 и p_2 (подходящи ъгли θ_1 и θ_2), за които съседните съвпадащи максимуми са извън кривата на усилване.

2.) *Ъглово отстояние на съседните съвпадащи максимуми.* Нарастването на разликата $\theta_2(d+1) - \theta_2(d)$ като функция на $d = p_1 - p_2$ за въздушен интерферометър с дебелина 30-100 μm и λ около 630 и 800 nm при $\theta_1 = 1^\circ$ е достатъчно голямо за да няма проблеми при настройката на ъглите. По-важно е ъгловото отстояние $\theta'_2(d) - \theta_2(d)$, в което за ъгъла $\theta'_2(d) = \arccos[(p_2 \mp 1)\cos\theta_1 / (p_1 \mp 1)]$ има съвпадане с предхождащия (за $p_1 + 1$) или със

следващия (за $p_1 - 1$) спрямо λ_p максимум. То е доста по-малко, спадайки при дебелините интерферометри до $2'-3'$, но все още е достатъчно за точното юстиране на θ_2 .

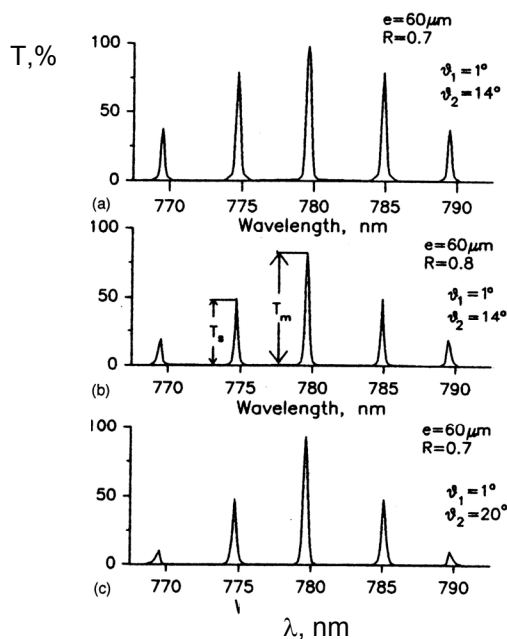
3.) *Спектрално отстояние на максимумите в съседните криви на пропускане за двата ъгъла.* Най-съществен фактор при селектирането на λ_p е приносът на припокриващите се части на кривите на пропускане за двата ъгъла при $p_1 \mp 1$ и $p_2 \mp 1$. Спектралното отстояние $d\lambda = \lambda_p d / (p_1 - 1)(p_2 - 1)$ между резонансите за $p_1 - 1$ и $p_2 - 1$, е функция на разликата между порядъците. Нарастването на λ и на θ_2 води до по-голямо $d\lambda$; при фиксирано λ_p по-големите стойности на e и n_w са еквивалентни на по-малки $d\lambda$. При малки ъгли θ_2 и специално за интерферометри с голяма дебелина, $d\lambda$ може да се изравни със спектралната ширина $\delta\lambda$ на кривата на пропускане на интерферометъра. Това увеличава фоново пропускане на съседните дължини на вълните $\lambda_{p_{1,2}-1}$ и $\lambda_{p_{1,2}+1}$ и компрометира напълно метода. За да го анализираме оценихме зависимостта на параметрите, характеризиращи пропускането и на ФПИ, и на клина на Физо от тяхната дебелина. За ФПИ пресмятането на пропускането $T(\lambda)$ се извършва с формулата на Ейри, а в случая на клина на Физо - с класическите формули на Бросел и изведения от нас алгоритъм за осветяване с ограничен сноп. Първо, разликата в порядъците $d = p_1 - p_2$ трябва да надвишава 5-7, особено при по-малки λ за да се осигури $d\lambda$ за резонансите в съседните на p_1 и p_2 порядъци $p_1 \mp 1$ и $p_2 \mp 1$ не по-малко от ширината $\delta\lambda$ на кривата на пропускане. Това очевидно е еквивалентно на изискването за $\theta_2 > 10-15^\circ$ при $\theta_1 = 1^\circ$. Второ, подходящи дебелини са между 30 и 100 μm ; дебелина под 30 μm води до незадоволителна спектрална селективност на метода, докато над 100 μm $d\lambda < 0.1 \text{ nm}$,



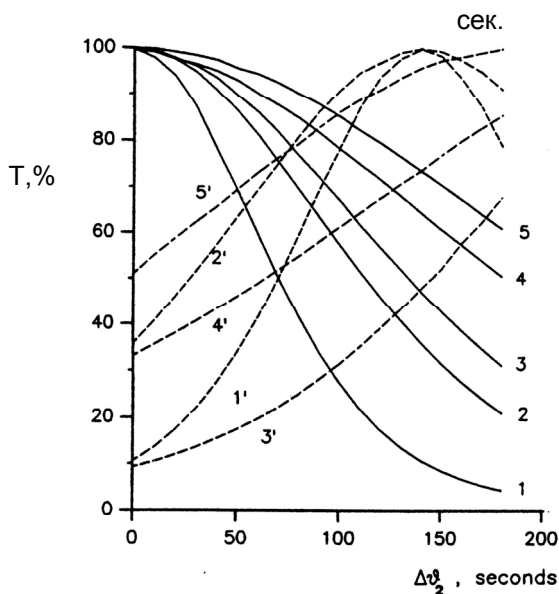
което създава голям фон. Трето, при ИК е вероятно $d\lambda \sim \delta\lambda$ поради по-големите стойности на $\delta\lambda$. Увеличаването на коефициента на отражение осигурява $d\lambda > \delta\lambda$, но за сметка на сериозно намаляване в пропускането на клина. При ъгли на падане над 15° пропускането е 80-90% за дебелини между 30 и 60 μm за $R = 0.8$. Изискванията за голям ъгъл на падане, голямо пропускане и малка спектрална ширина си противоречат едно на друго; затова следва да се намери подходящ компромис.

Фиг.28 Максимално пропускане T_m (а), височина на страничните максимуми T_s (б) и спектралната ширина на резултантната крива на пропускане след едно обхождане на резонатора (в) като функция на дебелината за ИК при $R=0.6$ (○), 0.7 (●), 0.8 (◇), 0.9 (◆).

За титан-сапфировия лазер с импулсно напompване T_m е от порядъка на 70-90 %, $T_s \sim 20-30\%$ и $\delta\lambda$ на основния пик е 0.1-0.3 nm. За лазер с непрекъснато напompване главният пик след пълно обхождане на резонатора следва да е 90-95% с $\delta\lambda \sim 0.5-1 \text{ nm}$ при странични максимуми до 70-80%. За да установим, кога са изпълнени тези условия, оценихме зависимостта на T_m , T_s и $\delta\lambda$ от дебелината e за $R = 0.6-0.9$, $\theta_1 = 1^\circ$ и θ_2 около 20° (фиг.28). Наблюдава се интересна тенденция – височината на страничните пикове за изследвания интервал от дебелини зависи само от коефициента на отражение.



Фиг.29 Резултантното пропускане след едно обхождане на резонатора за 60 μm ИК при ъгли на падане 1° и 14° (а), (б) и 1° и 20° (с).



Фиг.30 Максимално пропускане T_m (непрекъсната линия) и височина на страничните максимуми T_s (прекъсната линия) като функция на отклонението от точното направление θ_2 ; 1,1' - 100 μm, $R = 0.8$, 2,2' - 100 μm, $R = 0.7$, 3,3' - 50 μm, $R = 0.9$, 4,4' - 50 μm, $R = 0.8$, 5,5' - 50 μm, $R = 0.7$

За да илюстрираме предложения подход пресметнахме кривите на пропускане $T_1(\lambda)$ за θ_1 и $T_2(\lambda)$ за θ_2 за ФПИ и ИК, както и на резултантното пропускане $T_1(\lambda) \cdot T_2(\lambda)$. Съвпадането на максимумите е много добро; височината на страничните максимуми в резултантната крива е пренебрежима за ФПИ и по-изразена при ИК. Пресмятанията потвърждават приложимостта на метода. Видно е също така, че ФПИ може успешно да се замени с ИК. Три важни параметъра характеризират един селектор при пълно обхождане на резонатора: (1) максималното пропускане, задавано от височината T_m на кривата $\{T_1(\lambda) \cdot T_2(\lambda)\}^{1/2}$; (2) максималният принос на страничните максимуми, задаван с височината T_s на пикове на кривата $\{T_1(\lambda) \cdot T_2(\lambda)\}^{1/2}$ в съседство с главния максимум; (3) спектралната ширина $\delta\lambda$ на главния пик на $\{T_1(\lambda) \cdot T_2(\lambda)\}^{1/2}$.

Намаляването на $\delta\lambda$ и $d\lambda$ при увеличаване на дебелината e се уравнивяват в интервала от дебелини 30-100 μm. ИК е подходящ за Ti:Al₂O₃ лазер с импулсно напompване при $R = 0.8$, $e = 40-70$ μm и за $R = 0.7$, $e = 60-100$ μm. За R в интервала 0.8-0.9 може да се използва само 30 μm ИК. За по-висока селективност, за предпочитане е да се работи с ФПИ с дебелина (60 -100 μm) с R над 0.9. Ъгълът на падане съществено влияе върху T_s (от 75% за $R = 0.7$ и $\theta_2 = 14^\circ$ до 35% при $\theta_2 = 20^\circ$), докато T_m намалява само с няколко процента. Може да се работи около 14° при по-високи R , както се вижда от фиг.29, където за сравнение е начертана кривата на пропускане за $R = 0.7$ и $\theta_2 = 20^\circ$.

По-голям втори ъгъл осигурява по-добра стабилност на интерференчната картина към разюстиране на θ_1 и θ_2 . За да анализираме този проблем пресметнахме пропускането на

ФПИ при пълно обхождане на резонатора в зависимост от отклонението $\Delta\theta_2$ от ъгъла θ_2 при фиксирана стойност на θ_1 (фиг.30). Нарастването на $\Delta\theta_2$ води до падане на главния пик T_m на избраната λ_p и до нарастване на страничните максимуми отдясно и отляво на λ_p в зависимост от знака на $\Delta\theta_2$, като се стига до точката $T_m = T_s$, след която пропускането за съседни на λ_p дължини на вълните става по-голямо, достигайки при $\Delta\theta_2 = \theta'_2 - \theta_2$ стойност 100%. При по-големи e , θ_2 и R T_m спада по-бързо с $\Delta\theta_2$. От друга страна, поради по-високите странични максимуми при по-малък θ_2 , до точката $T_m = T_s$ се стига по-бързо. Ако вземем стойността на $\Delta\theta_2$, за която $T_m = T_s$, за критерий за поддържане на генерацията на избраната λ_p , трябва да изберем $\theta_2 = 20^\circ$ вместо $\theta_2 = 14^\circ$. При дебелина от порядъка на 100 μm точността на юстиране на θ_2 трябва да бъде 1'.

Предложеният метод бе изпробван с импулсни багрилни лазери (Rh6G и Oxazin 725 в етанол) и с титан-сапфиров лазер, напompвани с втората хармонична (0.53 μm) на Nd:YAG лазер. Експериментите са проведени с три конструкции на ИК – въздушен клин, тънкослойна структура и клиновидна кварцова пластина, като по този начин се покрива целият интервал от дебелини на интерферометъра. Постигнатите експериментални резултати са дадени подробно в [A13].

ГЛАВА III Синусоидална фазова решетка за целите на оптичната метрология

Настоящата глава е посветена на анализа на синусоидална фазова решетка (СФР) за проектиране на синусоидални ивици и на изграждане на базата на този оптичен елемент на фазово-отместващата четири-вълнова профилометрична система за работа в реално време. Проведеното изследване се основава на задълбочен анализ на подходите за извличане на фазата в профилометричните системи с проектиране на ивици [A7,B3,D2]. Извличането на фазата от деформираната от обекта ивична структура (ИС), записана като функция на пространствените координати $\vec{r} = (x, y)$ и времето t , изисква решаването на нелинейна обратна задача чрез анализ на профила на ИС:

$$I(\vec{r}, t) = I_0(\vec{r}, t) + I_V(\vec{r}, t)f[\varphi(\vec{r}, t) + \phi(\vec{r}, t)] \quad (21)$$

където $I_0(\vec{r}, t)$ е бавно изменящ се фонов интензитет, $I_V(\vec{r}, t)$ описва нискочестотния контраст на ивиците, $f[\dots]$ е периодична функция, $f \in [-1, 1]$, и $\varphi(\vec{r}, t)$ е фазата, съдържаща информация за измервания параметър, например профила на обекта. Допълнителният фазов член $\phi(\vec{r}, t)$ не е задължителен; той се въвежда или при формирането на вълновата форма f , или в процеса на оценяване на фазата. Ивичната структура (21) се записват в момента t от CCD камера като двуизмерни дискретизирани изображения $I_m \equiv I(x = i\Delta x, y = j\Delta y, t_m)$ с размери $N_x \times N_y$, където Δx и Δy са стъпките на дискретизация по осите X и Y, а N_x е броят на колоните и N_y е броят на редовете.

Включените в дисертацията резултати са получени с конвенционална фазово-отместваща техника (ФОТ) [A10,C29], базираща се на проектиране на M ИС със синусоидален профил, отместени по фаза една спрямо друга с еднаква фазова стъпка ϕ . Фазата се извлича с помощта на метода на най-малките квадрати:

$$\varphi(x, y) = \arctan \left\{ \frac{\sum_{m=1}^M b_m I_m(x, y)}{\sum_{m=1}^M a_m I_m(x, y)} \right\} \quad (22)$$

като коефициентите a_m, b_m зависят от ϕ . В дисертацията се използват четири и пет стъпковият алгоритъм със стъпка 90° :

$$\hat{\phi} = \arctan \frac{I_4 - I_2}{I_1 - I_3}, \hat{\phi} = \arctan \frac{2(I_4 - I_2)}{I_1 - 2I_3 + I_5}, \phi_n = (n-1) \frac{\pi}{2} \quad (23)$$

ФОТ е точков метод с голям динамичен диапазон, приложим за ИС със затворени ивици. Грешките във фазовата стъпка и несинусоидалната форма на f [. . .] са основните източници на систематични грешки на този метод. ФОТ изисква проектиране на идеални синусоидални ивици, което е трудна задача. Ивиците, получени чрез интерференцията на два колимирани кохерентни снопа светлина, са на фокус в цялото пространство и позволяват измервания с голяма дълбочина и ъгъл на наблюдение [A10], но изискват сложна оптична установка. По-добра стабилност и опростени технически решения се постигат при профилометричните системи с дифракционни решетки или пространствено-светлинни модулатори, но за сметка на появата на по-високи хармонични в проектираните картини.

Синусоидална фазова решетка като оптичен елемент за проектиране на ивици

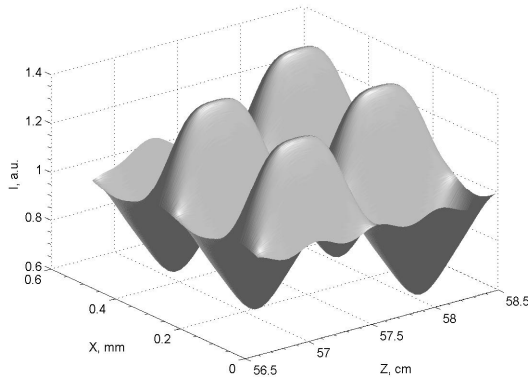
Тънка синусоидална фазова решетка (СФР), която се намира в равнината (X,Y) и чиито линии са успоредни на оста Y, се характеризира с пропускане

$$\tau(x, y) = \exp \left[jm \sin \left(2\pi \frac{x}{L} \right) \right] = \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q(m) \exp \left(j 2\pi q \frac{x}{L} \right) \quad (24)$$

където m е модулационен параметър, L е периода на решетката по оста X, и J_q е Беселова функция от първи род, порядък q . При облъчване на решетката с нормално падаща плоска вълна с единична амплитуда дифракционна картина във Френеловата област е периодична по осите X и Z. В дисертацията комплексната амплитуда $U(x, y, z)$ на вълновия фронт зад решетката е определена по два начина – с предавателната функция за Френелова дифракция и чрез решаване на дифракционния интеграл на Френел. При осветяване с плоска вълна е използван първият подход [A5, B3, C26]. За комплексна амплитуда $U(x, y, z)$ на разстояние z от решетката е получен изразът:

$$\begin{aligned} U(x, y, z) = & J_0(m) + \sum_{q=1}^{\infty} \left[J_q(m) \exp \left(j \frac{2\pi q x}{L} \right) + J_{-q}(m) \exp \left(-j \frac{2\pi q x}{L} \right) \right] \exp \left(-j \frac{\pi \lambda z q^2}{L^2} \right) = \\ & - J_0(m) + 2 \sum_{q=0}^{\infty} J_{2q}(m) \cos \left[4q\pi x / L \right] \times \left\{ \cos \left[(2q)^2 \pi \lambda z / L^2 \right] - j \sin \left[(2q)^2 \pi \lambda z / L^2 \right] \right\} + \\ & j J_{2q+1}(m) \sin \left[(2q+1) 2\pi x / L \right] \times \left\{ \cos \left[(2q+1)^2 \pi \lambda z / L^2 \right] - j \sin \left[(2q+1)^2 \pi \lambda z / L^2 \right] \right\} \end{aligned} \quad (25)$$

Множителят $\exp(jkz)$ е изпуснат като постоянно фазово закъснение и крайните размери на апертурата на решетката не са взети под внимание. Задаването от (25) разпределение на интензитета $I(x, y, z) = UU^*$ не е синусоидално. На фиг.31 е показана типична дифракционна картина, а на фиг.32 нейният спектър, като $I(x, y, z)$ е функция от x и z , тъй като ивиците на решетката са успоредни на оста Y. По оста Z дифракционната картина се състои от редуващи се области, в които дифракционните максимуми по оста X в две съседни области са изместени едни спрямо други на половин период ($L/2$). Профилът на проектираните ивици по X и Z зависи от L , λ и m . Същевременно периодът на проектираните ивици по X не зависи от λ .

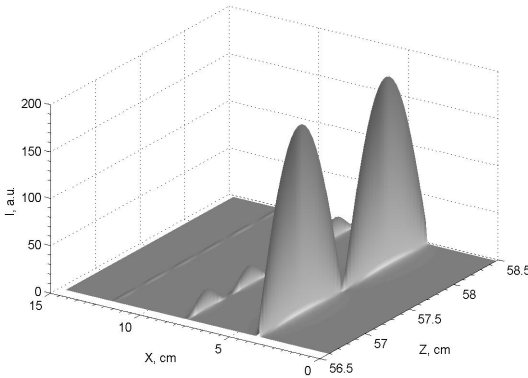


Фиг.31. Разпределение на интензитета в дифракционната картина, създадена от СФР в зоната на Френел, като функция на разстоянието z до решетката при осветяване с плоска вълна. Параметрите на решетката са: $L = 0.025$ cm, $m = 0.2$; $\lambda = 660$ nm.

При СФР редуващите се зони по оста Z с обърнати по фаза ивици са разделени с равнините

$$z_n = \frac{2nL^2}{\lambda}, z'_n = \frac{(2n+1)L^2}{\lambda} \quad n=0,1,2,\dots \quad (26)$$

Талбот равнините, отговарящи на z_n и z'_n , $n = 1,2,\dots$ съдържат “идеален” образ на решетката с равномерно разпределение на интензитета, равно на 1. Контрастът на ивиците нараства с m , което засилва приноса на по-високите хармонични. Анализът показва, че деградиращият ефект от по-високите хармонични става неприемлив за $m > 0.3$. При осветяването с плоска вълна има два съществени недостатъка: 1) размерите на областта по оста Z с постоянен контраст са твърде малки за измерване на обекти по-големи от 1-2 cm; 2) локализацията на тези области по оста Z се мени с λ , което затруднява провеждането на многовълново профилометрично измерване.



Фиг.32. Честотен спектър на дифракционната картина от фиг.31 като функция на z при осветяване с плоска вълна. За удобство, не е показана частта от спектъра, отговаряща на нулевата честота. Параметрите на решетката са $L = 0.025$ cm, $m = 0.2$; $\lambda = 660$ nm.

Систематичната грешка от по-високите хармонични в честотния състав на ивиците, се изменя периодично по оста Z и е приемливо малка за $m \leq 0.3$.

За да се увеличат областите на постоянен контраст на ивиците решетката трябва да бъде осветена с разходящ сноп. Ако той се създава от точков източник на разстояние d от нея, периодът на ИС нараства с разстоянието като $L(z) = L\Lambda(z)$, $\Lambda(z) = 1 + z/d$. Талбот равнините са разположени през нарастващи отстояния една от друга. Комплексната амплитуда $U(x, z)$ на дифракционното поле е намерена чрез решаване на интеграла на Френел [A4, C25], като интензитетът $I = UU^*$ се дава от

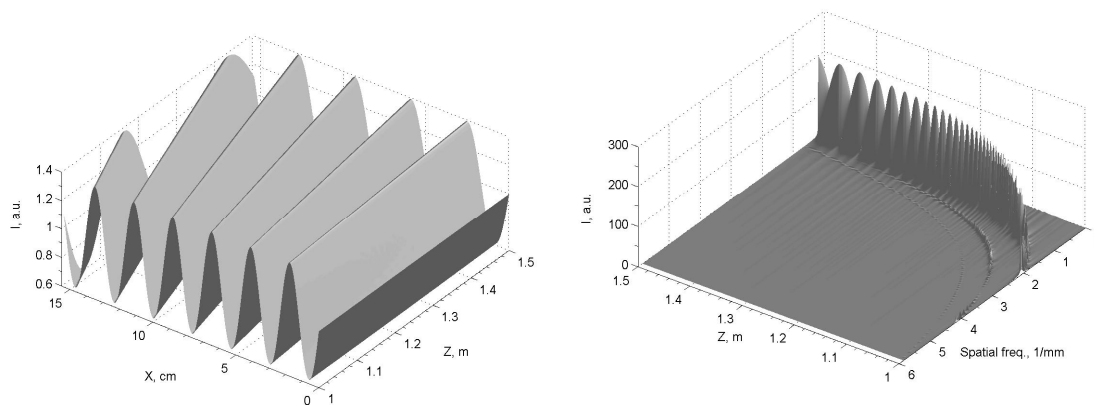
$$I(x, z) = \frac{2A_0^2 d}{z\lambda(z+d)} \left\{ I_0(z) + I_V(z) \sin \frac{2\pi x d}{L(z+d)} + \Theta(x, z) \right\} \quad (27)$$

$$\text{където } I_0(z) = \sum_{q=-\infty}^{\infty} J_q^2, \quad I_V(z) = 2 \left\{ \sum_{q=0}^{\infty} J_{2q} J_{2q+1} \sin(2q+1)\alpha + \sum_{q=1}^{\infty} J_{2q} J_{2q-1} \sin(2q-1)\alpha \right\} \quad (28)$$

$$\Theta(x, z) = 2 \sum_{q=0}^{\infty} \sum_{p=1}^{\infty} [J_{2q} J_{2q+2p+1} \sin(4p\beta) \times \sin\{\alpha(2p+1)(2p+4q+1)\} + \quad (29)$$

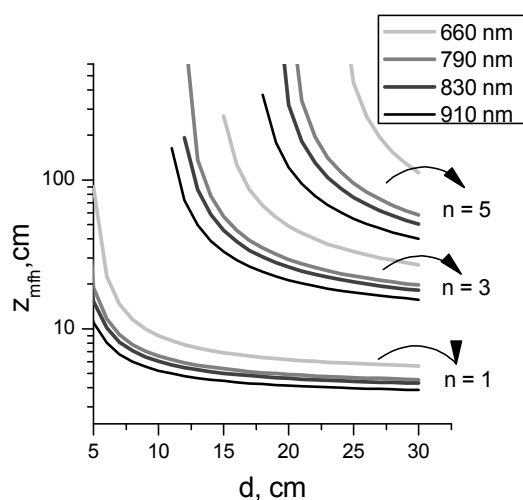
$$+ \cos(4p\beta) \times (J_{2q} J_{2q+2p} \cos\{4\alpha(q+2p)\} + J_{2q+1} J_{2q+2p+1} \cos\{4\alpha p(q+2p+1)\})]$$

и са въведени означенията $\alpha = \pi\lambda z d / [L^2(z+d)]$, $\beta = \pi x d / L(z+d)$.

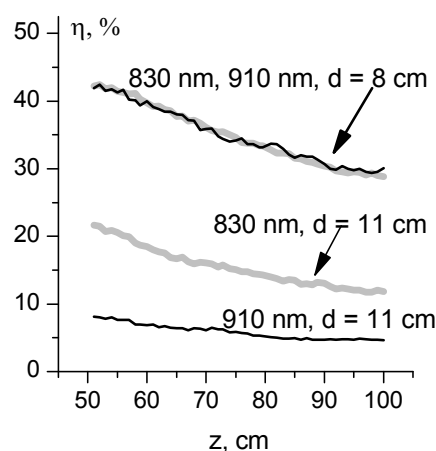


Фиг.33 Дифракционна картина (отляво) и честотен състав на ивиците (отдясно) при осветяване с разходящ сноп ($d = 12$ cm, $\lambda = 830$ nm) на СФР с $L = 0.025$ cm и $m = 0.2$. За удобство, не е показана частта от спектъра, отговаряща на нулевата честота.

При $d = 12$ cm има само една Талбот равнина. След нея контрастът на ивиците е на практика постоянен [C4]. Възможността СФР да създава качествени високо-контрастни синусоидални ивици в голяма област по оста Z при осветяване с разходящ сноп се илюстрира от фиг.33. Приносът на втората хармонична е пренебрежим. Височината на пика в честотната област на първата хармонична по оста z се формира като сума от постоянен фон и осцилиращ член, чийто период нараства с увеличаване на z .



Фиг.34 Разстоянието Z_{mfh} , за което първата хармонична липсва, като функция на отстоянието на осветяващия точков източник от синусоидална амплитудна решетка.

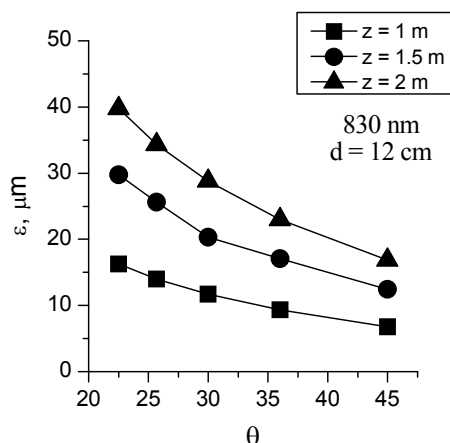


Фиг.35 Отношението между енергиите, концентрирани във втората и първата хармонични, за ивици, създадени от САР с $A_0 = 4A_1$ и СФР с $m = 0.2$ като функция на разстоянието от решетката; за двете решетки $L = 0.025$ cm.

Направено е сравнение на ивиците, създадени от СФР в зоната на Френел, с ивиците, образувани при осветяване с разходящ сноп на синусоидална амплитудна решетка (САР) с пропускане $\tau_A(x) = A_0 + 2A_1 \cos(2\pi x/L)$, където A_0 и A_1 са постоянни амплитуди. Отношението η между енергията във втората и първата хармонични, значително варира с z за тази решетка. При дадени стойности на L , d и λ по оста Z има области, в които

доминира втората хармонична. От условието $z_{mfn} = nL^2 / (2\lambda d - nL^2)$, $n = 2k + 1, k = 0, 1, 2, \dots$ се определя разстоянието z_{mfn} , за което първата хармонична изобщо липсва. Областите в близост до дадено z_{mfn} следва да се избягват (фиг.34). Приемливите стойности на d в близката ИЧ област, в която са налице мощни диодни лазери, са от порядъка на 8-9 cm. Отношението η е сравнено за двете решетки (фиг.35). Резултатите на фиг.35 категорично потвърждават значително по-добрия отклик на СФР в близката ИЧ област.

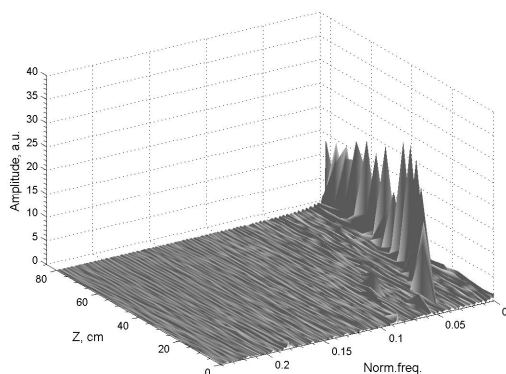
Систематичните грешки при възстановяването на 3D повърхност вследствие на повисоките хармонични в ИС, проектирани със СФР, са оценени чрез моделиране на измерването на тестов обект за случая на конвенционална профилометрична система със скръстени оси, които се пресичат под ъгъл θ . Обектът е част от полу-сфера (купол). Моделирането включва регистрирането на две поредици от N ИС с и без обект за $L = 0.025$ cm, $m = 0.2$, $\lambda = 830$ nm, $d = 12$ cm, $N_x = N_y = 256$, и $\Delta x = \Delta y = 0.075$ mm за $z = 1$ m; 0.1 mm за $z = 1.5$ m и 0.13 mm за $z = 2$ m. Обектът е изрязан от сфера с радиус 145 пиксела, като височината на купола в центъра спрямо опорната равнина е 55 пиксела. Моделирането е направено без отчитане на шума и засенчването на обекта при осветяването му под по-голям ъгъл. Фигура 36 показва средната стойност на грешката в микрометри като функция на ъгъла на осветяване θ . По-големият ъгъл подобрява точността, но така засенчената област от обекта също нараства. Чрез подходящ избор на параметрите на системата се постига по-малко от 20 μ m между максималното повдигане и пропадане на възстановената повърхност по отношение на действителната.



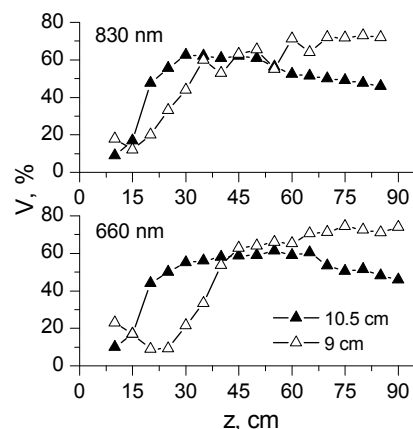
Фиг.36 Средна стойност на максималния размах на $\hat{\varepsilon}(x, y)$, описваща отклонението на възстановената повърхност от действителната като функция на ъгъла на осветяване θ ; $L = 0.025$ cm, $m = 0.2$.

За експеримента СФР бе записана с He-Ne лазер ($\lambda = 632.8$ nm, 30 mW) върху холографска плака за монохромнен запис HP-650, лабораторно производство на ИОМТ-БАН. Химичната обработка на плаките е с фиксиращ проявител, осигуряващ практически фазов запис. Модулацията се постига чрез подходящ избор на експозициите (0.5–1.5 mJ/cm²).

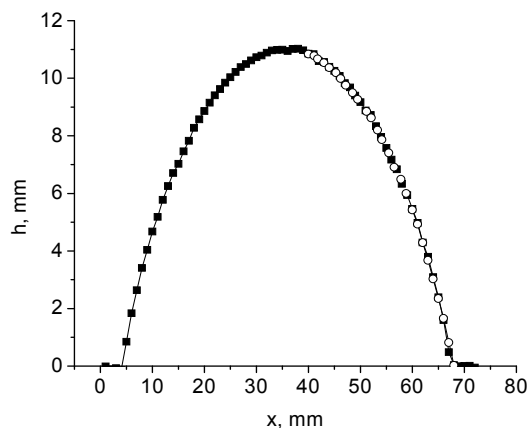
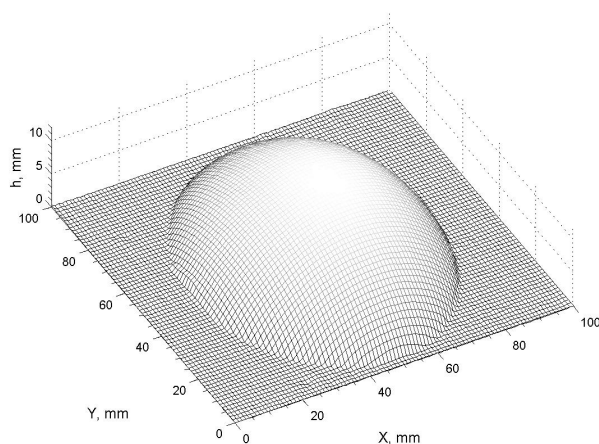
Фиг. 37 и фиг.38 показват честотния състав и контраста на експериментално получените ивици от СФР с $L = 0.025$ cm, като функция на разстоянието. Втората хармонична е съществено по-малка от първата. След единствената равнина на Талбот ивиците са с добър слабо-изменящ се контраст. Проведено е профилометрично измерване със СФР с 5-стъпков алгоритъм. Спекъл-шумът се разглежда като мултипликативен и за намаляването му е приложена хомоморфна трансформация, комбинирана с филтър за адитивен шум. Резултатите за тестовия обект са показани на фиг.39, като фиг.39 отясно сравнява възстановения профил за сечение на купола, минаващо през върха му, с профила, измерен механично с помощта на метално острие. Стандартното отклонение на разликата между двата профила е 81 μ m, което отговаря на относителна неопределеност за върха на купола под 1%. Стандартното отклонение бе оценено от две измервания с острието в 27 точки. На фиг. 40 са показани 5 фазово-отместени на $\pi/2$ ИС, проектирани със СФР, и възстановеният от тях обект. Високата точност при възстановяването е допълнително доказателство за доброто качество на проектираните синусоидални ивици със записаната холографска решетка.



Фиг.37 Честотен състав на проектираните ивици със СФР с $L = 0.025$ cm за $\lambda = 830$ nm; (експеримент).



Фиг.38 Контраст на ивиците, създадени от СФР с $L = 0.025$ cm (експеримент).



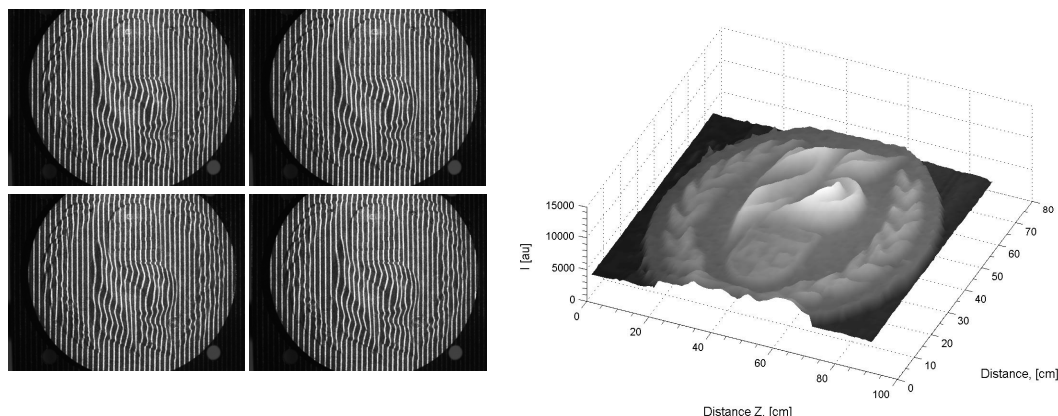
Фиг.39 Профилотрично измерване на купол със СФР: *отляво* – 3-D възстановяване, *отдясно* – сравнение на възстановения с действителния профил (експеримент).

Четири-вълнова проекционна профилотрична система със синусоидални фазови решетки за измерване в реално време

Профилотричните измервания в реално време са сред приоритетните направления в оптичната метрология. Записът в реално време на 3D обекти и сцени чрез проектиране на ИС изисква решаването на софтуерни и хардуерни задачи в пропорция, която непосредствено зависи от броя на изображенията, необходими за извличане на фазата. Извличане на фазата от едно изображение неминуемо предполага усложняване на алгоритмите за обработка, а от няколко изображения изисква запис при висока скорост на достъп и обработка с бързи опростени алгоритми [В3]. Едновременното проектиране и запис на фазово-отместени ИС е най-директния подход за изграждането на фазово-отместваща система в реално време с висока разделителна способност. В [С5,С8] е предложена система за четири-стъпков алгоритъм, като проекционният модул е с четири СФР, осветени с четири ИЧ диодни лазера, генериращи фазово отместени на $\pi/2$ ИС на близки, но различни дължини на вълните (фиг.41). Деформираните от обекта ИС се записват едновременно с четири CCD камери.

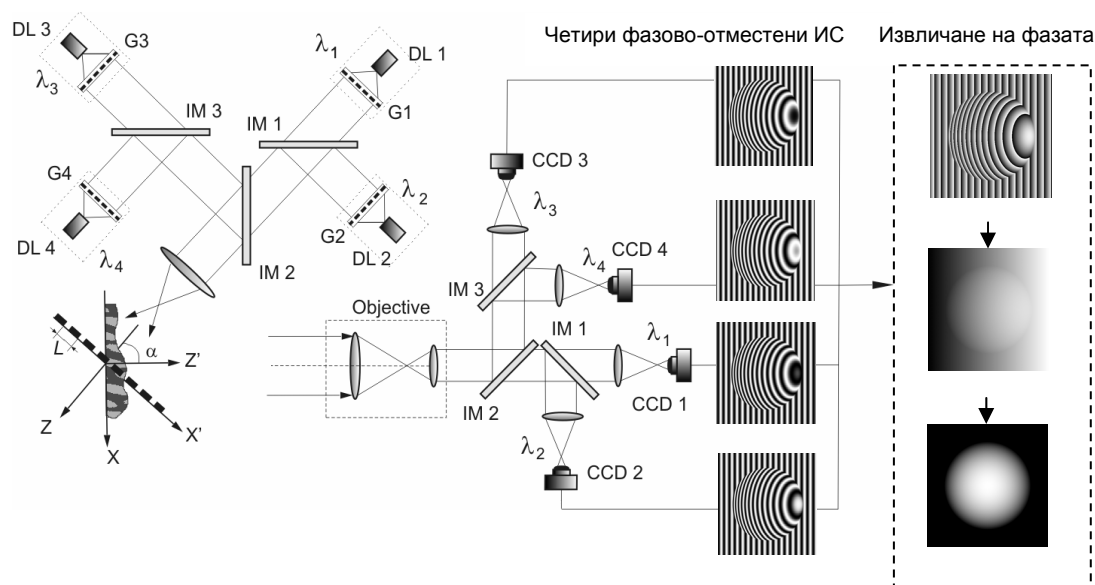
За работата на системата трябва да се решат проблемите, произтичащи от ограниченията на ФОТ: синусоидален профил и еднакъв фонов интензитет и контраст на проектираните

ивици. Зависимостта на $I_V(x, z)$ и $\Theta(x, z)$ в (28) и (29) от λ води до нарастване на систематичните грешки при пресмятане на фазата, когато осветяването е с различни дължини на вълните. Влияние оказват вариациите в модулационните параметри на четирите СФР. Фоновото осветяване в четирите канала също може да е различно. Реализациите на спекъл шума са независими в четирите канала на системата, когато разликите в дължините на вълните на лазерите са от порядъка на 20-40 nm. Всички изброени фактори изискват разработване на надеждна процедура за извличане на фазата.

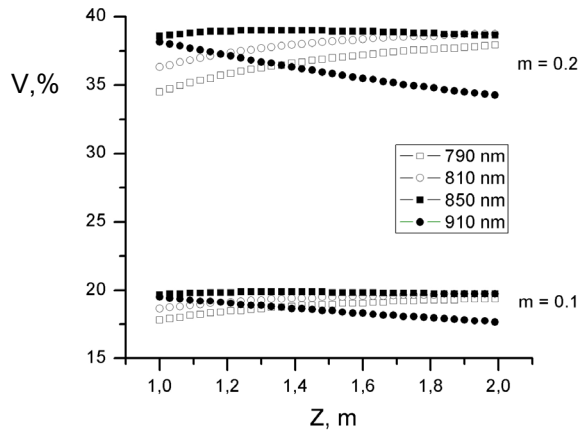


Фиг.40 Проектирани 4 фазово-отместени на $\pi/2$ ивични структури със СФР с $L = 0.025$ cm и възстановения обект (експеримент).

Фиг.42 представя вариациите на контраста на ивиците с разстоянието за СФР с $L = 0.025$ cm при осветяване с $\lambda_1 = 790$ nm, $\lambda_2 = 810$ nm, $\lambda_3 = 850$ nm и $\lambda_4 = 910$ nm. Отстоянието на точковия източник е $d = 12$ cm. Виждаме, че контрастът на ивиците доста малко се различава (3-5%) за различните λ . Максималната стойност на модула на отклонението на оценката на фазата от истинската ѝ стойност при възстановяване на равнина с четири идентични СФР, осветени с разходящ сноп с 790, 810, 850 и 910 nm, не надвишава 0.06 rad за $m = 0.3$ в една много голяма област зад решетката.



Фиг.41 Оптична схема на четири-вълнова проекционна профилометрична система за работа в реално време: DL1-4 – диодни лазери, G1-4 – дифракционни решетки от типа СФР, IM1-3 – интерференчни огледала.



Фиг.42 Контраст на ивиците, проектирани със СФР в зоната на Френел при осветяване с разходящ сноп, в зависимост от разстоянието; $L = 0.025$ cm.

За анализ на работата на системата моделирахме нейното действие, разглеждайки всеки канал като конвенционална оптична схема със скръстени оси [A1,C23]. Интензитетът във всяка от CCD камерите на фиг.41 при нормално ориентирана към опорната равнина оптична ос на

регистращата система се описва от следния модел

$$I_n(x, y) = I(x, y, \lambda_n) = S_n(x, y) B_n(x, y) \left\{ I_0 + I_{Vn}(x, y) \sin \left[\varphi(x, y) + (n-1) \frac{\pi}{2} + \delta_n(x, y) \right] + \Theta'_n(x, y) \right\} + N_n(x, y) \\ = S_n(x, y) B_n(x, y) I_{n0}(x, y) + N_n(x, y), \quad n=1,2,3,4 \quad (30)$$

където $I_{Vn}(x, y)$ дава контраста на ивиците за дължина на вълната λ_n , $\Theta'_n(x, y)$ характеризира приноса на по-високите хармонични за λ_n , като знакът “ ’ ” показва, че обектът деформира също и вълновата форма $\Theta_n(x, y)$, функцията $B_n(x, y)$ описва неравномерното осветяване за четирите светлинни източника. Мултипликативният и адитивният шум $S_n(x, y)$ и $N_n(x, y)$ отчитат спекъл-шума и собствения шум на всяка CCD камера. Членът $\delta_n(x, y)$ отчита грешката във фазовата стъпка. Основният проблем при използването на четири-стъпковия алгоритъм идва от разликата във функциите $I_{Vn}(x, y)$, $\Theta'_n(x, y)$, $B_n(x, y)$, $\delta_n(x, y)$ и от независимите реализации на членовете $S_n(x, y)$ и $N_n(x, y)$. За моделиране на измерването отново е използван купол. Моделирането включва генерирането на две поредици от четири фазово-отместени ИС с и без обект съответно за $\lambda_1 = 790$ nm, $\lambda_2 = 810$ nm, $\lambda_3 = 850$ nm и $\lambda_4 = 910$ nm при следните параметри на системата: $L = 0.025$ cm, $d = 12$ cm, $N_x = N_y = 512$, $\Delta x = \Delta y = \Delta = 0.1$ mm за $z_1 = 1$ m и $\Delta x = \Delta y = \Delta = 0.2$ mm за $z_2 = 2$ m. Куполът представлява част от сфера с радиус N_R пиксела и височина спрямо опорната равнина N_h пиксела.

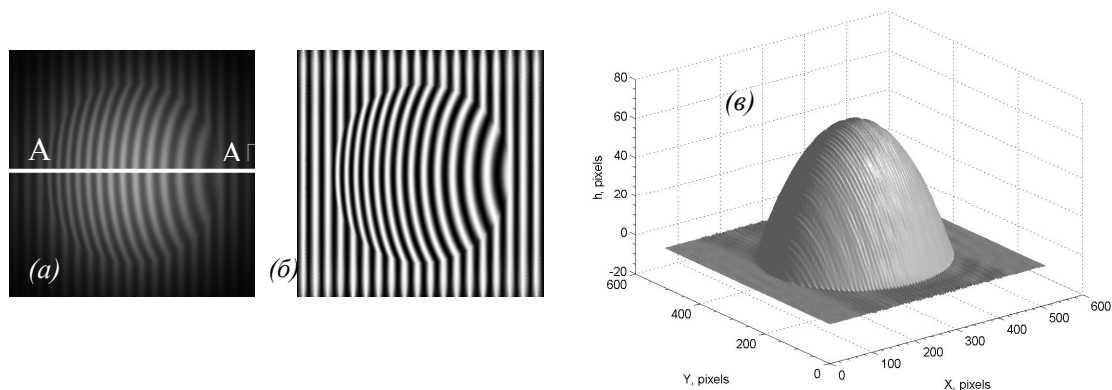
Систематичните грешки от по-високите хармонични и промяната в контраста на ивиците с λ не могат да се разделят при анализа на работата на системата [A1]. Модулацията на интерференчната картина при записа на СФР зависи от експозицията и химичната обработка на холографските плаки. Малки флуктуации в m на четирите решетки увеличат разликата в контраста и честотния състав на четирите проектирани ИС. Стойността на m за четирите решетки следва да се поддържа с точност 0.01-0.02. За $m = 0.2$ това означава, че флуктуациите на m не трябва да надвишават 10%.

Друг източник на грешка е разликата в пространственото разпределение на интензитета $B_n(x, y)$, $n=1,2,3,4$ в сечението на използваните четири лазерни снопа. Всички разпределения се описват с кръгов гаусов модел за $B_n(x, y)$, $n=1,2,3,4$:

$$B_n(x, y) = B_{0n} \exp \left\{ - \left[(x - x_n)^2 + (y - y_n)^2 \right] \omega_n^{-2} \right\}, \quad n=1,2,3,4 \quad (31)$$

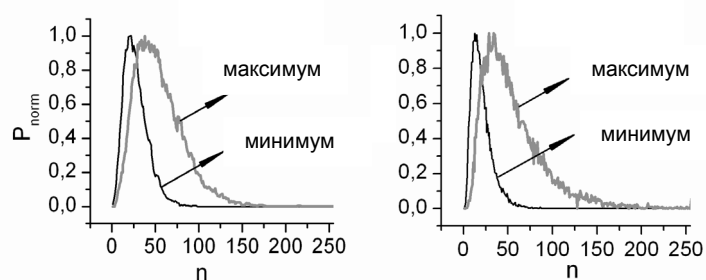
Моделирането е направено за $x_n = 256$, $y_n = 256$, $n=1,2,3,4$, $B_{01} = B_{02} = B_{03} = B_{04} = 128$ без шум при $\omega_1 = 200\Delta$, $\omega_2 = 300\Delta$, $\omega_3 = 450\Delta$, $\omega_4 = 600\Delta$ и $m_1 = 0.18$, $m_2 = 0.19$, $m_3 = 0.20$, $m_4 = 0.21$, както и при $\omega_1 = 300\Delta$, $\omega_2 = 400\Delta$, $\omega_3 = 500\Delta$, $\omega_4 = 600\Delta$ и $m_1 = 0.185$, $m_2 = 0.19$, $m_3 = 0.195$, $m_4 = 0.2$. Двамата случая показват сравнително големи изкривявания, които следва да се избягват в експеримента.

Обектът и опорната равнина се възстановяват със значителна неопределеност (десети от милиметъра), която не може да се отстрани с изглаждане на фазовите разпределения. Проблемът с различните $B_n(x, y), n=1,2,3,4$ в четирите канала се решава чрез нормиране на записаните ИС, което се извършва чрез ротация в честотната област на пропускаща полуравнина, която минава през началото на координатната система. Ротацията на филтъра се извършва със стъпка $\alpha = 2\pi/N$, където $N = 12$. За илюстрация, фиг.43а показва моделираната ИС, отговаряща на λ_1 , $\omega_1 = 200\Delta$ и $m_1 = 0.18$. Фиг.43б показва нормираното изображение на същата ИС, а фиг.43в представя възстановената повърхност на купола след нормирането. Точността значително се повишава: максималният размах на неопределеността за моделираните при $\omega_1 = 300\Delta, \omega_2 = 400\Delta, \omega_3 = 500\Delta, \omega_4 = 600\Delta$ и $m_1 = 0.185, m_2 = 0.19, m_3 = 0.195, m_4 = 0.2$ ИС е под $200 \mu\text{m}$. Отношението между интензитетите в точките А и А' (фиг.43а) за осветяващите снопове е съответно 1:0.92:0.84:0.65. Следователно, ако разликите в интензитетите на лазерните снопове се поддържат в посочените граници, може да се гарантира приемлива точност на 3D възстановяване на обекта след нормирането.

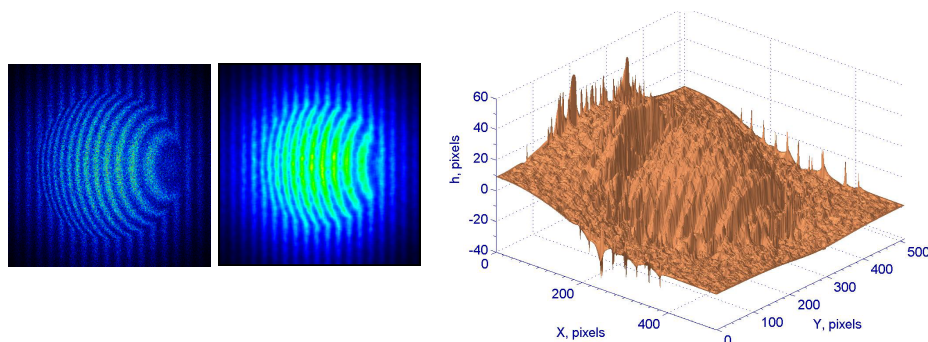


Фиг.43 (а) – ненормирана ивична структура за λ_1 , $\omega_1 = 200\Delta$ и $m_1 = 0.18$; (б) – ИС от (а) след нормиране; (в) 3D възстановяване от нормирани ИС.

Спекъл-шумът в четирите канала на системата е съществен източник на грешка поради практически напълно разрушената корелация между реализациите му в отделните канали. Във всеки канал той е моделиран като независим кръгов Гаусов процес и е δ -корелиран в равнината непосредствено пред обекта. На фиг.44 са показани нормирани хистограми на яркостта, получени при проектиране на ИС върху равнина за моделирани и експериментални изображения при $\lambda = 830 \text{ nm}$. Налице е много добро съвпадение между получените разпределения. Възстановяването на обекта е невъзможно при спекъл-шум, когато ивиците са генерирани с различни СФР и фонов интензитет в четирите канала. Резултатът на моделирането на такъв случай е показан на фиг.45 за $\omega_1 = 200\Delta, \omega_2 = 300\Delta, \omega_3 = 450\Delta, \omega_4 = 600\Delta$ и $m_1 = 0.18, m_2 = 0.19, m_3 = 0.20, m_4 = 0.21$.

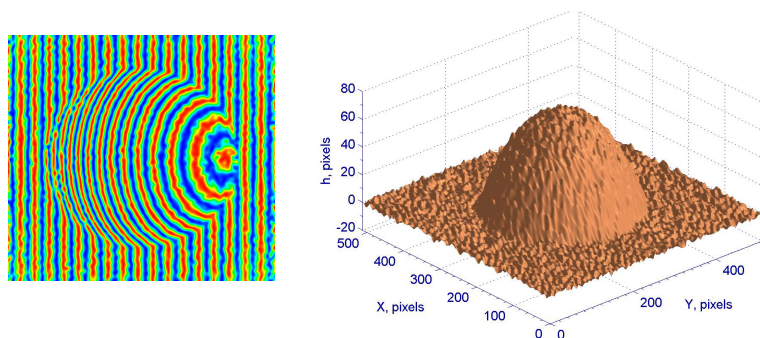


Фиг.44 Нормирани моделирани (отляво) и експериментални (отдясно) хистограми на яркостта при проектиране на синусоидална ИС върху равнина за 830 nm , построени по-отделно за областите около максимума и около минимума на синусоидалните ивици.

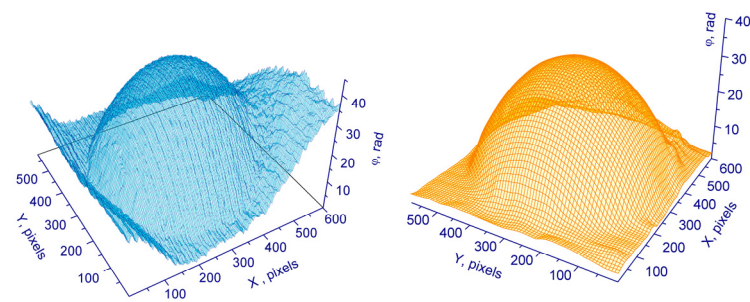


Фиг.45 (а) – ненормирана ивична структура, моделирана за λ_1 , $\omega_1 = 200\Delta$ и $m_1 = 0.18$ и спекъл-шум; (б) – ИС от (а) след хомоморфна трансформация и филтър за адитивен шум; (в) 3D възстановяване на повърхността на купола от филтрирани ИС.

Фигура 45 «а» представя ненормирана ИС за λ_1 , $\omega_1 = 200\Delta$ и $m_1 = 0.18$ и спекъл-шум, а фиг.3.51б – същата ИС след хомоморфна трансформация и филтриране с филтър за адитивен шум с прозорец 5×5 пиксела. Изкривяванията във възстановената 3-D повърхност са големи. Подобрието е безспорно, когато ИС се нормират (фиг. 46) и се отстрани фоновият интензитет с кръгов филтър с радиус 72 пиксела в честотната област. Случайните флуктуации могат да се отстранят с допълнително изглаждане.



Фиг.46 (а) – нормирана ивична структура от фиг.45а, моделирана за λ_1 , $\omega_1 = 200\Delta$ и $m_1 = 0.18$ и спекъл-шум, след филтриране в честотната област; (в) 3D възстановяване на повърхността на купола от нормирани и филтрирани ИС.



Фиг.47 (а) възстановяване на повърхността на тестов обект от филтрирани в пространствената област ивични структури; (б) възстановяване на повърхността на тестов обект от филтрирани в честотната област нормирани ивични структури.

Тестването на четири-вълновата система на фиг.41 бе направено за 795, 810, 830 и 850 nm с четири различни решетки. На фиг.47а е изобразена разгънатата фаза след хомоморфна трансформация и филтриране в пространствената област на регистрираните ИС. Некорелираните изкривявания в записаните ИС са достатъчно големи за да попречат на 3D възстановяването на обекта. След нормиране, отстраняване на фоновия интензитет и филтриране в честотната област по описаната по-горе процедура се получава резултатът на фиг. 47б. Постигнатото стандартно отклонение при възстановяване на профила от 80 μm доказва, че предложената профилометрична система работи добре въпреки недостатъците, произтичащи от комбинирането на четири независими системи за проектиране и запис на ИС, ако регистрираните ИС бъдат предварително обработени.

Глава IV Цифрова холографска микроскопия

Цифрова холографска микроскопска система в реално време

Цифровата холография е особено подходяща за микроскопски изследвания. Широко известните ѝ ограничения вследствие на ниската пространствена разделителна способност на съвременните 2D фотосензори частично се компенсират от съосните схеми, при които опорният и предметният сноп са съпосочни. Въвеждането на фазово отместване в опорния сноп позволява директно извличане на комплексната амплитуда на светлинното поле от обекта и елиминиране на нулевия порядък и виртуалния образ, които се припокриват с възстановения образ в съосната холографията. Фазово-отместващата техника изисква, както вече бе обсъдено в Глава 3, най-малкото три фазово-отместени последователно записани интерференчни картини. Това ограничава приложенията в реално време. Възможно решение за измерване в реално време е съосната ЦХМ с няколко камери, записващи едновременно отместени по фаза изображения. Целта на изследванията, проведени в рамките на настоящата дисертация е да се провери ефективността на ЦХМ система с четири CCD камери за измерване в реално време.

Фигура 48 показва схемата на холографска микроскопска система с едновременен запис на четири фазово-отместени картини [B1,C24,C28]. Тя се базира на паралелен холографски запис в равнината на възстановеното изображение с четири CCD камери и четири идентични Мах-Цендер интерферометъра, в които опорните снопове са последователно отместени на $\pi/2$. Оптичните пътища в интерферометрите се контролират с помощта на разделители на снопа, оптични компенсатори и отражатели. За въвеждане на фазовите стъпки се използват фазови закъснители. Основният проблем при техническата реализация на подобна система е нарастването на източниците на грешка поради наличието на четири канала. CCD камерите на фиг.48 записват следните четири интерференчни картини

$$I_l(x, y; \phi_l) = |U_O(x, y) + U_R^l(x, y)|^2 = |U_R^l|^2 + |U_O|^2 + U_R^l U_O^* + U_R^{l*} U_O, \quad l = 1, 2, 3, 4 \quad (32)$$

където $U_O(x, y) = A_O(x, y) \exp[i\phi_0(x, y)]$ и $U_R^l(x, y) = A_R^l(x, y) \exp[i\phi_l]$ са комплексните амплитуди на предметния и опорния сноп в канала "l", ϕ_l е постоянната фазова стъпка между двата снопа и "*" означава комплексно спрегната величина. От $I_l(x, y) = I[x, y; (l-1)\pi/2]$, $l = 1, 2, 3, 4$ се пресмята $U_O(x, y) = (4U_R^*)^{-1} \{I_1(x, y) - I_2(x, y) + i[I_1(x, y) - I_3(x, y)]\}$ или само фазата

$$\varphi_O(x, y) = \arctan \left[\frac{I_4(x, y) - I_2(x, y)}{I_1(x, y) - I_3(x, y)} \right] = \frac{2\pi}{\lambda} \int_0^{h(x, y)} [n_s(x, y, z) - n_m] dz \quad (33)$$

при условие, че комплексната амплитуда на опорния сноп е една и съща във всичките канали. Тук λ е дължината на вълната, n_s е показателят на пречупване на образеца, n_m - този на средата и $h(x, y)$ е височината на обекта. Интензитетът и фазовото разпределение на възстановения реален образ се определят с помощта на интеграла на Френел-Кирхоф [A8]. Интерференчните картини в равнината на възстановения образ са $I_l(x, y) = I_l^0(x, y) + \gamma_l(x, y) \cos \Psi_l(x, y) + N_l(x, y)$, $l = 1, 2, 3, 4$, където $I_l^0(x, y)$ и $\gamma_l(x, y)$ описват фона и контраста в канала "l", фазата $\Psi_l(x, y)$ съдържа релевантната информация и $N_l(x, y)$ е адитивен шум. Фазата $\Psi_l(x, y)$ се записва като:

$$\Psi_l(x, y) = \varphi_O(x, y) + \psi_l(x, y) + \frac{\pi}{2}(l-1) + \delta_l, \quad (34)$$

Информацията за фазовия обект е кодирана във фазата $\varphi_O(x, y) = 2\pi\lambda^{-1}(n_s - n_m)h(x, y)$, като сме допуснали, че показателят n_s е постоянен в изследвания обект. Членовете δ_l и $\psi_l(x, y)$ описват за канала "I" неопределеността при задаването на фазовата стъпка и при определянето на фазата без обект при интерференцията на сноповете в предметното и опорно рамо на Мах-Цендер интерферометъра. За едноканална холографска система приносът на $\psi_l(x, y)$ лесно се компенсира. За системата на фиг.48, обаче, δ_l и $\psi_l(x, y)$ са различни в четирите канала и това води до сериозни трудности при възстановяването на обекта. Този проблем е изследван чрез топографско възстановяване на фазов обект за два модела:

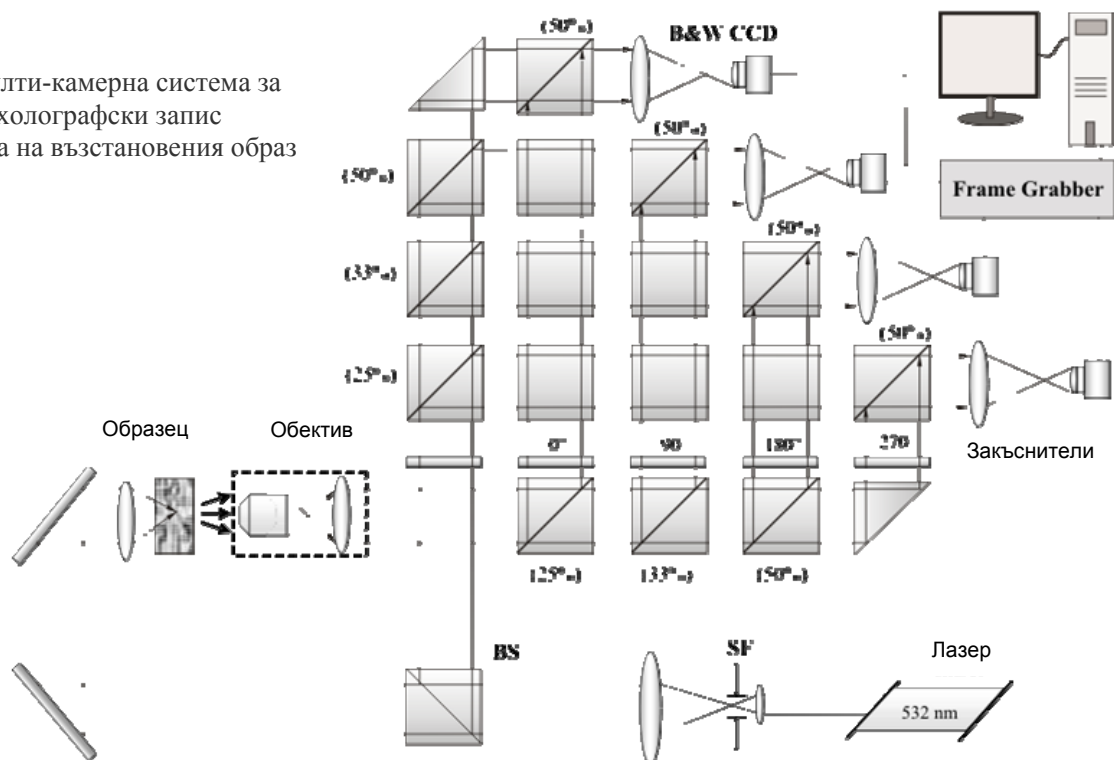
1.) При модел 1 опорният и предметният сноп във всеки канал се моделират като две плоски вълни $U_0^l(\vec{r}) = A_0^l \exp(-j\vec{k}_0^l \vec{r})$ и $U_R^l(\vec{r}) = A_R^l \exp(-j\vec{k}_R^l \vec{r})$, където $\vec{r} = (x, y, z)$, вълновите вектори $\vec{k}_0^l$ и $\vec{k}_R^l$ на предметния и опорния вълнови фронт сключват ъгли $90^\circ - \eta_{x,y,z}^l$ и $90^\circ - \xi_{x,y,z}^l$ с осите X, Y и Z, и A_0^l и A_R^l са амплитудите на двете вълни. Тук и по-долу индексът «l» заема стойностите 1, 2, 3 и 4. Фазовият член $\psi_l(x, y)$ се задава от

$$\psi_l(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left[(\sin \eta_x^l - \sin \xi_x^l)x + (\sin \eta_y^l - \sin \xi_y^l)y \right] \quad (35)$$

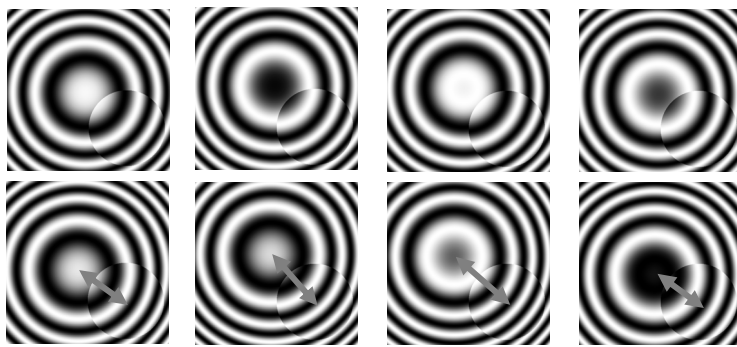
2.) При модел 2 предметният сноп е плоска вълна $U_O^l(x, y) = A_0^l \exp[-j(k_{ox}^l x + k_{oy}^l y)]$, където (k_{ox}^l, k_{oy}^l) сключва ъгли $90^\circ - \eta_{x,y,z}^l$ с осите X, Y и Z, а опорният сноп се задава като сферична вълна $U_R^l(\vec{r}) = A_R^l \exp\{-jk[(x-x_l)^2 + (y-y_l)^2]/2R\}$ в параксиално приближение с радиус R и (x_l, y_l) са координатите на върхната му точка в координатната система, свързана с всяка камера; при този модел $\psi_l(x, y)$ се описва с по-сложна повърхност:

$$\psi_l(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} \left\{ (x \sin \eta_x^l + y \sin \eta_y^l) - \frac{1}{2R} [(x-x_l)^2 + (y-y_l)^2] \right\} \quad (36)$$

Фиг.48 Мулти-камерна система за паралелен холографски запис в равнината на възстановения образ



Размерът на изображенията е 256×256 или 512×512 пиксела и $x_l = y_l = 128$ или 256 респективно, като отклоненията на вълновите фронтове се задават чрез η_x^l и η_y^l . Контрастът $\gamma_l(x, y)$ се моделира независимо от фазата $\Psi_l(x, y)$ от $\gamma_l(x, y) = \gamma_0 \exp\left\{-\left[(x - x_{cl})^2 + (y - y_{cl})^2\right]/R_c^2\right\}$ при различни, x_{cl}, y_{cl} , а стойността на R_c е еднаква за всички канали. Формата на $\psi_l(x, y)$ и $\gamma_l(x, y)$, $l=1,2,3,4$, не е важна за анализа; фактът, който има значение е, че $\psi_l(x, y)$ и $\gamma_l(x, y)$ не съвпадат в отделните канали. На фиг. 49 са показани като контурни карти фазово-отместени на $\pi/2$ интерференчни картини при η_x^l и η_y^l от порядъка на $5'$ и $15'$. Те са симулирани като матрици от 8-битово кодирани интензитети за $N_x \times N_y = 512 \times 512$ пиксела при $\Delta_x = \Delta_y = \Delta = 0.2 \mu\text{m}$ и $\lambda = 0.532 \mu\text{m}$ за случая на еднакъв фонов интензитет и контраст в каналите без шум и при точни фазови стъпки. Обектът е малък цилиндър с леко скосена плоска горна повърхност с $h = 10 \mu\text{m}$ и $n_s - n_m = 0.2$. Увеличаването на η_x^l и η_y^l от $5'$ на $15'$ води до различни отстояния на върхната точка на сферичния вълнови фронт от центъра на цилиндъра.



Фиг.49 8-битови фазово-отместени на $\pi/2$ интерференчни картини, записани в четирите оптични канала на системата на фиг.48 (модел 2): *горе* - отклонение между опорния и обектния сноп от порядъка $5'$ във всеки канал; *долу* - отклонение от порядъка на $15'$ във всеки канал.

Проблемът с различните отклонения между опорния и предметния вълнови фронтове в четирите канала се решава чрез калибриране на системата. Фазовите грешки $\psi_l(x, y)$ могат да се измерят предварително чрез последователен запис на четири фазово-отместени на $\pi/2$ интерференчни картини $\tilde{I}_n^l$ без обект, където индексът $n=1,2,3,4$ съответства на $\frac{\pi}{2}(n-1)$, а “ l ” на номера на канала. При близки фонов интензитети и контраст и известни $\psi_l(x, y)$ директно се получава формула за фазата на обекта:

$$\text{tg}\varphi_0 = \frac{(I_4 - I_2)(a_1 + a_3) - (I_1 - I_3)(b_2 + b_4)}{(I_1 - I_3)(a_2 + a_4) + (I_4 - I_2)(b_1 + b_3)} \quad (37)$$

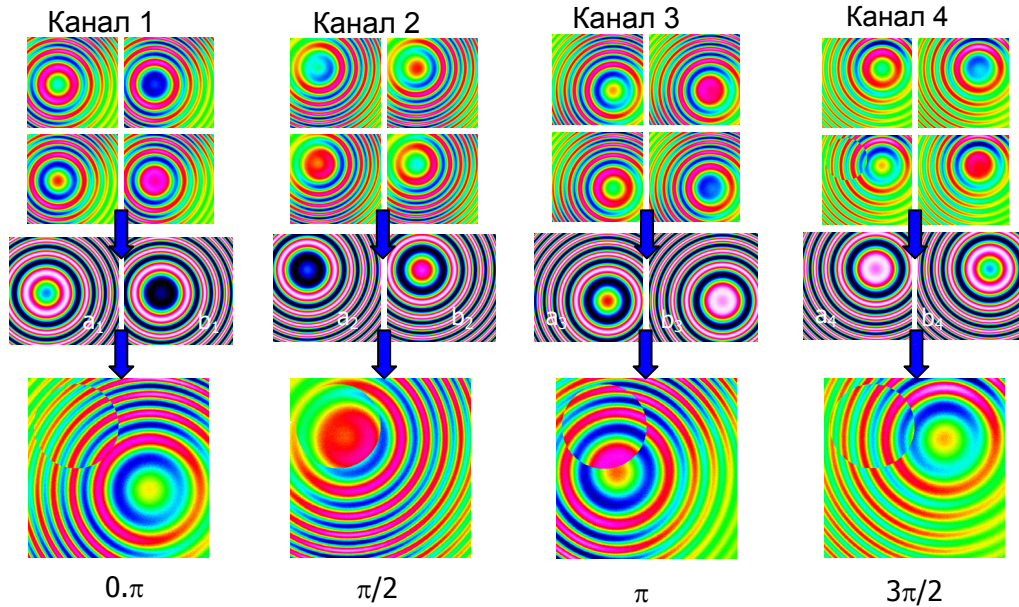
където са въведени означенията $a_l(x, y) = \cos \psi_l(x, y)$, $b_l(x, y) = \sin \psi_l(x, y)$ и

$$\psi_l(x, y) = \arctan \left[\frac{\tilde{I}_4^l(x, y) - \tilde{I}_2^l(x, y)}{\tilde{I}_1^l(x, y) - \tilde{I}_3^l(x, y)} \right], \quad l = 1, 2, 3, 4 \quad (38)$$

Модифицираният алгоритъм (37) е изобразен схематично на фиг. 50. Симулациите за модел 2 за големи отклонения до 1° дават нулева систематична грешка при отсъствие на шум, еднакъв фонов интензитет и контраст на ивиците във всички канали.

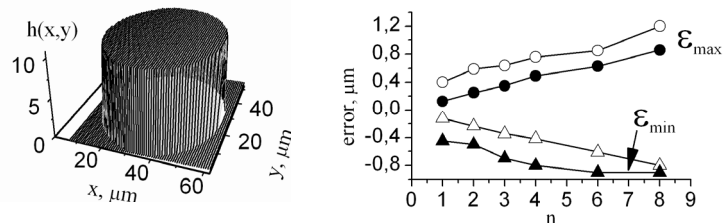
Фазите $\psi_l(x, y)$ се определят с някаква неопределеност, когато фоновите интензитети и контрастът на ивиците се различават. Грешките при задаване на фазовите стъпки и наличието на шум при холографския запис също влошават точността. С помощта на моделиране е анализирано влиянието на всеки фактор по-отделно и на действието им като цяло върху оценяването на $\psi_l(x, y)$ и $\varphi_0(x, y)$ [B1,C24,C28]. Устойчивостта на

алгоритъма към разликите във фоновия интензитет е изследвана с модела $\tilde{I}_l(p\Delta, q\Delta) = I_l^0[1 + \cos \Psi_l(p\Delta, q\Delta)] + N_l(p\Delta, q\Delta)$, където $\tilde{I}_l$ са кодирани като 8-битови числа, а I_l^0 са различни в четирите канала, при нарастваща разлика n в $I_0^l = I_0^1 + (l-1)n$. Фигура 51 показва възстановения обект за $n = 0$ при отклонения между посоките на плоските вълнови фронтове в отделните канали от порядъка на $2'$ при точна фазова стъпка, както и границите на грешката при възстановяване като функция на n . Налице е значителна неопределеност даже при n , равно на 1 или 2.



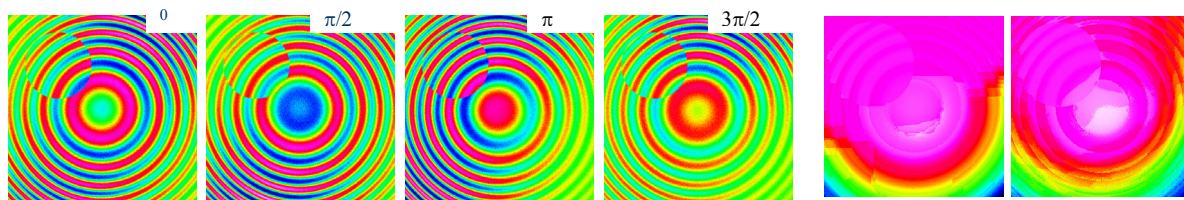
Фиг.50. Модифициран фазово-стъпков алгоритъм: във всеки канал се регистрират 4 фазово-отместени на $\pi/2$ интерференчни картини на опорната равнина $\tilde{I}_n^l$, $n=1,2,3,4$, и се намират двумерните разпределения $a_l(x,y)$ и $b_l(x,y)$, след което се регистрират фазово-отместени на $\pi/2$ интерференчни картини I_l с обекта и се пресмята фазата на обекта.

Фиг.51. Отляво: възстановяване на $10 \mu\text{m}$ обект за $I_1^0 = 128$, $I_2^0 = 127$, $I_3^0 = 126$, $I_4^0 = 125$ при $x_l = y_l = 256$; отдясно: максимална и минимална стойности на грешката при възстановяване $\varepsilon(x,y)$ като функция на n ($\circ$ и $\triangle$ – $\sigma_{ph} = \lambda/80$, $\bullet$ и $\blacktriangle$ – точна фазова стъпка и $\sigma_N = 2$).

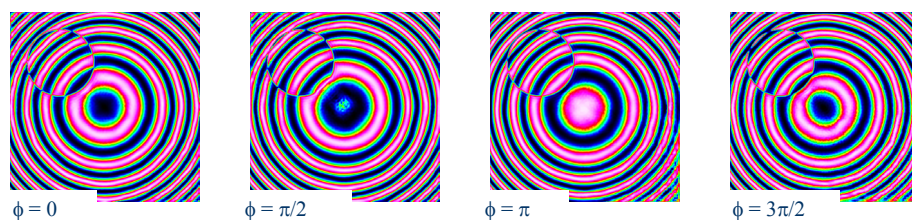


На фиг.52 са показани интерференчни картини с големи вариации на фоновия интензитет и контраста. Моделирането е направено за цилиндър с височина $h = 2,4 \mu\text{m}$ и $n_s - n_m = 0.1$ за модел 2 при отклонение $2'$ между плоските вълни $U_0^l(\vec{r})$ и нормалите към равнините на апертурите на CCD камерите; добавен е и адитивен Гаусов шум с $\sigma_N = 6$. Модифицираният алгоритъм (37) не успява да възстанови обекта от интерференчните картини на фиг.52, въпреки че те са получени при много добро юстиране. Проблемът с различните стойности на I_0^l и γ_l се решава с нормиране и филтриране в честотната област на интерференчните картини (виж Глава 3). Ако модифицираният алгоритъм се приложи към нормираните интерференчни картини на фиг. 53, той възстановява добре

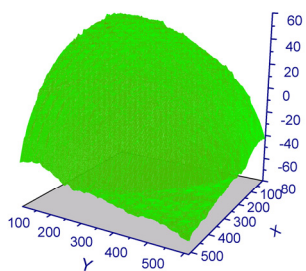
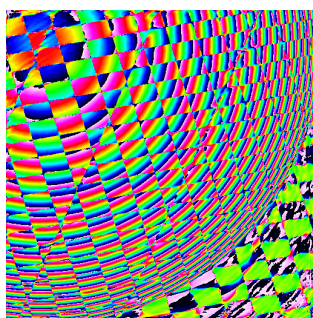
вертикалните стени на цилиндъра, докато плоските повърхности се възстановяват със ср.кв. отклонение, вариращо от $0.01 \mu\text{m}$ до $0.05 \mu\text{m}$. Неопределеностите при възстановяване се дължат отчасти и на малките изкривявания при процедурата на нормиране. Анализът показва, че е препоръчително да се използват ненормирани интерференчни картини $\tilde{I}_n^l$ за пресмятане на $a_l(x, y)$ и $b_l(x, y)$ и така да се намали грешката вследствие на изкривяванията при нормирането.



Фиг.52. отляво -8-битови I_l , моделирани при различаващи се контраст и фонов интензитет в отделните канали (модел 2). Моделирането е направено при $\gamma_0 = 100$, $x_{c1}=200$, $x_{c2}=240$, $x_{c3}=280$, $x_{c4}=320$, $y_{c1}=160$, $y_{c2}=320$, $y_{c3}=240$, $y_{c4}=80$, $R_c=300$ и $I_1^0=150$, $I_2^0=128$, $I_3^0=112$, $I_4^0=102$; отдясно - възстановената фазова карта на обекта след прилагане на модифицирания алгоритъм към интерференчните картини с използване на Quality Map Guided Path Following и Minimum Lp Norm Algorithm [1].

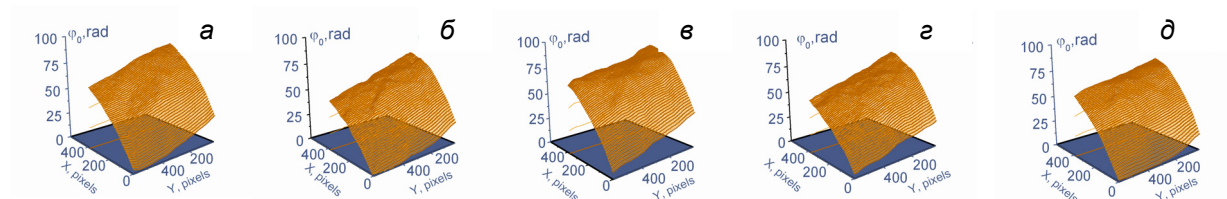


Фиг.53. Интерференчните картини на фиг.52 след нормиране в честотната област и отстраняване на фоновия интензитет.

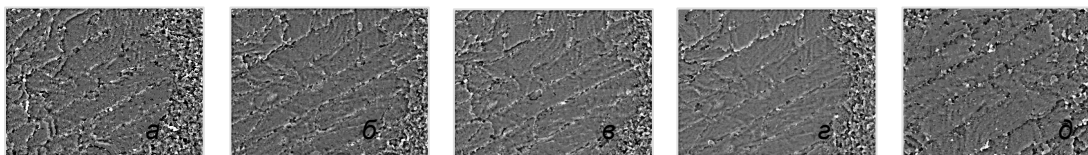


Фиг.54. Фазова карта по модул 2π (отляво) и възстановената фаза за обект, представляващ част от полусфера, получени с модифицирания алгоритъм (37) след нормиране на интерференчните картини (отдясно).

Ефективността на разработената процедура се илюстрира с доброто възстановяване на част от полусфера при модел 2 (фиг.54). Интерференчните картини I_1 , I_2 , I_3 , I_4 в четирите канала са регистрирани при отклонения от порядъка на $1-2^\circ$. Допълнително има разлика в контрастите и фоновия интензитет.



Фиг.55. Възстановената фаза за част от полусфера, при фазово-стъпково измерване във всеки от каналите (а-г) и при едновременно измерване с четирите камери (д) (експеримент).



Фиг.56. Възстановената фаза за ципа от лук, при фазово-стъпково измерване във всеки от каналите (а-г) и при едновременно измерване с четирите камери (д); увеличение 40х.

Експериментална проверка бе направена за част от поликарбонатна сферична микролеща. Фигура 55 съпоставя резултата от едновременното фазово-стъпково измерване с четири камери с резултатите, получени за всеки канал по-отделно. Фигура 56 показва резултати за клетки от ципа на лук. Получените резултати потвърждават ефективността на модифицирания фазово-отместващ алгоритъм за извличане на фазата при разлики в опорните вълни в четирите канала.

3D визуализиране на прозрачни фазови обекти.

ЦХМ е мощен инструмент за запис на прозрачни и полу-прозрачни микро-обекти. Записаните холограми предоставят нужната информация за възстановяване на релефа на обекта или на разпределението на показателя на пречупване вътре в него [A8,C7,C10]. Логично следствие от холографския запис е холографското визуализиране на обработените данни с помощта на един или няколко пространствено-светлинни модулатора (PCM) с отчитане на ограниченията и приближенията, възникващи при преобразуването на холографската интерференчна картина, която е 2D масив от реални числа, към формата на данните за PCM. Въпреки големия прогрес в развитието на холографските дисплеи проблемът за подходящо визуализиране на прозрачни обекти продължава да бъде дискуссионен [A8,C7,C10].

Настоящата дисертация има за цел да предложи и тества различни подходи за визуализиране на чисто фазови обекти, чиито холограми са записани от един/много ъгли на наблюдение с помощта на ЦХМ или са синтезирани с компютър¹. Оптичното възстановяване се осъществява с PCM. Същественото в случая е, че дължината на вълната, броят и размерът на пикселите на фотосензора при записа на холограмите се различава от съответните стойности на тези параметри за холографския дисплей. Другата съществена особеност е, че използваните в повечето случаи PCM са само фазови модулатори, което изисква преобразуване на холографските данни за оптичното възстановяване.

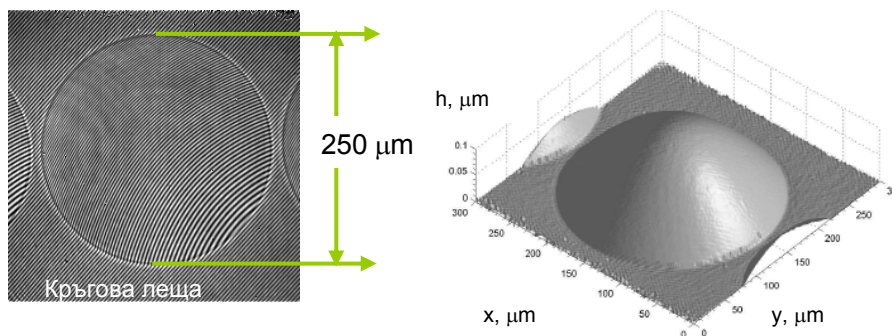
Директният подход е да се композира 3D облак от точки от топографското компютърно 3D възстановяване на обекта, от който се генерират компютърно холограми за оптичното възстановяване за различни перспективи. По-прецизен подход за композиране на облак от точки е възстановяване на пространственото разпределение на показателя на пречупване $n(\vec{r})$ вътре в обекта. Познаването на това разпределение позволява точно възстановяване на формата на обекта в 3D пространството и разглеждането му от всички ъгли. Определянето на $n(\vec{r})$ е обект на дифракционната оптична томография, която се базира на холографски запис на обекта от многобройни

¹ Записът и компютърното синтезиране на холограмите на микро-обектите са осъществени от групата “Microvision and Micro-Diagnostics” на проф. Кристиан Делперсанж към лабораторията по фотоника на Института по микроинженерство в EPFL (Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne), Швейцария, (<http://apl.epfl.ch/muvision>) в рамките на проект “Real3D” по 7 РП на Европейския съюз.

ъгли. Идеино различен подход е да се имитира наблюдение на прозрачен обект, който е поставен пред текстурен фон. За обектите, които предизвикват силна дифракция, може директно да се възстанови предметния сноп от записаните холографски данни за фазата на обекта.

В дисертацията са разгледани два типа фазови обекти: 1) микро-обекти с постоянна стойност на показателя на пречупване, които се възстановяват от цифрови извън-осеви холограми; 2) микро-обекти с неравномерно разпределение на показателя на пречупване вътре в обекта, които се възстановяват от цифрови извън-осеви холограми, записани под различни ъгли. Към първия тип обекти се отнасят матрици от микролещи; извън-осева холограма за силициева кръгова микролеща е показана на фиг.57. Холограмата с размер 256×256 пиксела е записана в равнината на изображението за $\lambda = 1.28 \mu\text{m}$. Подробно описание на използвания холографски микроскоп може да се намери в [2]. Размерът на пиксела на CCD камерата е $30 \mu\text{m}$. Както е известно, силициевите микролещи са прозрачни в близката инфра-червена област. Направеното в дисертацията профилометрично възстановяване на микролещата е показано на същата фигура.

Като фазов микро-обект от втория тип в дисертацията са използвани симулационни холографски данни (фиг.58). Данните представляват холограми в пропускане (фиг.59), записани при осветяване на обекта с плоски вълни, които се разпространяват с ъглово отстояние от 10° една спрямо друга за $\lambda = 0.68 \mu\text{m}$. Разстоянието между обекта и равнината на измерване е $68 \mu\text{m}$, т.е. 100λ . Максималният размер на обекта в равнината на възстановеното изображение за $\lambda = 0.68 \mu\text{m}$ е под $5 \mu\text{m}$. Размерът на всяка холограма в пиксели е 200×200 с размер на пиксела в равнината на измерването $\Delta_{hol} = 2.4043 \times 10^{-7} \text{m}$. Показателят на пречупване на средата е 1, а вариациите му вътре в обекта не превишават 1.0004 за прилагане на първото приближение на Борн. Моделирането е без шум.

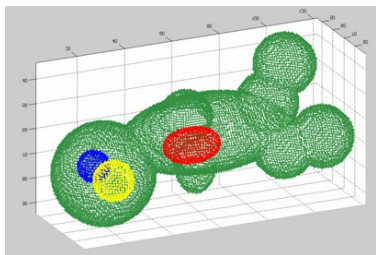


Фиг.57 Цифрова извън-осеви холограма на кръгова силициева микролеща в равнината на изображението (отляво). Профилометрично възстановяване на участък от матрица с кръгови микролещи след извличане на фазата от извън-осевата цифрова холограма (отдясно).

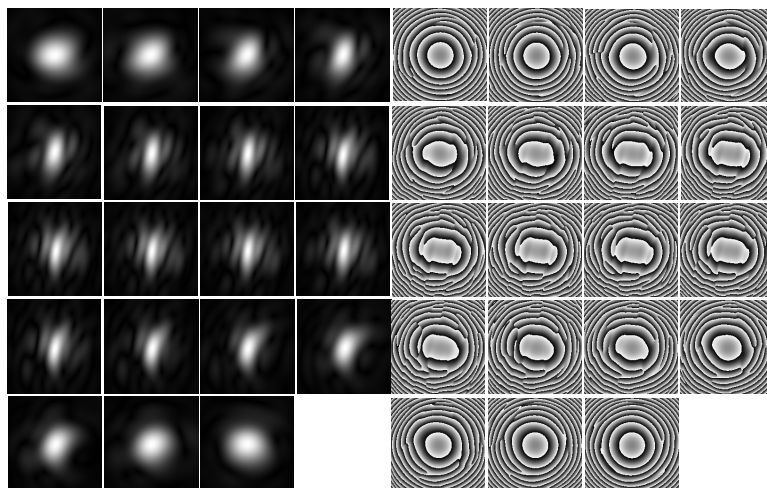
Оптично възстановяване на чисто фазов обект от облак от точки. Преобразуването на данните от профилометричното или томографско възстановяване на обекта в 3D компютърно-графичен модел и облак от точки прави възможно компютърното генериране на фазови холограми при различни ъгли на падане на опорната вълна с помощта на т.нар. “модел на източниците” [A8,C10]. При този модел всяка точка с координати $(\tilde{x}_p, \tilde{y}_p, \tilde{z}_p)$ излъчва сферична вълна с амплитуда $a_{Op}(\tilde{x}_p, \tilde{y}_p, \tilde{z}_p)$ и начална фаза $\varphi_O(\tilde{x}_p, \tilde{y}_p, \tilde{z}_p)$. В равнината на холограмата получаваме

$$I_H(x, y) = \sum_{p=1}^N a_{Op} R(x, y) \exp(i\varphi_{Op}) \frac{\exp(jkr_p)}{r_p} \quad (39)$$

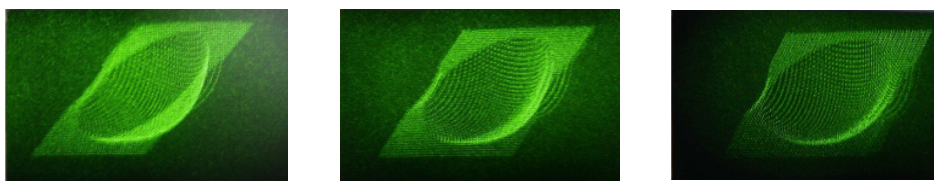
където $R(x, y)$ е опорната вълна, N е броят на точките, представящи обекта. Основният недостатък на този подход е неговата времеемкост. Компютърно-генерираните холограми (фиг.60 и 61) са пресметнати от $N = 500$ точки за девет различни ъгъла на наблюдение и са подадени към девет чисто фазови ПСМ от типа HOLOEYE с размер на пиксела $8 \mu\text{m}$ и брой на пикселите 1920×1080 , които образуват цилиндричен холографски дисплей [3].



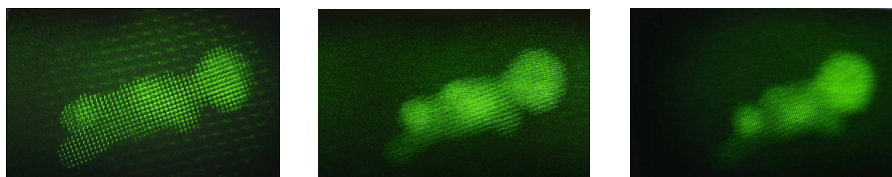
Фиг.58. 3D разпределение на показателя на пречупване.



Фиг.59. 8-битово кодирани изображения на комплексните амплитуди (*отдясно* – модул, *отляво* – фаза), възстановени от холограми на обекта на фиг.58, записани през 10° .

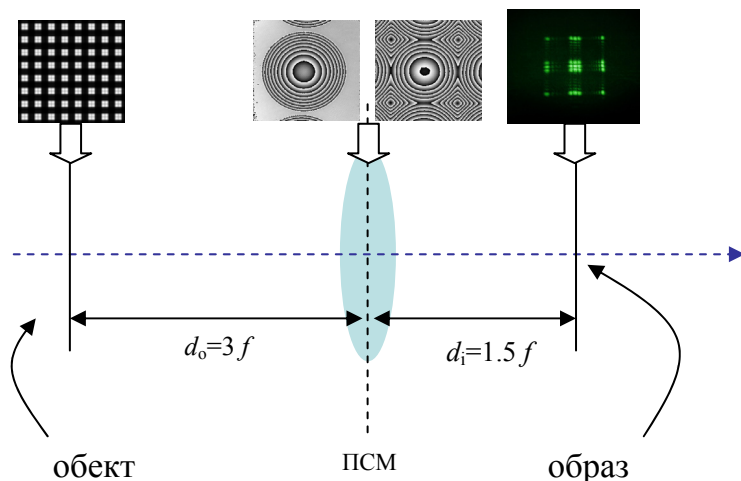


Фиг.60. Плавно оптично възстановяване на чисто фазов обект (силициева микролеца) в зрително поле 24° с кръгов холографски дисплей от 9 ПСМ-а; холограмите са пресметнати от профилометрични данни.



Фиг.61. Плавно оптично възстановяване на чисто фазов обект в зрително поле 32° с кръгов холографски дисплей от 9 ПСМ-а ; холограмите са пресметнати от томографско възстановяване на обекта.

Пресметнатите холограми генерират сцени на възстановения обект, разделени една от друга съответно с 3 и 4° . По такъв начин подвижен наблюдател може да види плавно променящ се образ на обекта в зрително поле от 24 или 32° . Основното предимство на този подход е възможността за достъп до интересни вътрешни 3D области на микро-обектите, които също могат да бъдат визуализирани. Също така при този подход разликите в геометричните параметри на записващото и възпроизвеждащо устройство и дължините на вълните при записа и визуализирането са без значение.



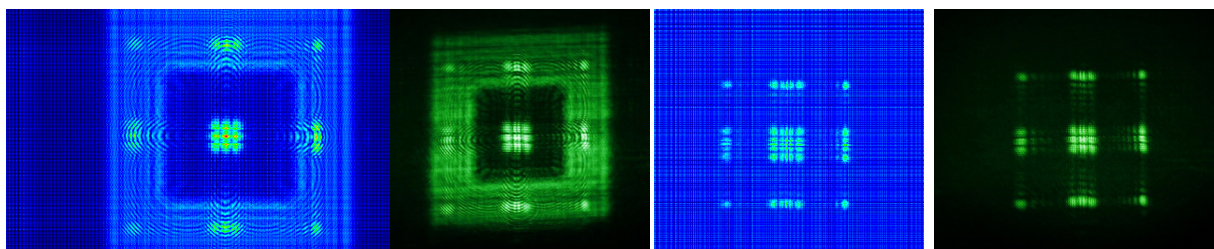
Фиг.62. Визуализиране на текстуриран обект с микролеща с фокусно разстояние f , която е възстановена цифрово от извън-осева холограма и чието фазово разпределение по модул 2π се подава към фазов ПСМ.

Фазовото разпределение $L_W(x, y)$ по модул 2π на микролещата може да се използва за формиране на образ на текстуриран фон. Тази идея схематично е изобразена на фиг.62, където $L_W(x, y)$ в равни-

ната на ПСМ се умножава по комплексната амплитуда на светлинното поле, разпространяващо се от текстуриран обект, поставен на разстояние $3f$ от равнината на ПСМ. Размерите на текстурния обект са по-големи от апертурата на $L_W(x, y)$. В равнината на образа на разстояние $1.5f$ от равнината на ПСМ се формира образ на текстурния обект в рамките на апертурата на микролещата при увеличение 0.5 , който е насложен върху изображението на текстурния обект след разпространение в свободното пространство на разстояние $4.5f$. Образът на текстурния обект, “видян” през лещата, може лесно да се отдели от “фона” в равнината на формиране на образа. Като текстуриран обект бе избрана филтрирана с ниско-честотен филтър амплитудна маска със следното пропускане/отражение преди филтъра:

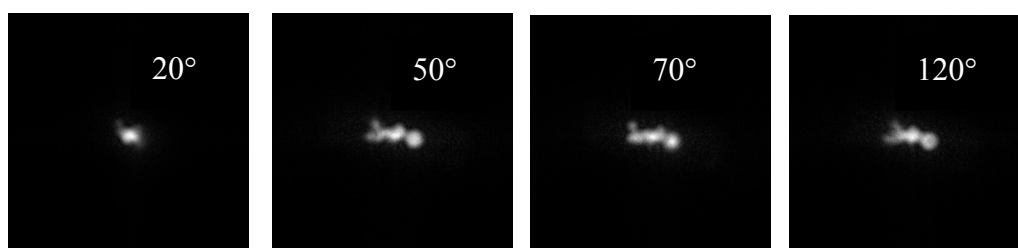
$$t(\tilde{x}, \tilde{y}) = \sum_{p=1}^M \sum_{q=1}^M \text{rect} \left[\frac{\tilde{x} - (2p-1)\Delta_t}{\Delta_t}, \frac{\tilde{y} - (2q-1)\Delta_t}{\Delta_t} \right] \quad (40),$$

където $(\tilde{x}, \tilde{y})$ са координатите в равнината на обекта, $\Delta_t = m_t \Delta$ е страната на едно квадратно прозорче, където m_t е цяло число, а Δ е размерът на дискрета в равнината на обекта; разстоянието между съседните прозорчета е също Δ_t . Комплексната амплитуда след текстурния обект в предметната равнина ще бъде $T(\tilde{x}, \tilde{y}) = t(\tilde{x}, \tilde{y}) \exp\{-i\phi_t(\tilde{x}, \tilde{y})\}$, като фазата $\phi_t(\tilde{x}, \tilde{y})$ се добавя или като напълно детерминирана постоянна стойност, например $\phi_t = 2\pi$, или като случайна величина, равномерно разпределена от 0 до 2π . За една и съща стъпка на дискретизация $\Delta_x = \Delta_y = \Delta$ по двете оси в равнината на обекта, равнината на холограмата (ПСМ) и равнината на изображението, свободното разпространение на вълновия фронт между тези равнини се моделира с интеграла на Релей-Зомерфелд чрез метода на конволюцията. Полето $\tilde{T}(x, y)$ се разпространява до равнината на ПСМ. Използваният ПСМ е Holoeye с размери 1920×1080 , поради което разпределението $L_W(x, y)$ от 256×256 точки бе увеличено 3 пъти чрез интерполация. В равнината на ПСМ (холограмата) разпределението $L_W(x, y)$ се разполага в центъра, заемайки 768×768 пиксела, като умножава фазата на текстурния обект $\phi_t(x, y)$ в тази област. В областта, която не е заета от $L_W(x, y)$, се добавя цифрова леща $\tilde{L}(x, y)$, която изпраща лъчите от тези пиксели извън областта на възстановения образ. Разпространението в свободното пространство след ПСМ става по оптичен път; дължината на вълната е $\lambda = 532 \text{ nm}$. На фиг.63 са показани резултатите от формиране на изображение по схемата на фиг.62. Оптичното възстановяване на процеса на формиране напълно съвпада с цифровото.

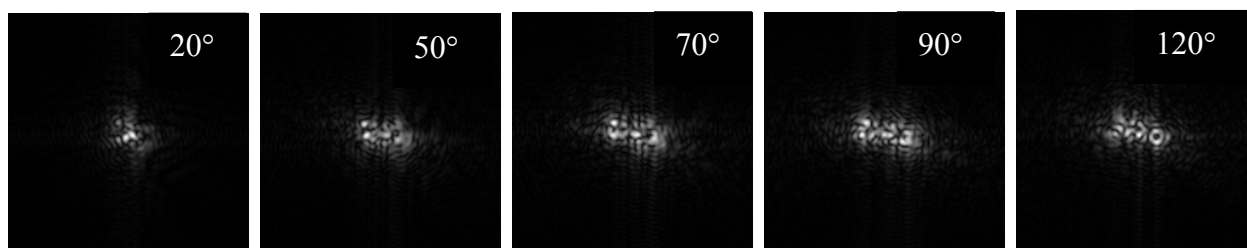


Фиг.63. Формиране на изображение на текстурен обект с $m_t = 4$ с квадратната микролеща, възстановена от извън-осева холограма, по цифров път (отляво) и оптично с ПСМ (отдясно); лещата $\tilde{L}(x, y)$ разсейва лъчите от пикселите извън обекта (а), (б) и извън микролещата (в), (д).

Оптичното възстановяване на фазовия обект LM ("little man") от холограмите на фиг.59 е трудна задача поради много малкия размер на обекта, водещ до силна дифракция. При използване на ПСМ с $\Delta_{SLM} = 8 \mu m$ и $\lambda = 0.532 \mu m$ обектът се възстановява на $0.096m$ от ПСМ. В случай на цифрово възстановяване от $O(x, y) = a_O(x, y, z) \exp[i\phi_O(x, y, z)]$ в равнината на холограмата получаваме за различни ъгли високо-контрастни изображения на обекта $O(\xi, \eta) = a_O(\xi, \eta) \exp[i\phi_O(\xi, \eta)]$ (фиг.64). Размерът на възстановения обект за ъгъл на наблюдение 70° е $160 \mu m$. В случая, когато използваме само $\tilde{O}(x, y) = \exp[i\phi_O(x, y)]$ за оптично възстановяване с чисто фазов ПСМ, резултатът е напълно незадоволителен (фиг.65). За толкова малък обект фазовата информация очевидно е недостатъчна за неговото възстановяване. За да решим проблема в дисертацията е приложен алгоритъмът на Gerchberg-Saxton с цел модифициране фазовото разпределение в равнината на холограмата при условие, че познаваме $O(\xi, \eta) = a_O(\xi, \eta) \exp[i\phi_O(\xi, \eta)]$. На фиг.66 е показан възстановеният образ след 30 итерации. Приложеният алгоритъм свързва равнината на холограмата с равнината на изображението, но тъй като обектът е много малък, може да приемем, че модифицираната холограма ще възстанови коректно триизмерния му образ.

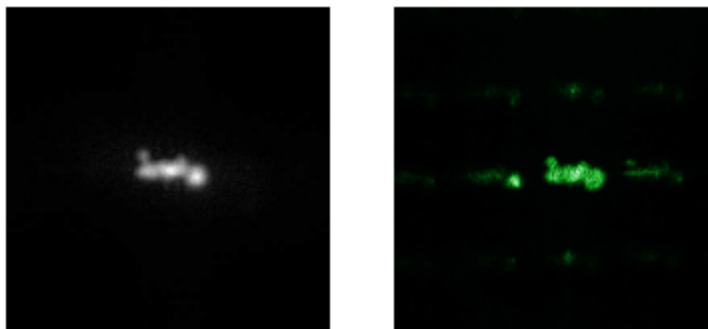


Фиг.64. Цифрово възстановяване на чисто фазов обект с интеграла на Релей-Зомерфелд от комплексните амплитуди на фиг.59.



Фиг.65. Цифрово възстановяване на чисто фазов обект с интеграла на Релей-Зомерфелд от комплексните амплитуди на фиг.59 с отчитане само на фазовата информация.

Фиг.66. (Отляво) - цифрово възстановяване на чисто фазов обект с интеграла на Релей-Зомерфелд от комплексната амплитуда на фиг.59 с отчитане само на фазовата информация, отговаряща на ъгъл на наблюдение 70° , с прилагане на алгоритъма на Gerchberg-Saxton; (отдясно) – оптично възстановяване на чисто фазов обект с ПСМ и $\lambda = 532 \text{ nm}$.



За да увеличим размерите на възстановеното изображение се добавя цифрова леща в равнината на холограмата, което прави задължително изпълнението на алгоритъма на Gerchberg-Saxton да стане с приближението на Френел. Оптичното възстановяване се наблюдава на разстояние 1.75 m от ПСМ и размерът на възстановения образ е вече 6 mm (фиг.66). Виждаме, че с помощта на разработения подход е възможно визуализиране с ПСМ на чисто фазов обект с размери под $5 \mu\text{m}$ при увеличение над 1200 пъти.

Глава V Моделиране и анализ на оптични системи

Монте-Карло анализ на шумовете във Фурие-спектрометър

В настоящата дисертация е направен анализ на точността в три-канален Фурие-спектрометър, в който се регистрират едновременно интерферограми от He-Ne лазер, работен източник на бяла светлина и от изследвания образец. Тази задача се решава с Монте-Карло моделиране. Гъвкавостта на този подход позволява да се имитират различни изкривявания на интерферограмите и да се получат статистически надежни резултати за силно вариращи характеристики на шума. Разгледан е случаят на възстановяване на единичен пик на поглъщане [C6,C12,C15].

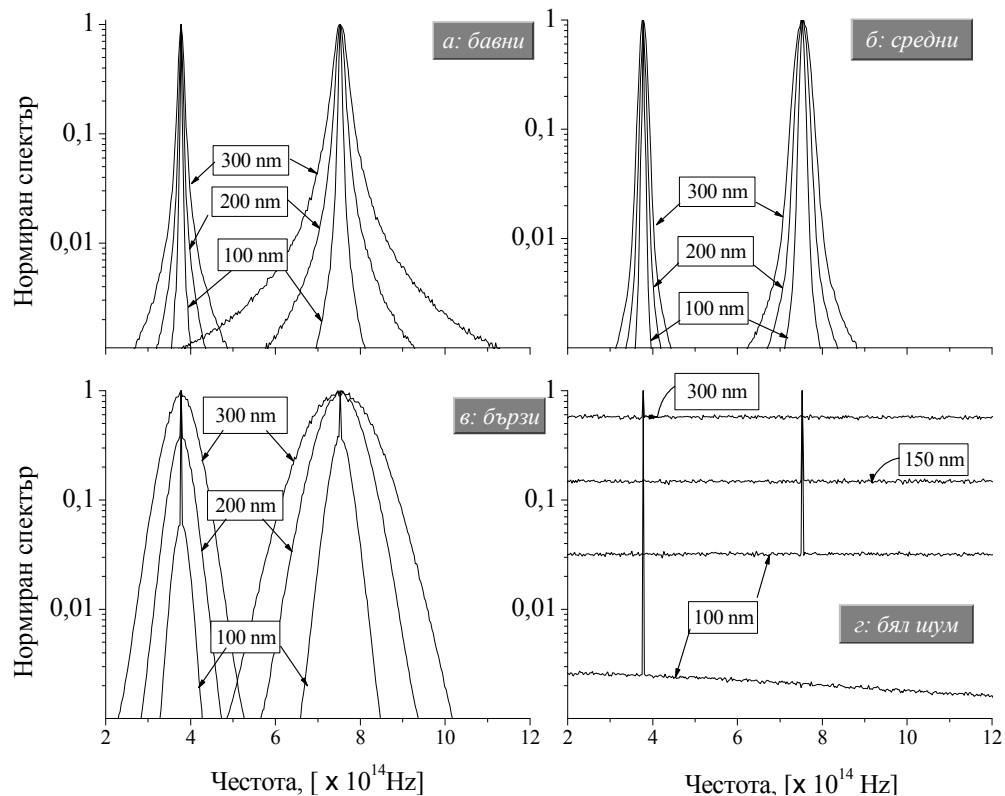
Източниците на шум могат да се разделят на две качествено различни групи. Първата включва шумовете от позициониране, които са общи и за трите канала и предизвикват корелирани флуктуации в регистрираните в тях интерференчни картини. Такива са шумовете вследствие на вибрации на елементите в оптичната схема на интерферометъра или шумове, породени от неравномерно транслиране на подвижното огледало, флуктуации на показателя на пречупване в двете рамена на интерферометъра и др. Втората група включва шумове, които дават независим принос в трите канала на интерферометъра като шумът при детектиране. Отношението сигнал/шум във Фурие спектроскопията непрекъснато нараства и затова анализът се фокусира върху шума, водещ до промени на формата на записаните интерферограми

Оценките на спектрите $S_l(\sigma)$ на еталонния източник, работния източник на бяла светлина и образца се получават от интерферограмите в трите канала на спектрометъра:

$$\hat{I}_l(\Delta) - 0.5\hat{I}_l(0) = \int_0^\infty S_l(\sigma) \cos(2\pi\sigma\Delta) d\sigma + \hat{n}_l(\Delta), l = 1, 2, 3, \quad (41)$$

където σ е вълновото число, $\sigma = 1/\lambda$, Δ е текущото отместване на подвижното огледало от позицията на нулева разлика в оптичните пътища с максимално отклонение в едната посока равно на L , индексът “ l ” посочва номера на детектиращия канал и $\hat{n}_l(\Delta)$ описва

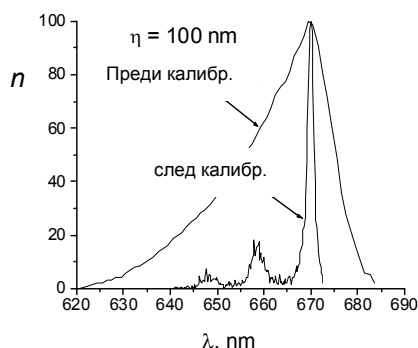
шума при детектиране. Интерферограмите $\hat{I}_{1,2}(\Delta) - 0.5\hat{I}_{1,2}(0)$ са автокорелационни функции на еталонния и работния източник, а интерферограмата $\hat{I}_3(\Delta) - 0.5\hat{I}_3(0)$ е кроскорелационната функция между светлинния сноп от източника на бяла светлина и снопът, преминал през образца. Спектърът на интерферограмата в третия канал е равен на произведението на спектъра на образца $S_3(\sigma)$ и спектъра на работния източник $S_2(\sigma)$. Вибрациите в оптичната система на интерферометъра добавят флукутираща компонента към Δ , нарушавайки по този начин условието за Фурие преобразование в (41), тъй като имаме $\Delta = \Delta_0 + \Delta'(\Delta)$, където $\Delta_0 = 2vt$ и v е скоростта на равномерното праволинейно движение на сканиращото огледало, а t е времето. Шумът от позициониране води до флукутации в периода на интерференчните максимуми в интерферограмите и на тяхната обвивка. Влиянието му върху еталонния He-Ne източник се изразява в появата на фалшиви пикове с височина, съпоставима с тази на истинския пик. Колкото е по-къса λ , толкова повече енергия в спектъра се преразпределя към фалшивите пикове. Съсредоточаването им около истинския пик върху честотната ос показва, че вибрациите са корелирани във времето. Флукутиациите $\Delta'(\Delta)$ са моделирани посредством пропускане на $N(0,1)$ бял шум през филтър с коефициенти, пресметнати за гаусова автокорелационна функция $R_n = \eta^2 \exp(-\Delta^2 / \delta_n^2)$, като $\Delta = k\Delta x$, $k = -N_f/2, \dots, 0, \dots, N_f/2$, където цялото число N_f е дължината на филтъра и зависи от радиуса на корелация на шума, $\Delta x = 2L/N$ е стъпката на дискретизация при запис на интерферограма от N отчета, δ_n е радиусът на корелация на шума, и η е стандартното отклонение на флукутиациите на огледалото при вибрации.



Фиг. 67. Нормирани средни спектри за два монохроматични светлинни източника с $\lambda_1 = 400 \text{ nm}$ и $\lambda_2 = 800 \text{ nm}$ ($7.5 \times 10^{14} \text{ Hz}$ и $3.75 \times 10^{14} \text{ Hz}$) за случая на бавни ($\delta_n \cong L$), средни ($\delta_n = 0.25 L$) и бързи ($\delta_n = 0.05L$) флукутации на шума от позициониране при стандартно отклонение η на тяхната амплитуда 100, 200 и 300 nm. Случаят на бял шум е показан за $\eta = 100, 150$ and 300 nm. Броят на обработените интерферограми варира от 1000 до 3000.

Флукутиращата компонента в отместването Δ прави отклика на интерферометъра при монохроматично осветяване зависим от λ . Фигура 67 показва нормираните средни спектри, пресметнати от моделирани зашумени интерферограми, при различни отношения $\delta_n/(2L)$ и различни стойности на η при $L = 50 \mu\text{m}$. Бавните корелирани флукутации (фиг.67а; $\delta_n \cong L$) разширяват средния спектър, особено при по-късите дължини на вълните. Намаляването на δ_n до $0.25 L$ води до по-плътено концентриране на фалшивите пикове около 7.5×10^{14} Hz и 3.75×10^{14} Hz (фиг.67б) и увеличаване на височината им. По-нататъшното намаляване на δ_n (фиг.67в; $\delta_n = 0.05L$) създава фалшиви пикове, сравними с височината на централния пик в пресметнатия единичен спектър; последният в този случай все по-често попада на истинската си позиция. Тези наблюдения са валидни до определена стойност на η . Бързите флукутации при $\eta \geq 200$ nm напълно заличават търсената спектрална линия. Когато шумът от позициониране е бял, търсеният пик е различим до $\eta \sim 150$ nm за λ_1 и $\eta \sim 200\text{--}300$ nm за λ_2 . Анализирано е влиянието на вибрациите върху пресмятането на спектъра на работния източник. Бързите флукутации създават многобройни странични пикове в близост до главния пик, докато бавните флукутации разширяват спектъра.

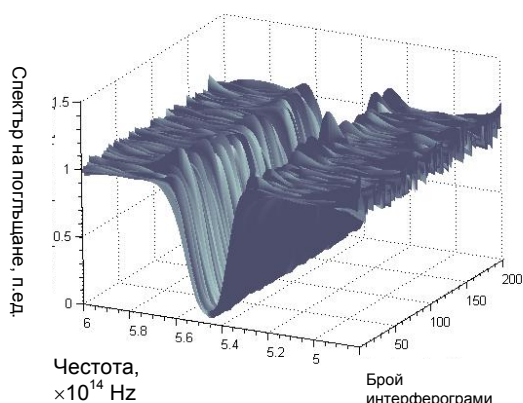
За да намалим нежелания ефект от вибрациите и да подобрим оценяването на спектъра на работния източник, ние разработихме процедура от две стъпки. Първата стъпка е оценяване на средните периоди $\hat{\mu}_s, \hat{\mu}_{\text{HeNe}}$ от интерферограмите, получени за работния и еталонния HeNe лазер. Предлагаме оценката на дължината на вълната, отговаряща на централната честота в спектъра на работния източник да се пресмята от $\hat{\lambda}_s = 0.6328 \hat{\mu}_s \times (\hat{\mu}_{\text{HeNe}})^{-1}$, [μm]. За да се оцени неопределеността на $\hat{\lambda}_s$ са симулирани 10 000 зашумени двойки от интерферограми при $\delta_n = 0.25 \mu\text{m}$ за $L = 10 \mu\text{m}$. Поради еднакъв произход на шума в каналите на интерферометъра $\hat{\mu}_s, \hat{\mu}_{\text{HeNe}}$ са корелирани и разпределението на $\hat{\lambda}_s$ е много по-тясно от това на $\hat{\mu}_s$ (фиг.68). Моделирането показва, че централната честота на спектъра на работния източник се определя със задоволителна точност. Шумът от позициониране влияе върху обвивката на интерферограмата в много по-малка степен. Това дава основание записаната изкривена интерферограма да се замени с нова, отговаряща на оценката на централната честота $\hat{f}_s = c/\hat{\lambda}_s$ и да се интерполира обвивката с нова функция, която следва добре нейната форма.



Фиг.68. Нормирани разпределения на средната дължина на вълната $2\hat{\mu}_s \times \Delta x$, пресметната от интерферограмата, записана за тествания източник преди калибрирането, и на оценката $\hat{\lambda}_s$ след калибрирането. Хистограмите са начертани като процент от максималната стойност на всяка хистограма, която отговаря на 100 %.

Оценка на чувствителността на измерването на единичен спектър на поглъщане към шума от позициониране е направена с интерферограма, моделирана от $S_3(\sigma) = [1 - \beta \exp(-\sigma^2 / \sigma_{\text{sample}}^2)] \exp(-\sigma^2 / \sigma_{\text{source}}^2)$, като $\lambda_s = 550$ nm, $\sigma_{\text{source}} = 125$ nm; ширината на абсорбционния пик е $\sigma_{\text{sample}} = 31.25$ nm. Фиг. 69 изобразява последователност от оценки на спектъра на поглъщане. Тази оценка е отрицателно изместена, като изместването

нараства с η . За неизместена оценка следва да бъде изпълнено $\eta \sim (5-10)$ nm, което поставя много по-сериозни изисквания в сравнение с оценяването на спектъра на монохроматичен източник. Стандартното отклонение на оценката $\hat{S}_s(\sigma)$ има специфично

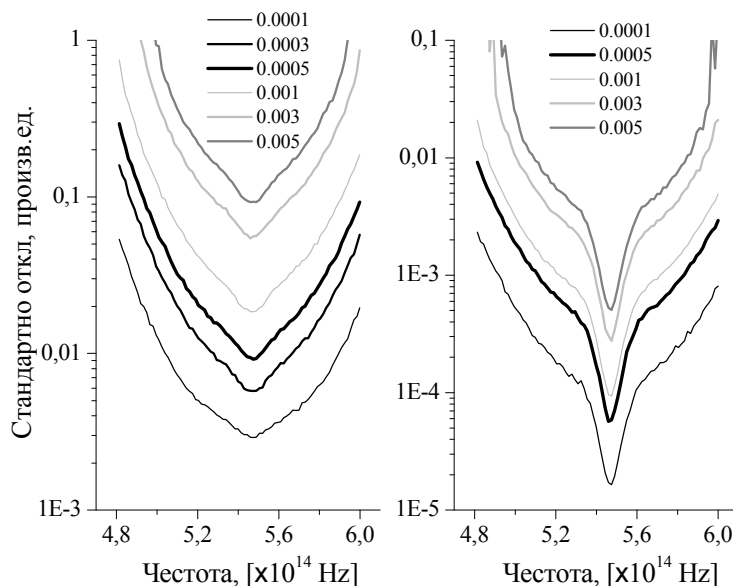


Фиг.70. Стандартно отклонение на оценката $\hat{S}_3(\sigma)$ за случая на адитивен шум при детектиране; показаните криви отговарят на различни стандартни отклонения на шума. Амплитудата на интерферограмата в канала с работния източник е приблизително 0.11. *Отляво:* $\beta = 0.35$, *отдясно:* $\beta = 1$.

Адитивният шум при детектиране не оказва съществено влияние върху точността на оценяване на монохроматична спектрална линия, но влияе много силно при определянето на спектъра на поглъщане (фиг.70). Белият шум при детектиране води до флуктуации в крилата на пика на поглъщане, но не го прави по-плътък. Както в случая на шума при позициониране, неопределеността е минимална в центъра на пика и нараства към крилата му. Неопределеността е много по-голяма за по-малките пикове и поставя изискването стандартното отклонение на шума да бъде по-малко от 2-3% от амплитудата на интерферограмата. При по-силно поглъщане приемливото ниво на шума е 5-10% от амплитудата на интерферограмата.

поведение, достигайки минимум в максимума на пика на поглъщане и нараствайки в крилата на линията. Увеличаването на η стеснява областта около пика на поглъщане, в която точността е задоволителна.

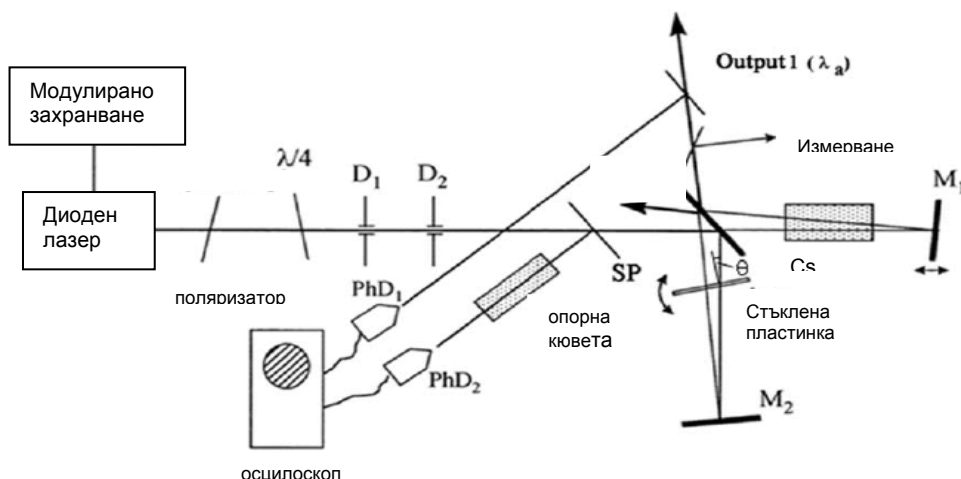
Фиг.69. 3D представяне на 200 спектра на поглъщане, оценени от симулирани интерферограми, записани в каналите с работния източник и образца; $\beta = 1$, $\eta = 30$ nm, $\delta_n = 1220$ nm.



Анализ на интерферометрична система за спектрално привързване на лъчението на диоден лазер към атомна линия на поглъщане

Съвременните диодни лазери са универсални светлинни източници за разнообразни приложения благодарение на редица техни характеристики като висока ефективност, добра стабилност по мощност, покриване на широка област от дължини на вълните и пренастройваемост, висока надеждност и ниска цена. Лазерната спектроскопия, синтезът на оптични честоти, атомната физика и метрологията са областите, в които те често се

използват. За много приложения основните изисквания са лъчение с тясна спектрална ширина и дълго-временна стабилност на честотата на лазера. Затова през последните две десетилетия доста усилия бяха насочени към спектралното управление на диодните лазери чрез привързване към опорна атомна или молекулна линия на поглъщане. В дисертацията се прави теоретична обосновка [А3] на опростена техника за генериране на тесноивично импулсно лъчение с диоден лазер, като дължината на вълната е спектрално фиксирана към дължината на вълната на желан атомен преход.

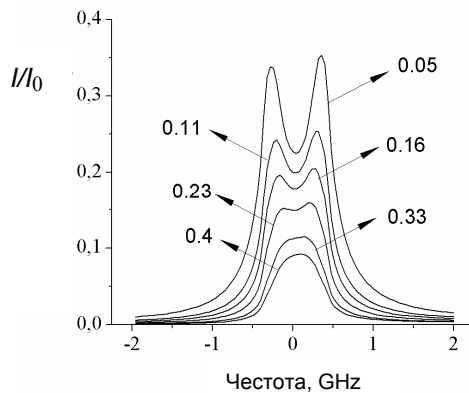


Фиг.71. Експериментална схема за спектрално привързване на лъчението на диоден лазер към атомна (Cs) линия на поглъщане

Привързването е по чисто оптичен път без да се влияе върху работата на лазера. Спектърът на лъчението на изхода на системата частично се припокрива с линията на поглъщане и има спектрална ширина, сравнима с ширината на поглъщащия преход. Тази техника е приложима за стандартен едномодов диоден лазер, който се пренастройва чрез промяна на възбуждащия ток. Това съществено опростява управлението на лазера.

Разработената техника се основава на вкарване на лъчението от диодния лазер в модифициран интерферометър на Майкелсон (фиг.71) и управляемо нарушаване на корелацията (фазово и амплитудно) между двата интерфериращи снопа при сканиране на честотата в контура на линията на поглъщане на веществото, въведено в едно от рамената на интерферометъра. Дисбалансът се създава от промяната в поглъщането и показателя на пречупване при преминаване през контура на линията. Управлението се осъществява чрез подходящо завъртане на стъклена пластинка, въведена в едното рамо на интерферометъра. Чрез задаване на тока на диодния лазер дължината на вълната на лъчението му се избира близо до линията на Cs, но извън областта на забележимо поглъщане. Тогава, чрез наклоняване на стъклената пластинка се постига напълно деструктивна интерференция между светлинните снопове в двете рамена на интерферометъра. Дефазирането на интерфериращите снопове при дадена λ зависи съществено от стойността на показателите на пречупване в двете рамена на интерферометъра и, съответно, от промяната на оптичния път, въведена от стъклената пластинка. Като резултат, изходното лъчение Output 1 на практика изчезва. Когато λ попадне в контура на линията на поглъщане, условията за интерференция се променят. Деструктивната интерференция е прекъсната и на изхода се появява лъчение. Благодарение на сканирането на лазерната честота в честотен интервал, който надвишава

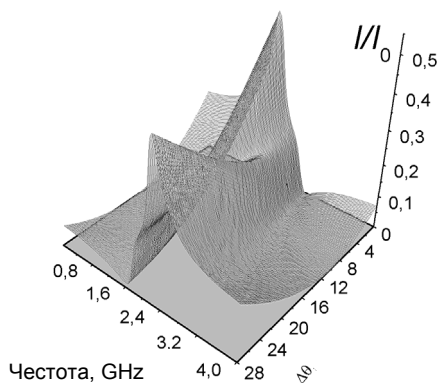
ширината на спектъра на поглъщане, системата работи в импулсен режим. Анализът на действието на системата е направен с помощта на теорията на интерферометъра на Майкелсон и е получен израз за интензитета на изхода на интерферометъра Output 1.



Фиг.72. Спектърът на лъчението от диодния лазер на изхода на интерферометъра Output 1 при увеличаване на поглъщането в кюветата с Cs атоми (симулация); числата показват амплитудното пропускане на кюветата за централната честота на Cs линия.

Работата на системата е моделирана за намиране на оптималното поглъщане в кюветата с цезиеви пари за максимален сигнал на изхода. Пресмятанията са направени за опростен класически модел на атома, който е подходящ за пара от атоми с отчитане на

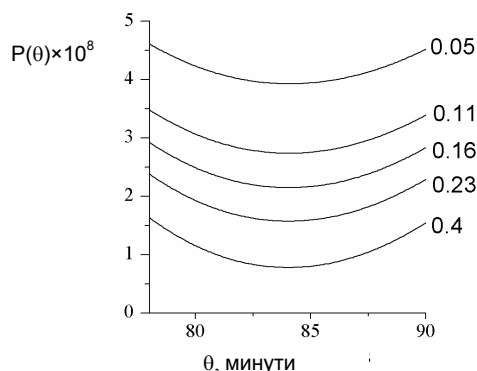
Доплеровото уширяване на линията. Естествената ширина на резонансната D_2 линия на Cs е 5 MHz. Фигура 72 изобразява графиките на нормирания интензитет на изхода $I(\nu)/I_0$ в интервал от 4 GHz, центриран за $\nu_0 = 3.5183 \times 10^{14}$ Hz, за случая, когато фазовото отместване, въведено от стъклената пластинка дава $\cos(-\phi) \cong -1$. За целта е избрано $h = 0.9995$ mm и $\theta = 0.0245$ rad. Кривите отговарят на увеличаване на плътността на атомите и следователно на увеличаване на поглъщането, което на фигурата се характеризира чрез стойността на амплитудното пропускане $\tau(\nu)$ в центъра на линията ν_0 . Както може да се види от фиг.72, въведеното фазово отместване ϕ създава пренебрежим изходен сигнал извън контура на линията на поглъщане на Cs. В контура на линията изходният сигнал е почти симетричен с гладка форма при слабо поглъщане в кюветата, докато при силно поглъщане кривите стават асиметрични и могат да имат два пика. При слабо поглъщане, обаче, изходната мощност е два пъти по-малка. По принцип, спектралният профил на изходния сигнал зависи силно от ъгъла θ . Фигура 73 показва промяната в спектралната зависимост на изходния интензитет $I(\nu)/I_0$ от $\theta = \theta_0 + \Delta\theta$ за $\tau(\nu_0) = 0.11$. Пресмятането започва от $\theta_0 = 0.0205$, като $\Delta\theta$ се дава в ъглови минути. Виждаме, че желаният профил на $I(\nu)/I_0$ се наблюдава в интервал от няколко ъглови минути. Оценката на спектралната ширина на изхода на системата като функция на поглъщането в кюветата с цезиеви атоми показва, че съществува оптимално поглъщане, при което сигналът на изхода на е



максимален. От резултатите на моделирането може да заключим, че 1) предложената лазерна система може да излъчва лъчение със спектрална ширина от порядъка на 1 GHz, и 2) тя демонстрира стабилна работа, позволявайки юстирането на въведената стъклена пластина да е с точност няколко ъглови минути.

Фиг.73. Спектърът на лъчението от диодния лазер на изхода Output 1 като функция на ъгъла на наклона на стъклената пластина спрямо посоката на разпространение на лазерния сноп (симулация); амплитудното пропускане на кюветата в центъра на линията е 0.11.

Проведените експерименти потвърждават направения анализ за широк спектрален интервал от няколко десетки GHz (около 0.016nm). Подробно описание на експерименталните резултати може да се намери в [A3]. При оптимизирани условия се постига спектрална ширина от 1.7 GHz (0.0035 nm), което е съпоставимо с ширината на опорната линия (0.9 GHz, 0.0019 nm). Излъчената мощност (фиг.74) е практически постоянна за разюстиране от порядъка на няколко ъглови минути, така че системата може да се приеме за стабилна по отношение на неизбежните механични вибрации.



Фиг.74. Пълната мощност $P(\theta) = \int_{\nu_1}^{\nu_2} I(\nu)/I_0 d\nu$ на изхода на интерферометъра в спектралния интервал $\nu_2 - \nu_1 = 4$ GHz като функция на θ (симулация); числата показват амплитудното пропускане на кюветата с атоми на Cs в центъра на линията на поглъщане

Анализ на интерферометрична-фотоеластична система за измерване на повърхностни механични напрежения

Анализът на механичните напрежения в елементи и структури с концентратори на напрежения с фотоеластичен метод осигурява необходимата точност по цялата повърхност на тествания образец. Един дву-лъчепречупващ образец, чието главно напрежение σ_1 сключва ъгъл θ с дадена опорна ос X, се характеризира със следната матрица на Джоунс

$$R_{\delta, \theta} = \begin{bmatrix} e^{i\delta_1} \cos^2 \theta + e^{i\delta_2} \sin^2 \theta & (e^{i\delta_1} - e^{i\delta_2}) \sin \theta \cos \theta \\ (e^{i\delta_1} - e^{i\delta_2}) \sin \theta \cos \theta & e^{i\delta_2} \cos^2 \theta + e^{i\delta_1} \sin^2 \theta \end{bmatrix} \quad (42)$$

където δ_1 и δ_2 са фазовите закъснения по посока на главните напрежения σ_1 и σ_2 на образца. От разликата и сумата на двете фазови закъснения може да се оцени разликата и сумата на главните напрежения $\delta_d = \delta_1 - \delta_2 = 2\pi \frac{Ct}{\lambda} (\sigma_1 - \sigma_2)$, $\delta_s = \delta_1 + \delta_2 = 2\pi \frac{Dt}{\lambda} (\sigma_1 + \sigma_2)$,

където t е дебелината на образца, а C и D са оптичните му константи. В зависимост от оптичната схема фазово-отместващото фотоеластично измерване дава разликата или сумата на главните напрежения в тествания образец. Разликата в главните напрежения се определя от изохроматичните ивици, представляващи геометрично място на точките с едно и също δ_d . За целта се използва кръгов полярископ (поляризатор – четвърт вълнова пластинка – образец – четвърт вълнова пластинка – анализатор). Като краен резултат се построяват изохроматични и изоклинични 2D фазови карти. Изоклините представляват геометрично място на точките с постоянно направление на главните напрежения, което се описва от азимуталния ъгъл θ . Сумата от главните напрежения се получава с холографски запис от изопахите, представляващи геометрично място на точките с едно и също фазово закъснение δ_s . Познаването на изохроматите и изопахите позволява да се разделят компонентите на напреженията в целия образец. Съществува още един довод в полза на това комбинираното измерване. Това са трудностите при адаптиране на метода на разликите в тангенциалните напрежения за разделяне на механичните напрежения към случая на използване на фотоеластични покрития.

В комбинираното холографско-фотоеластично измерване се записва серия от шест фотоеластични картини $I_1 \div I_6$ при различни ориентации на поляризационните елементи в кръговия полярископ за изохроматите и изоклините и четири интерференчни картини за изопаките $I_7 \div I_{10}$. За еднозначно определяне на фотоеластичните параметри се прилага методът с дву-стъпковото натоварване, т.е. броят на регистрираните изображения се удвоява. Това засилва изискванията към точността при извличане на фазата, която зависи от отношението сигнал/шум в изображенията. Най-лесният начин за провеждане на комбинираното измерване е с лазерен източник, което води до спекъл-шум. Редуцирането му изисква адекватно моделиране на измерването с кохерентен източник на светлина, което се цели в настоящата дисертация [B2,C1,C2,D1].

Оптичната система за дву-измерно холографско-фотоеластично измерване на изохроматите, изоклините и изопаките в режим на отражение е схематично изобразена на фиг. 75. Формулите за пресмятане на изоклините и изохроматите са [4]:

$$\theta = \frac{1}{2} \arctg\left(\frac{I_3 - I_5}{I_6 - I_4}\right), \sin \delta_d \neq 0, \tan \delta_d = \frac{(I_3 - I_5)\sin 2\theta + (I_6 - I_4)\cos 2\theta}{I_2 - I_1} \quad (43)$$

Параметърът δ_s се пресмята от

$$\delta_s = \frac{1}{2} \arctan\left\{\frac{I_7 - I_8 + I_9 - I_{10}}{I_7 + I_8 - I_9 - I_{10}}\right\} \quad \text{и} \quad \cos(\delta_d / 2)\cos 2\theta \neq 0 \quad (44)$$

На фиг.76 са показани профилите на интензитета за една линия от интерференчни картини при осветяване с монохроматична светлина и с лазер. Големината на флукуациите на шума в първия случай не зависи от големината на сигнала и шумът се описва с модела на адитивен шум. Във втория случай добре проличава зависимостта на шума от големината на сигнала и става ясна необходимостта от редуцирането му.

Спекъл шумът аналитично се описва чрез представяне на комплексната амплитуда след отражение на лазерния сноп от образа като сума от случайни фазори. Когато броят на фазорите $N \rightarrow \infty$, тя е произведение на комплексната амплитуда $a_0 \exp[i\phi_0]$ и на комплексния фазор $A_{sp} = a_{sp} + ib_{sp} = N^{-1/2} \sum_{n=1}^N \exp[i\delta\phi_n]$. Следователно, спекъл-шумът се моделира като делта-корелиран Гаусов процес на повърхността на образа, като векторът на Джоунс непосредствено след отражение от образа се дава от

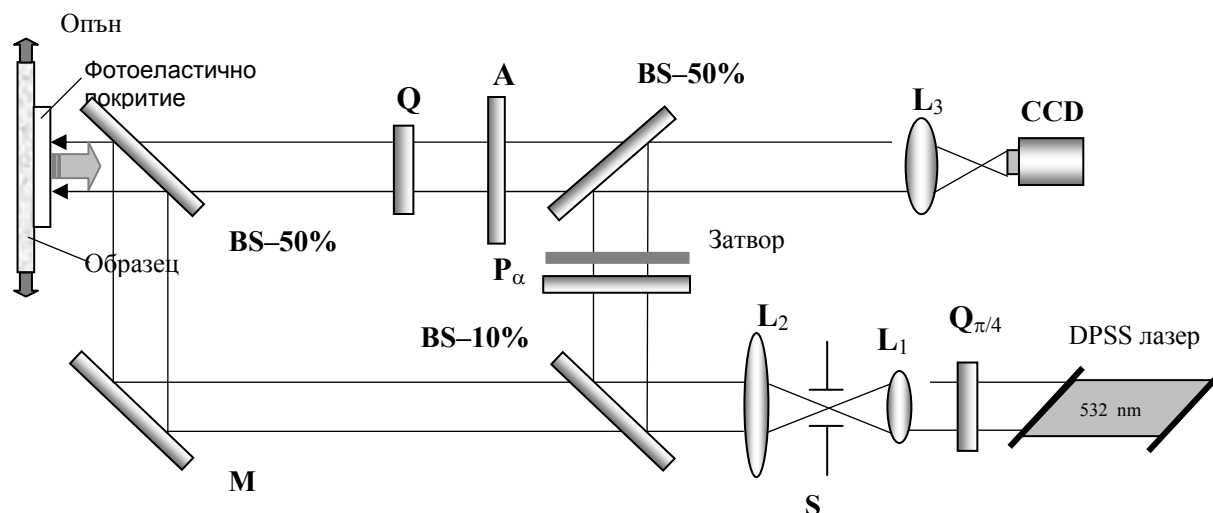
$$E_{\delta,0} = \frac{\sqrt{2}}{2} e^{i\delta_2} u_0 \begin{bmatrix} \mu_x + i\nu_x \\ \mu_y + i\nu_y \end{bmatrix} = \frac{\sqrt{2}}{2} e^{i\delta_2} u_0 \begin{bmatrix} (a_{11}a_{sp} - a_{12}b_{sp}) + i(a_{12}a_{sp} + a_{11}b_{sp}) \\ (a_{21}a_{sp} - a_{22}b_{sp}) + i(a_{22}a_{sp} + a_{21}b_{sp}) \end{bmatrix} \quad (45)$$

В горния израз u_0 е амплитудата на светлинното поле, a_{sp}, b_{sp} се пресмятат като $N(0,0.5)$ случайни числа, където $N(a,s^2)$ е независима Гаусова променлива със средно a и дисперсия s^2 , и коефициентите $a_{11}, a_{12}, a_{21}, a_{22}$ за случая на изохроматите се дават от

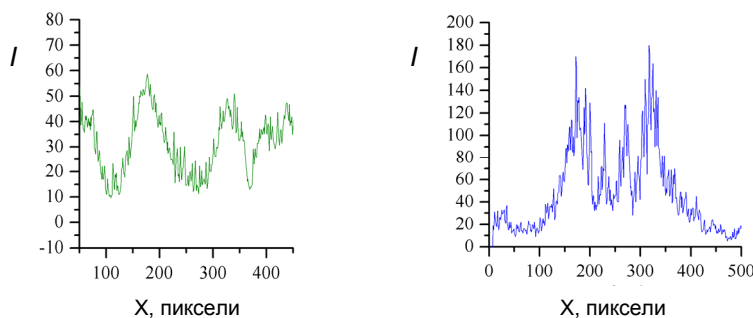
$$\begin{aligned} a_{11} &= \cos \theta [\sin(\theta - \delta_d) - \sin \theta] & a_{12} &= \cos \theta \cos(\theta - \delta_d) + \sin^2 \theta \\ a_{21} &= \sin \theta [\cos(\theta - \delta_d) - \cos \theta] & a_{22} &= \sin \theta \sin(\theta - \delta_d) + \cos^2 \theta \end{aligned} \quad (46),$$

а за изопаките от

$$\begin{aligned} a_{11} &= \cos \theta \cos(\theta + \delta_d) + \sin^2 \theta & a_{12} &= \cos \theta [\sin(\theta + \delta_d) - \sin \theta] \\ a_{21} &= \sin \theta \sin(\theta + \delta_d) + \cos^2 \theta & a_{22} &= \sin \theta [\cos(\theta + \delta_d) - \cos \theta] \end{aligned} \quad (47)$$

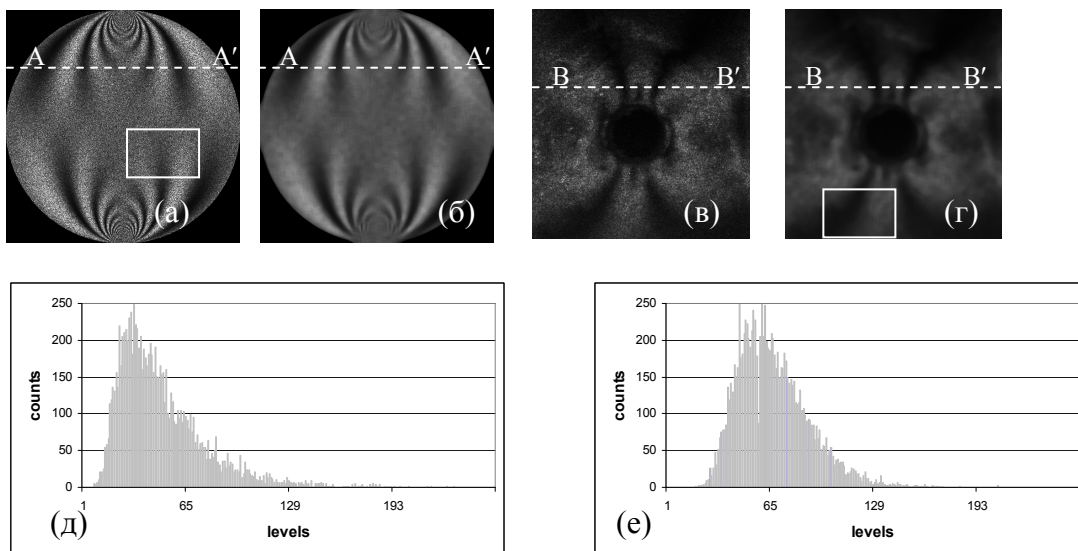


Фиг. 75 Оптична установка за фазово-отместващо измерване на изохромати, изоклини и изопахи. L_1 – разширител на снопа, L_2 – колиматор, L_3 – обектив, SF – пространствен филтър, BS – светоделител, M – огледало, Q – четвърт-вълнова пластинка, P – поляризатор, A – анализатор.



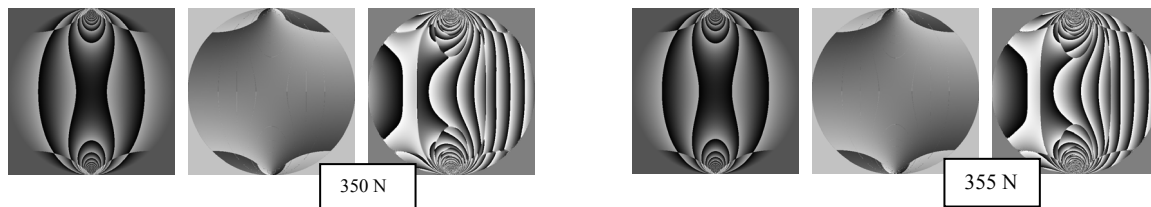
Фиг.76. (отляво) Профил на интензитета при осветяване с монохроматична светлина (575 nm) и при осветяване с лазер (отдясно).

Моделирането на комбинираното холографско-фотоеластично измерване бе направено за класически тестов обект – диск от епоксидна смола с радиус 21.2 mm, дебелина 6 mm, $C = 52.1 \times 10^{12} \text{ m}^2 \text{ N}^{-1}$ и $D = 217.3 \times 10^{12} \text{ m}^2 \text{ N}^{-1}$, който е подложен на концентрирано свиване по диаметъра. За целта бе разработен съответния програмен код на Delphi07. Свободното разпространение след образца до втората четвърт-вълнова пластинка се моделира в параксиално приближение, като за комплексната амплитуда на светлината, падаща върху Q_1 имаме $U_{Q_1}(x,y) = FFT^{-1}\{\Phi(z_1) \cdot FFT[U_s(x,y)]\}$, където $U_s(x,y)$ е комплексната амплитуда след образца, Φ е предавателната функция на свободното пространство в приближението на Френел. Комплексната амплитуда на изображението, което се регистрира от CCD камерата е $U_{CCD}(x,y) = FFT^{-1}\{H \cdot FFT[U_A(x,y)]\}$, където $U_A(x,y)$ е комплексната амплитуда след анализатора, а $H = FFT[circ(\rho)]$ е предавателната функция на лещата на камерата. Интегрирането на спекъл-структурата от CCD камерата се моделира чрез сумиране в прозорец 2×2 пиксела. Сравнение на симулираните изображения с тези, регистрирани в експеримента, е дадено на фиг.77. Измерването бе направено за защитно фолио за прозорци с дебелина 0.1 mm и кръгъл отвор с диаметър 6 mm при еднопосочен опън. Образецът бе покрит с фотоеластично покритие PhotoStress® с дебелина $t = 3$ mm. Построени са хистограми на разпределението на интензитета в два участъка на изображенията на фиг.77 с еднакъв размер при практически хомогенно осветяване. Хистограмите са показани на фиг.77 д и е. Както вече бе обсъдено в Глава 3, плътността на вероятността за интензитета на напълно развит спекъл, интегриран от апертура, се дава от гама-функция. Налице е добро съвпадение между моделирането и експеримента.

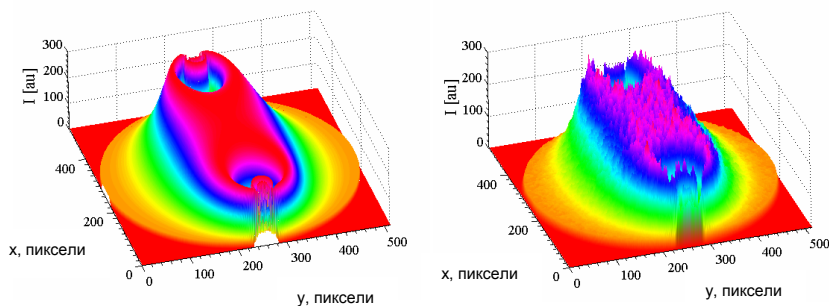


Фиг.77 (а,б) – 8-битово симулирано изображение със спекъл-шум (а) и след филтриране с медианен филтър с радиус от 6 пиксела (б) за диск при натоварване 350 N; (в,г) – експериментално 8-битово изображение със спекъл-шум (в) и след филтриране с медианен филтър с радиус от 6 пиксела (г) за защитно фолио за прозорци за еднопосочен опън; (д,е) – хистограми на интензитета в правоъгълните участъци на изображенията (а) и (в) съответно.

На фиг.78 са дадени прекъснатите фазови разпределения за трите параметъра при две натоварвания, които са получени за симулирания диск. Тази процедура засилва изискванията към точността на определяне на фазовите карти във фотоеластичното измерване. Симулацията е направена без шум.

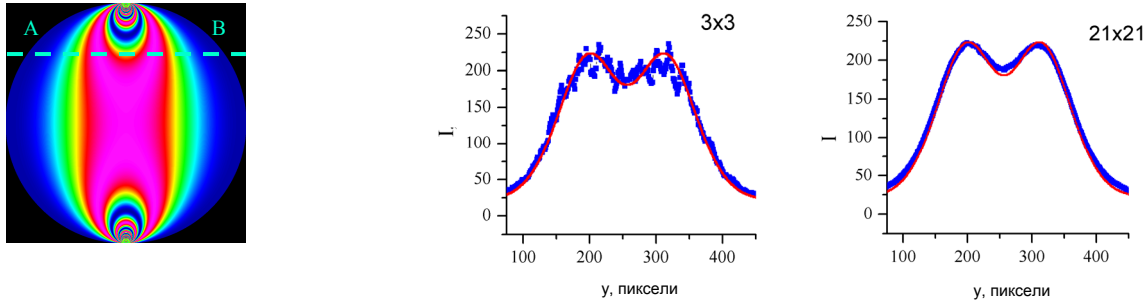


Фиг.78. Прекъснати фазови разпределения при две натоварвания; *отляво надясно*: изохромати от 0 до 2 π ; изоклини от $-\pi/4$ до $\pi/4$; изофази от 0 до 2 π (симулация без шум).

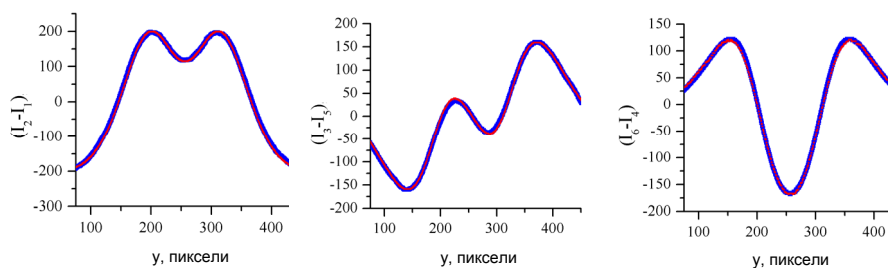


Фиг.79. Интерференчна картина (симулация): *(отляво)* – без спекъл-шум; *(отдясно)* – със спекъл-шум, редуциран с филтър на James-Stein; усредняващ прозорец на филтъра 3 $\times$ 3

Моделираните със спекъл-шум интерференчни картини $I_1 \div I_{10}$ са обезшумени след хомоморфна трансформация на сигнала (фиг. 79). Прозорец с размери по-големи от 10 $\times$ 10 пиксела внася изместване във филтрираното изображение, което може да бъде както положително, така и отрицателно (фиг.80). От (43) се вижда, че точността се определя от точността на пресмятане на разлики между 3 двойки изображения. Тази точност е значително по-висока от точността за единичните изображения (фиг.81).

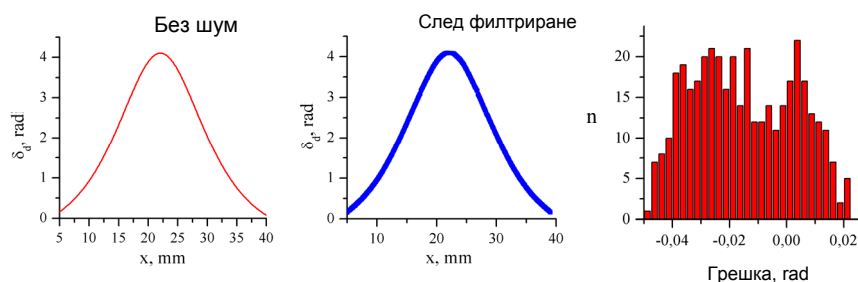


Фиг. 80. (а) интерференчна картина без спекъл-шум; (б) – (в) разпределение на интензитета по линията АВ без шум (червената линия) и след редуциране на спекъл-шума (синята линия) за нарастващ размер на усредняващия прозорец при филтрирането.

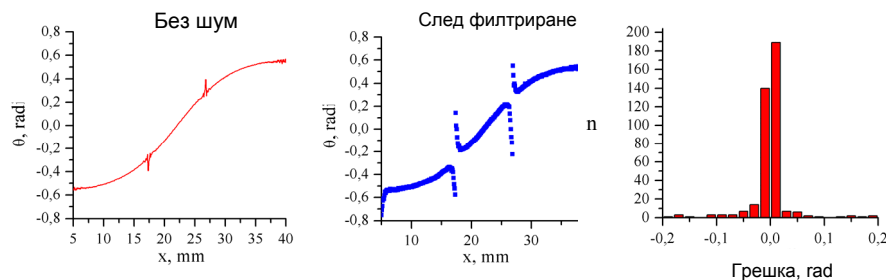


Фиг. 81 Разпределение на разликите в интензитета за $I_1 - I_2$ (отляво), $I_3 - I_5$ (по средата) и $I_6 - I_4$ (отдясно) по линията АВ от изображението на фиг.80а без шум (червената линия) и след редуциране на спекъл-шума (синята линия) с усредняващ прозорец 15×15 .

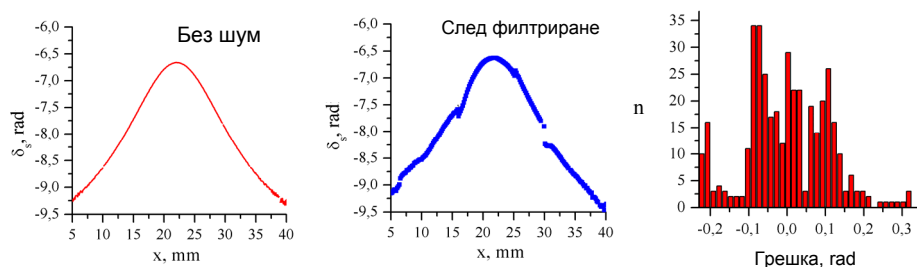
Резултатите от пресмятането на δ_d и θ по линията АВ от изображението на фиг.80а след редуциране на спекъл-шума с усредняващ прозорец 15×15 са дадени съответно на фиг.82 и 83. Средната стойност на неопределеността за изоклините е 0.00052 rad със ср.-кв. стойност 0.07 rad , а за изохроматите – 0.015 rad със ср.-кв. стойност 0.018 rad . За пресмятане на фазовото закъснение δ_s трябва да се оценят сумите $I_7 - I_8 + I_9 - I_{10}$ и $I_7 + I_8 - I_9 - I_{10}$ в числителя и знаменателя. Структурата на тези изрази, обаче, показва, че ако дадена двойка изображения участва в числителя като сума, в знаменателя тя участва като разлика. Това означава, че изместването се компенсира при разликата и се усилюва при сумата. Резултатът от пресмятането на фазовото закъснение δ_s по линията АВ от изображението на фиг.80а след обезшумяване с усредняващ прозорец 15×15 и филтъра на James-Stein на числителя и знаменателя в (45) е представен на фиг.84. В сравнение с определяне на изохроматите, точността е по-ниска. Средната стойност на неопределеността при определяне на фазата е 0.002 rad със ср.кв. отклонение 0.108 rad .



Фиг.82. Пресмятане на δ_d по линията АВ от изображението на фиг.80а без шум (а) и след редуциране на спекъл-шума (б) с усредняващ прозорец 15×15 ; хистограма на грешката на фазата (в).

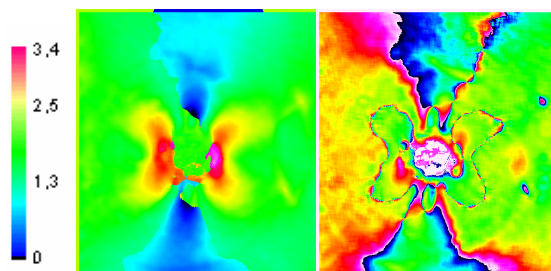


Фиг.83. Пресмятане на азимуталния ъгъл θ по линията АВ от изображението на фиг.80а без шум (а) и след редуциране на спекъл-шума (б) с усредняващ прозорец 15×15 ; хистограма на грешката на фазата (в).

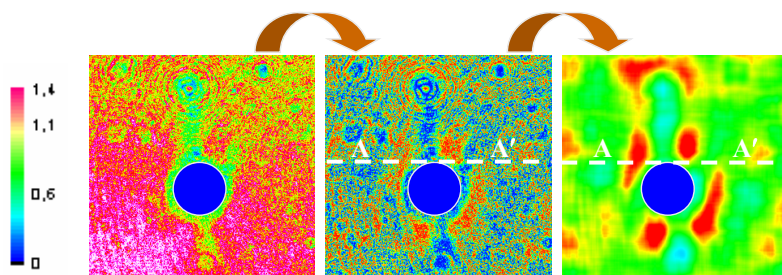


Фиг.84. Пресмятане на δ_s по линията АВ от изображението на фиг.80а без шум (а) и след редуциране на спекъл-шума (б) с усредняващ прозорец 15×15 ; хистограма на грешката на фазата (в).

Фиг.85 Разпределение на изохроматите (отляво) и изоклините (отдясно) за защитно фолио с фотоеластично покритие с кръгъл отвор при еднопосочен опън с 45 N след филтриране на регистрираните изображения



Разработената процедура за обезшумяване бе приложена към изображения, записани със системата на фиг. 75. Успешното възстановяване на картата на изохроматите и изоклините е дадено на фиг.85. Измерването е направено за защитно фолио с фотоеластично покритие и кръгъл отвор с диаметър 6 mm като концентратор на напрежение. Филтърът на James-Stein не успява да отстрани шума във вид на линии, който присъства в регистрираните изображения $I_7 - I_{10}$ (фиг.86а). Този шум остава и във филтрираните изображения (фиг.86б). Отстраняването на шума във вид на линии изисква допълнително филтриране, например с дифузионен филтър. В дисертацията приложихме друг подход – нормиране и филтриране в честотната област на изображенията $I_7 - I_{10}$. Фигура 86в показва значителното подобряване на качеството на филтрираното изображение след извършване на тези две операции.



Фиг.86 Разпределение на интензитета в I_7 за защитно фолио с фотоеластично покритие при еднопосочен опън с 20 N; (а) - регистрираното изображение, (б) – след нормиране на I_7 и филтриране с прозорец 15×15 , (в) – след нормиране на I_7 и филтриране в честотната област.

Глава 6 Монте-Карло анализ на лазерни системи за медицината

Моделиране на миграцията на фотоните в биологичните тъкани

Успешното приложение на лазерните системи за нискоинтензивна лазерна терапия зависи от равномерното депозиране на светлинна енергия в сравнително големи обеми от тъканите на дадена дълбочина. Многократното разсейване в тъканите ограничава дълбочината на проникване на лазерното лъчение и нарушава първоначалната насоченост на лазерния сноп. Това създава трудности при фокусирането му в определена точка под повърхността на тъканта. Увеличава се също така частта на дифузно отразените фотони, които не участват в терапията. Енергията се депозира в близост до източника, докато тъканните слоеве в дълбочина получават по-малко енергия. Изброените проблеми показват нуждата от прецизна оптична дозиметрия, базираща се на уравнението на радиационен пренос. В дисертацията това уравнение се решава по метода Монте-Карло за пресмятане на депозираната доза в хетерогенни тъкани. Моделирането е извършено с помощта на създаден от нас софтуер на Delphi07.

В дисертацията е направено моделиране на миграцията на фотоните по метода с ограничаване на дисперсията в полу-безкрайна хомогенна тъкан при облъчване с колимиран, сходящ и разходящ лазерен сноп с един и същ диаметър върху повърхността на тъканта [C16,C18,D4,D5] за типични в терапевтичния прозорец стойности на оптичните параметри: показател на разсейване $\mu_s = 10\text{-}100\text{ cm}^{-1}$, показател на поглъщане $\mu_a = 0.1\text{-}2\text{ cm}^{-1}$, фактор на анизотропия $g = 0.9$, показател на пречупване $n_t = 1.4$. Бе направена оценка на депозираната енергия в цилиндричен обем от тъканта в цилиндрична координатна система с ос Z , нормална към повърхността и насочена навътре в тъканта. За критерий на подобие на две пространствени разпределения на депозираната енергия

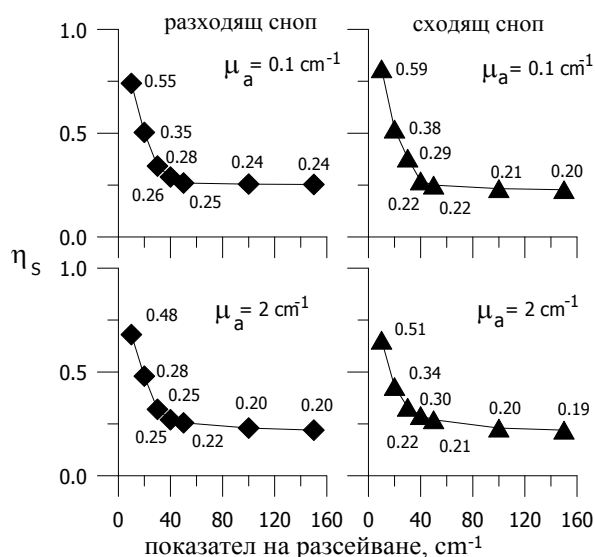
$A_{1,2}(r, z)$ се приема средната стойност на $\eta_S(r, z)$:

$$\hat{\eta}_S = \frac{1}{N_r N_z} \sum_{i_r=1}^{N_r} \sum_{i_z=1}^{N_z} \eta_S(i_r, i_z) \quad (48)$$

където $\eta_S(i_r, i_z) = \sqrt{A_1(i_r, i_z)/A_2(i_r, i_z) + A_2(i_r, i_z)/A_1(i_r, i_z) - 2}$ се пресмята от двумерните масиви $A_{1,2}(i_r, i_z) = A_{1,2}(i_r \Delta r, i_z \Delta z)$ и Δr и Δz са стъпките на дискретизация в равнината ($r \geq 0, z \geq 0$), а N_r, N_z е броят на дискретите по двете оси. Две разпределения са с висока степен на подобие, ако $\eta_S \leq 0.25$.

Показателят на разсейване е основният фактор, който влияе върху степента на подобие. При високи μ_s разпределенията за колимиран, сходящ и разходящ сноп са много сходни. За $\mu_s \geq 50\text{ cm}^{-1}$, те силно се отличават от геометрията на облъчващия сноп. Светлинната енергия се депозира предимно в слоя непосредствено под повърхността на тъканта. Колимиран кръгов сноп с диаметър на петното малко по-голям от диаметъра на петното на разходящ сноп създава на практика същото разпределение на погълнатата светлинна доза. Резултатите от сравняването на разпределенията от разходящ (сходящ) сноп с радиус 0.2 cm с това за колимиран сноп с радиус 0.25 cm са изобразени на фиг.87, като числата в близост до точките дават стандартното отклонение на $\hat{\eta}_S$. При $\mu_s \geq 30\text{ cm}^{-1}$ имаме $\eta_S \approx 0.25$, т.е. практически никаква разлика между разпределенията за колимиран сноп с радиус 0.25 cm и за разходящ/сходящ сноп с радиус 0.2 cm

Увеличаването на показателя на поглъщане води главно до по-слабо проникване на лъчението в тъканите и не влияе съществено върху $\hat{\eta}_S$. При $\mu_a = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ (слабо поглъщаща среда) фотоните проникват на по-голяма дълбочина, докато при $\mu_a = 2 \text{ cm}^{-1}$ (силно поглъщаща среда) енергията се депозира предимно в слоя между повърхността на тъканта и фокуса. При по-малък ъгъл на сходимост снопът се фокусира на по-голяма дълбочина и повечето фотони ще бъдат погълнати преди да достигнат до фокуса.



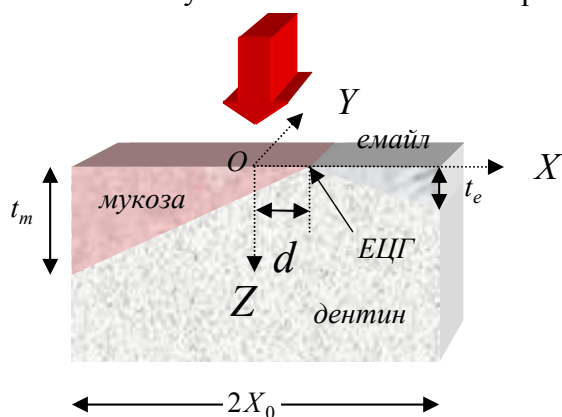
Фиг.87. Средна стойност на параметъра $\eta_s(r,z)$ като функция на показателя на разсейване за случая на сравнение на разпределението на погълнатата енергия, създадено от колимиран кръгов сноп с радиус 0.25 cm и от разходящ (сходящ) кръгов сноп с радиус 0.2 cm върху граничната повърхност на тъканта и ъгъл на разходимост 45° .

Показателят на пречупване на тъканта [C17] оказва влияние върху загубите от дифузно отражение и върху разпределението на депозираната светлинна доза. Градиентът dR_{dl}/dn , където R_{dl} са загубите от дифузно отражение в проценти, практически не се влияе от n_t , но намалява при увеличаване на поглъщането и нараства при увеличаване на разсейването. Например, dR_{dl}/dn е 32% за $\mu_a = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ и $\mu_s = 10 \text{ cm}^{-1}$ и 14% за $\mu_a = 2 \text{ cm}^{-1}$ и $\mu_s = 10 \text{ cm}^{-1}$. Намаляване на фактора на анизотропия увеличава загубите от дифузно отражение и нарушава корелацията между структурата на снопа и разпределението на погълнатата енергия.

Основната дозиметрична задача в рамките на настоящата дисертация бе моделиране на депозирането на светлинна енергия в различни триизмерни тъканни модели.

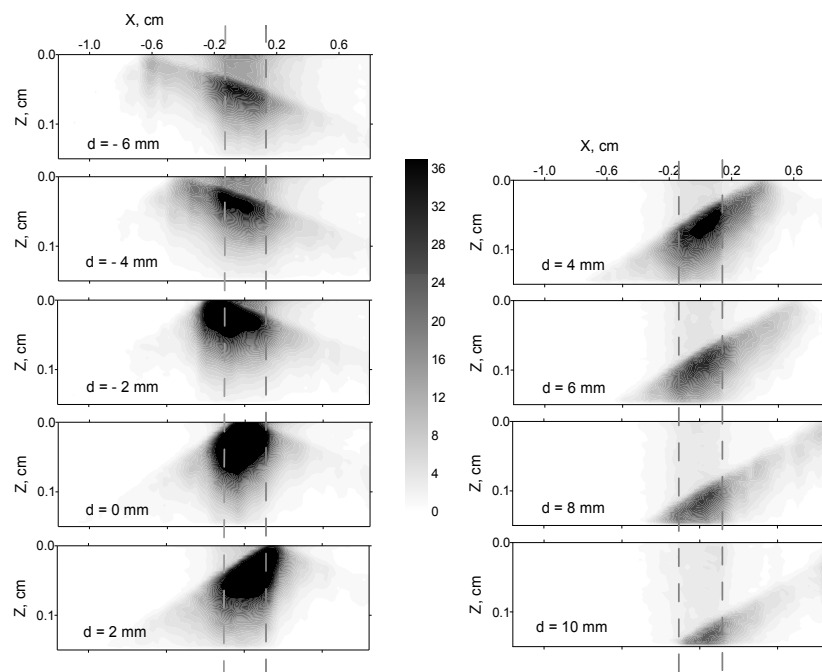
Депозиране в периодонтална тъкан. Първият модел бе периодонтална тъкан [C14,C20], като е изследвано проникването на лъчението на CW диоден лазер, излъчващ в интервала 650-660 nm при изходна мощност 5-30 mW, за който е измерена повърхностната плътност на лъчистата енергия със CCD камера. Три области оказват влияние върху депозирането на енергия: орална мукоза с показател на пречупване $n_m = 1.3$, емайл с $n_e = 1.6$ и дентин с $n_d = 1.5$. Построен е трислоен модел (фиг.88) при следните опростяващи допускания:

- 1) емайльт и мукозната тъкан не се припокриват;
- 2) граничните повърхности между емайла и дентина и мукозната тъкан и дентина се равнини, като линията им на пресичане върху предната повърхност на зъба е успоредна на оста Y и съвпада условно с емайло-циментовата граница.



Фиг.88 Опростен зъбен модел за симулациите.

Моделирането е направено по данни от литературата за оптичните параметри на тъканите: 1) мукоза: $\mu_s = 30 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_a = 0.5 \text{ cm}^{-1}$, $g = 0.9$; 2) емайл: $\mu_s = 60 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_a = 1 \text{ cm}^{-1}$, $g = 0.9$; 3) дентин: $\mu_s = 200 \text{ cm}^{-1}$, $\mu_a = 4 \text{ cm}^{-1}$, $g = 0$. Геометричните параметри са $2X_0 = 2 \text{ cm}$, $t_e = 0.6 \text{ mm}$ и $t_m = 1.1 \text{ mm}$.



Фиг.89 Пространствено разпределение на депозираната енергия в равнината $(x, 0, z \geq 0)$, получено за трислоен тъканен модел за различни разстояния между оста на снопа и емайло-циментовата граница. Мащабите по осите X и Z се различават; $\Delta x_1 = 0.0028 \text{ cm}$ и $\Delta y_1 = 0.004 \text{ cm}$.

Зъбът се състои от области със съществено различни оптични параметри. В близката ИЧ област μ_s на

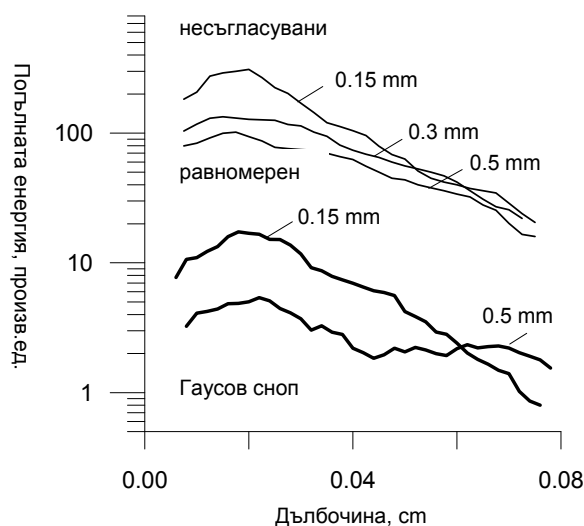
дентина е на порядък по-голям от този на емайла. Поглъщането в дентина превъзхожда 4 и 8 пъти това в емайла и мукозната тъкан. Разликата в показателите на пречупване на границата мукоза/дентин или емайл/дентин води до разсейване на фотони обратно в мукозата и до задържане на проникналите фотони в дентина, които се поглъщат в близост до граничните повърхности. Разстоянието d между емайло-циментовата граница и оста на лазерния сноп се мени при моделирането. Резултатите от моделирането се записват в тримерен масив. За представяне на резултатите е избрана равнината $(x, 0, z \geq 0)$, като получените разпределения са показани на фиг.89. Пунктирната линия показва очертанията на снопа. Специфично за устната кухина е, че клинично релевантните тъкани се намират близо до повърхността, т.е. подповърхностният слой е основната цел при депозиране на енергия. Разликата в оптичните параметри на трите слоя, обаче, създава силно неравномерно депозиране в триизмерна област, която е значително по-голяма от геометричните размери на снопа. Наблюдава се пик на погълнатата енергия близо до оста му, чиято големина намалява с увеличаване на d . Наличието на такъв пик в дентина следва да се разглежда като загуба на енергия, след като целта на терапията е облъчването на мукозния слой.

Депозиране на енергия в кожна тъкан. Моделирано е депозирането на енергия при осветяване със сходящ сноп за двуслоен модел [C9], състоящ се от епидермис с дебелина $60 \mu\text{m}$ и дерма, която се разглежда като полубезкрайна хомогенна среда. Факторите на анизотропия и показателите на пречупване на двата вида тъкан са едни и същи, което прави възможно прилагането на т.нар. “делта-разсейваща” техника за моделиране на поглъщането на фотоните поради обстоятелството, че няма отражения на границите между различните тъканни среди освен при влизането на лазерния сноп. Равнината XY съвпада с повърхността на тъканта. 3-D траекторията на всеки фотонен пакет се моделира

чрез задаване на входните му параметри като $\rho = \rho_f \sqrt{\xi_\rho}$ и $\theta = 2\pi\xi_\theta$, където ρ_f е радиусът на снопа, θ е азимуталният ъгъл и ξ_ρ, ξ_θ са равномерно разпределени случайни числа между 0 и 1. Използва се фазовата функция на Henyey-Greenstein и показател на пречупване 1.37. При моделиране на кожна тъкан без обекти с други оптични параметри погълнатата енергия се записва като пространствено разпределение $A(\rho, z)$ в относителни единици по радиалната координата (ρ) и в дълбочина (по оста Z) вследствие на цилиндричната симетрия на задачата. Когато в подкожния слой са включени други обекти, се записва $A(x, \theta, z)$. Погълнатата енергия се нормира към броя на излъчените фотони.

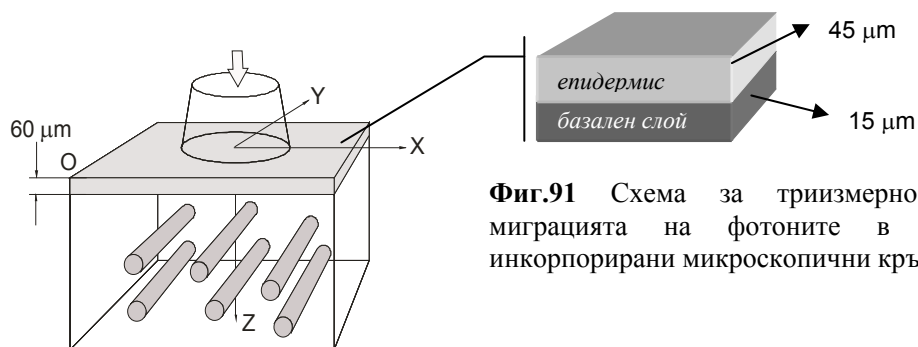
Безкръвна кожна тъкан. Тесен сноп с равномерно или Гаусово разпределение гарантира много по-ефективно депозиране на енергия в тъканта, когато е фокусиран; дефокусираните снопове са ефективни само близо до епидермалния слой. Това се потвърждава от фиг.90, която представя погълнатата енергия по оста на снопа с увеличаване на дълбочината f на геометричния фокус в тъканта. Нарастването на погълнатата енергия около фокуса се вижда ясно, когато снопът е фокусиран непосредствено под епидермалния слой ($f = 0.15$ mm). Налице е област с максимално поглъщане, даже когато снопът е фокусиран по-надълбоко в тъканта ($f = 0.5$ mm); тази област е разположена близо до епидермалния слой.

Фиг.90 Депозирана енергия в дермата по оста на падащия лазерен сноп за различни дълбочини на геометричния фокус под повърхността на тъканта за равномерно (тънка линия) и Гаусово (плътна линия) разпределение на интензитета. Броят на фотонните пакети е 3×10^6 . Моделирането е направено за дължина на вълната 632.8 nm.

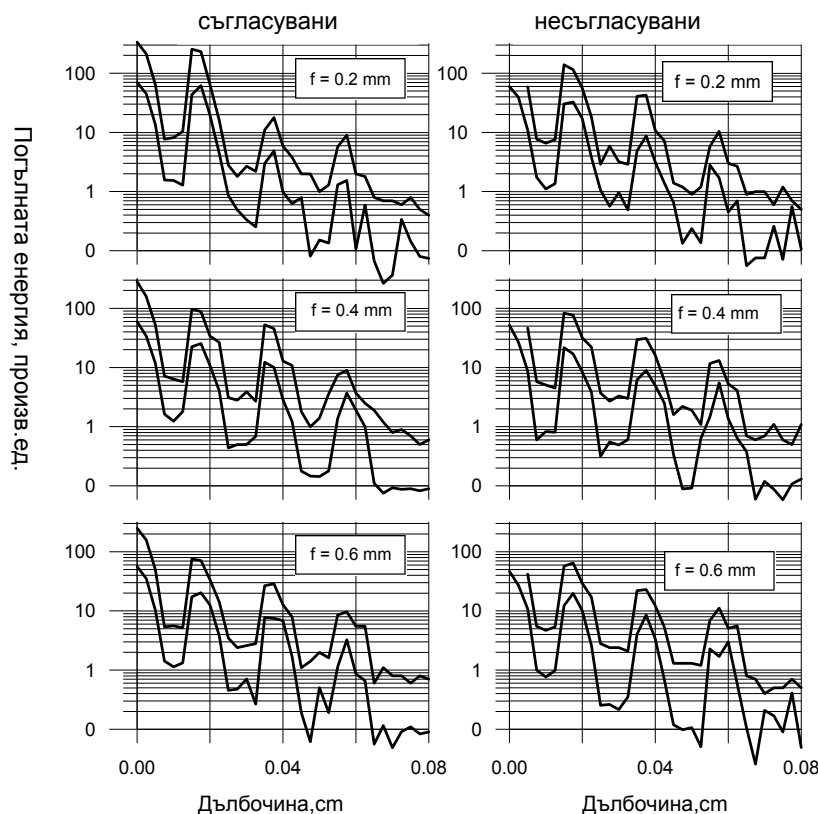


Кожна тъкан с включени в нея разсейващи обекти Моделирането показва, че депозирането на енергия в обекта нараства при показател на разсейване на обекта по-голям от този на дермата поради по-голямата вероятност фотоните да останат в него.

Кожна тъкан с микроскопични кръвоносни съдове. Моделирано е депозирането на енергия в кожна тъкан с микроскопични кръвоносни съдове, т.е. с поглъщащи обекти в дермата [C9,C11]. Бе разработена програма за 3D пространствен модел на кожна тъкан, в който микроскопичните кръвоносни съдове в подкожния слой се моделират като разположени на различна дълбочина цилиндри, успоредни на повърхността на тъканта (фиг.91) [C11]. Епидермисът се състои от епидермален слой без меланин с дебелина 45 μm и базален слой с меланин с дебелина 15 μm . Дермалната тъкан е моделирана като хомогенна полубезкрайна среда. Радиусът, броят и положението на кръвоносните съдове могат се променят. Навсякъде показателят на пречупване е равен на 1.37. Фазовата функция е тази на Henyey-Greenstein. Оптичните свойства на дермалната тъкан и кръвта са взети от литературата.

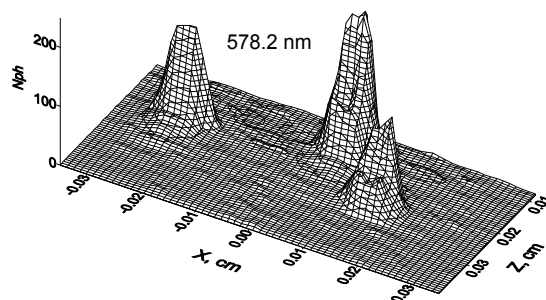


Фиг.91 Схема за триизмерно моделиране на миграцията на фотоните в кожна тъкан с инкорпорирани микроскопични кръвоносни съдове.



Фиг.92 Погълнатата енергия в кожна тъкан при наличието на три кръвоносни съда по оста на осветяващия лазерен сноп, фокусиран на различна дълбочина f под повърхността за дължина на вълната 585 nm. Центровете на кръвоносните съдове са разположени на дълбочина 0.2, 0.4 и 0.6 mm под повърхността. Радиусът на снопа с равномерно разпределение на интензитета е 0.5 mm. Броят на фотонните пакети е 10^6 . Горната крива отговаря на равномерно разпределение на интензитета, а долната – на Гаусово. Двата снопа са с една и съща енергия.

Фиг.93 Разпределение на депозираната енергия N_{ph} (в отн.ед.) в равнината X-Z под епидермиса. Моделираният обем съдържа три кръвоносни съда успоредно на оста Y на дълбочина 0.12 mm, 0.18 mm, 0.24 mm по оптичната ос на лазерен сноп с радиус 0.3 mm. Броят на излъчените фотонни пакети е 1000000; $f_{mel} = 50\%$.

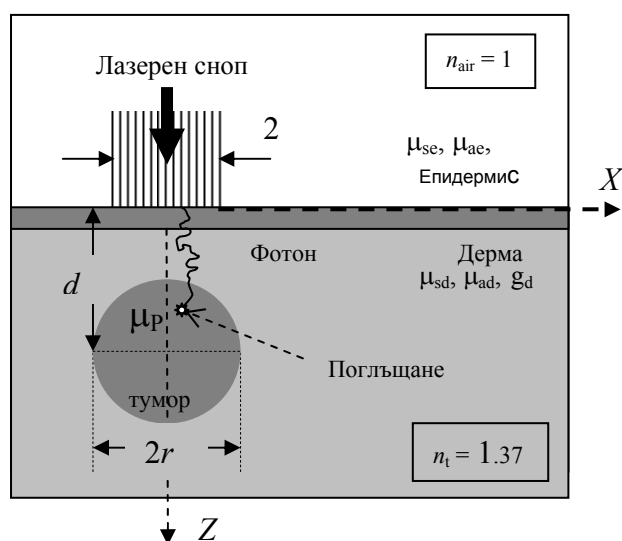


Оста Z съвпада с оста на лазерния сноп, а равнината OXY - с повърхността на тъканта.

При този тъканен модел трябва да се отчита съществено различния среден свободен пробег на фотоните в четирите моделирани слоя, както и факта, че размерите на някои слоеве са от порядъка на микрометри. Моделирано е фокусирането на сноп с равномерно и Гаусово разпределение върху обекти на различна дълбочина (фиг.92). Равномерният сноп е по-ефективен. Кръвоносните съдове на по-голяма дълбочина се екранират от тези над тях. Кръвоносният съд на дълбочина 0.6 mm получава максимално светлинна

енергия, когато снопът е фокусиран пред него. Увеличаването на f , обаче, оказва най-силно влияние върху депозирането на енергия в съда, който е най-близо до повърхността. Направена е симулацията за четири дължини на вълните (532, 578.2, 585 и 595 nm) в X-Z равнината за три кръвоносни съда с радиус от 60 μm , разположени на дълбочина 0.02, 0.04 и 0.06 cm под повърхността на тъканта по оста на колимиран лазерен сноп. На фиг.93 е показано пространственото разпределение на депозираната енергия за случая, когато кръвоносните съдове се намират непосредствено под епидермиса при $f_{\text{mel}} = 50\%$ (f_{mel} е процентният състав на меланозомите в базалния слой на епидермиса). Както се вижда, при такъв малък радиус на кръвоносните съдове е налице ефективно депозиране на енергия във вътрешността.

Моделиране на депозиране на енергия при фотодинамична терапия Тенденцията в развитието на съвременните фотосенсибилизатори (ФС) е синтезът на вещества с поглъщане в терапевтичния прозорец, където преобладава многократното разсейване. Затова оптичната дозиметрия е една от най-важните задачи на фотодинамичната терапия. В дисертацията тази задача се решава с триизмерно Монте-Карло моделиране на депозиране на енергия в кожна тъкан с малък тумор (фиг.94). Поглъщането в тумора е това на фотосенсибилизатора. Лъчението преминава през 60 μm епидермален слой и навлиза в дермата, където на дълбочина d е локализиран сферичен тумор с радиус r . Снопът е колимиран с кръгово напречно сечение с радиус ρ на входа на тъканта и съдържа 2×10^6 равномерно разпределени фотонни пакети с тегло 1. Равнината XY

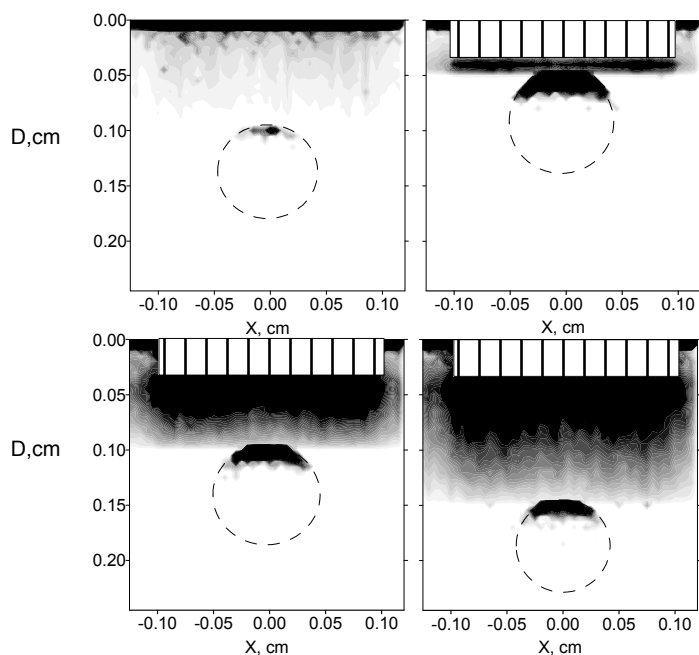


съвпада с повърхността на тъканта. Оста Z, която е ос и на лазерния сноп, е насочена навътре в тъканта и преминава през центъра на тумора. Задачата се характеризира с цилиндрична симетрия. Погълнатата енергия се нормира към броя на излъчените фотонни пакети.

Фиг.94 Геометрия на Монте-Карло моделиране на миграцията на фотоните в кожна тъкан с включен сферичен тумор.

Показателят на разсейване и факторът на анизотропия на тумора са същите както на дермалния слой. И в този

случай за моделирането се използва делта-разсейваща техника. Показателят на поглъщане, μ_{ps} , вътре в тумора надвишава показателя на поглъщане в дермата. Ефективността на депозиране на енергия се оценява на базата на хипотетична прагова светлинна доза, необходима за постигане на некроза. На фиг.95 са показани резултатите за депозирането на енергия в тумор с диаметър $2r = 1 \text{ mm}$, разположен на различни дълбочини под повърхността на тъканта при облъчване с колимиран лазерен сноп с диаметър 2 mm и дължина на вълната 670 nm. Фотоните се излъчват нормално към повърхността на тъканта. Сравнени са облъчване директно през епидермалния слой и под епидермалния слой с използване на оптично влакно. Резултатът от моделирането е представен като 2D карта с 256 градации на сивото на депозираната енергия, като белите области отговарят на липса на поглъщане, а в черните погълнатата енергия надвишава предварително зададена прагова стойност, която води до разрушаване на тумора.



Фиг.95 2D карти с 256 градации на сивото на депозираната енергия в тъканта при облъчване с 670 nm с лазерен сноп с равномерно разпределение на интензитета и кръгово напречно сечение с диаметър 2 mm (в черните области погълнатата енергия надвишава предварително зададена прагова стойност, която води до разрушаване на тумора); *горе отляво* – облъчване през епидермиса; *горе отдясно и долу* – облъчване под епидермиса с използване на оптично влакно.

Завъртането на картата около оста Z дава обемното разпределение на погълнатата енергия. Моделирането потвърждава очаквания извод, че за μ_{ps} от 0.5 до 20 cm^{-1} ,

облъчването през епидермалния слой на тумори на дълбочина по-голяма от 1 mm е неефективно поради силното поглъщане в епидермиса. Резултатите са по-добри за фотоните, инжектирани под епидермиса. Депозирането на енергия е ефективно в горната една трета от тумора. Този резултат е получен при условие, че показателят на поглъщане на ФС не се променя в резултат на облъчването. За да се постигне надпраговата доза на погълнатата енергия в целия обем на тумора фотоните трябва да се инжектират плътно до върха му или в центъра на тумора.

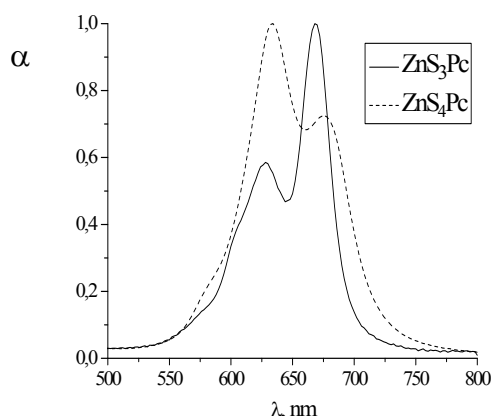
Фотодинамична терапия *in vitro*

Фотодинамичната терапия *in vitro* е задължителен етап от утвърждаването на всеки нов ФС в клиничната практика. Като правило тя включва провеждането на *in vitro* цитотоксичен тест за създаване на *in vitro* база данни с цел предсказване на началните дози при *in vivo* тестовете и за сравняване на потенциала на тестваните вещества. Резултатът от теста се представя във вид на т.нар. крива „доза-отклик“, която показва как намалява броят на оцелелите клетки в зависимост или от използваната концентрация на ФС, или от повърхностната плътност на лъчистата енергия. Обикновено, токсичността на ФС се характеризира с цитотоксичната концентрация IC_{50} или цитотоксичната светлинна доза E_{50} , които се дефинират като концентрацията на веществото или повърхностната плътност на лъчистия поток, при които се увреждат 50% от инкубираните клетки.

Най-често цитотоксичната светлинна доза E_{50} се оценява от единична експериментална крива „доза-отклик“. Общо казано, терапевтичният ефект зависи от всички процеси като поглъщане на светлината от ФС, формиране на триплетно ниво на ФС, захващане на триплетното ниво от молекулярния кислород за времето му на живот, пренос на енергия от триплетното състояние към молекулярния кислород, образуване на цитотоксични кислородни съставки, фотодезактивиране на ФС и намаляване на количеството кислород. Предвид твърде многото параметри на физиката, химията и биологията на фотодинамичната терапия, които влияят върху оценката на E_{50} , въпросът за възпроизводимостта на резултатите от цитотоксичния тест е от съществено значение.

Затова в дисертацията се решава задачата за оценяване на цитотоксичната светлинна доза E_{50} от единична крива „доза-отклик“ [A6,A9,C13,D3].

За провеждане на тестовете са използвани две човешки (8 MG BA и MCF-7) и две животински (LSCC-SF-Mc29 и LSR-SF-SR) клетъчни линии. Клетките се култивират като монослойни култури по рутинна процедура в Института по експериментална морфология, патология и антропология с музей на БАН в стандартна плака с 96 ямки (Nunc) при среден брой 2×10^4 клетки на ямка. В настоящето изследване са използвани ФС от класа на фталоцианините с много големи показатели на поглъщане в интервала (660-700 nm). При тестовете са използвани фталоцианините ZnS_3Pc и ZnS_4Pc . И двата ФС са приготвени в лабораторни условия в Института за химически изследвания – ICECHIM, Букурещ,



Румъния и ни бяха предоставени за провеждане на съвместни изследвания по програмата COST, акция D20 на ЕС. На фиг.96 са дадени нормираните спектри на поглъщане на ZnS_3Pc и ZnS_4Pc , измерени със спектрофотометър UV-Vis-NIR-Cary-5E (Varian).

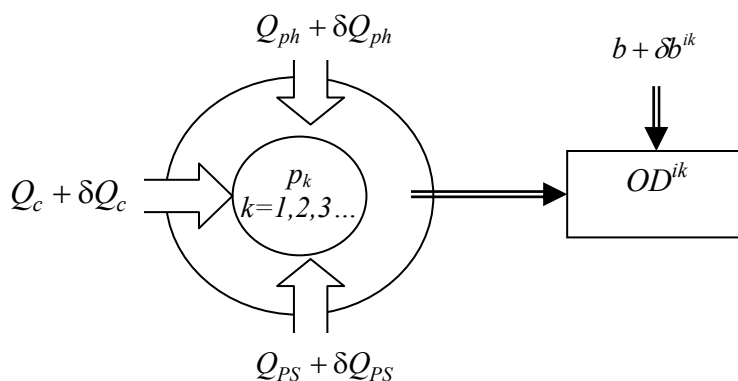
Фиг.96 Нормирани спектри на поглъщане на изследваните фталоцианини

За измерване на жизнеспособността на клетките всяка плака бе разделена на 6 колони с контролни клетки (без ФС) и 6 колони с третирани клетки, които се редуват. Тази организация на плаката позволява депозирането на 6 нарастващи по големина светлинни дози, които се избират така, че да осигурят най-малко три точки между 10% и 90% относителна жизнеспособност за всяка крива «доза-отклик». Фототоксичността на тестваните ФС бе изследвана с *in vitro* тест с поглъщане на неутрално червено. Оценката на цитотоксичната светлинна доза E_{50} , се получава от данните за оптичната плътност OD^{ik} от четеца на плаки.

Монте-Карло моделиране на показанията за оптичната плътност. За да отговорим на въпроса колко е надеждна оценката на цитотоксичната светлинна доза E_{50} , получена от единична крива “доза-отклик” показанията на четеца на плаки са моделирани по метода Монте-Карло въз основа на опростения модел на фиг.97. Стойностите на оптичната плътност OD^{ik} са количествена мярка за жизнеспособността на клетките. Тези стойности флукутират в различните ямки. Фиг.97 изобразява схематично моделирането на стойността на OD^{ik} в дадена ямка от плаката. Моделирането се базира на опростеното описание на фотодинамичния процес.

Фиг.97. Схема на моделирането на показанията за оптичната плътност в една ямка

За всяка плака се задава броят на клетките в ямките. Като цяло, симулирането на показанията OD^{ik} за плака с 96 ямки включва



моделиране на данните в 42 ямки с контролни клетки, 42 ямки с третирани клетки и 12 празни ямки. Ямките с контролни/третирани клетки са разделени на 6 групи, представлящи 6 колони с 7 ямки. За клетките в дадена ямка се пресмята вероятността за клетъчна смърт p_{cd} . Флукутиращите входни величини за всяка ямка са броят на клетките в монослоя $\tilde{Q}_c$, броят на депозираните фотони $\tilde{Q}_{ph}$ и концентрацията на ФС $\tilde{Q}_{PS}$, като $\tilde{Q}_\chi = Q_\chi + \delta Q_\chi$. Тук Q_χ е средната стойност, а δQ_χ описва флукутицията; $\chi = c, PS, ph$.

Вероятността за клетъчна смърт е пропорционална на $\tilde{Q}_{ph}$ и $\tilde{Q}_{PS}$ за дадена ямка, както и на вероятностите на процесите вътре в ямката като поглъщане на светлината от ФС, образуване на триплетно състояние, захващане на триплетното състояние от молекулярния кислород, предаване на енергия от триплетното състояние на молекулярния кислород, увреждане на клетките от образуваните реактивни цитотоксични съставки. Описаните процеси се моделират като независими случайни събития с постоянна вероятност p_l , $l = 1, 2, 3, \dots$, за всяка от клетките в моделираната ямка. Стойностите на фоновата компонента $b + \delta b^{ik}$, които се добавят към всяка ямка, са единствената входна величина за реда с празни ямки на моделираната плака. Моделирани са два случая на облъчване, при които броят на фотоните флукутира от колона на колона и флукутира вътре във всяка колона.

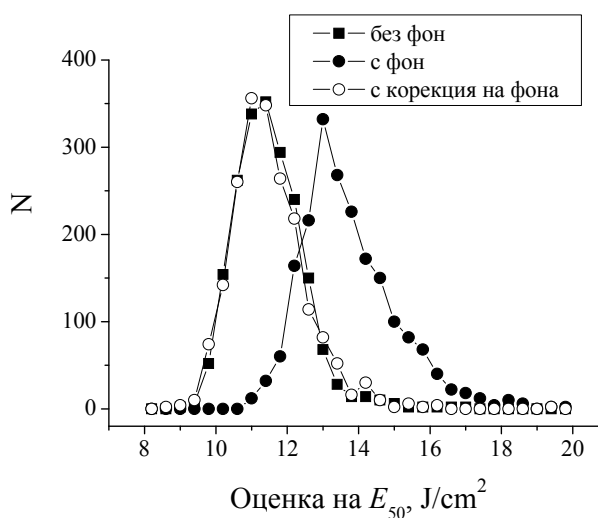
Средните стойности Q_{ph}^j бяха задавани така, че да се покрие интервала от 25% до 100% за жизнеспособността на клетките. Изчерпването на кислорода при по-големите светлинни дози се моделира чрез включване на множителя $\omega_n = 1 - \exp[-\tau(\tilde{Q}_c^{ik} - n)]$, $n = 1, 2, \dots, \tilde{Q}_c^{ik}$, при пресмятане на вероятността p_{cd} , където τ е параметър. За да построим разпределението на плътността на вероятността на оценката на цитотоксичната светлинна доза $\hat{E}_{50}$ и да определим стандартното ѝ отклонение, са моделирани данните за $M = 2000$ плаки за различни комбинации на параметрите, участващи в този модел. Средният брой на клетките във всяка ямка бе 2×10^4 .

Необходимостта от изваждане на фона ясно се вижда и от фиг.98, където са изобразени хистограми на оценката $\hat{E}_{50}$ при липса и наличието на фон. Оценката $\hat{E}_{50}$ е силно положително изместена, когато стойностите на жизнеспособността са без корекция на фона. Оценяването на фона от реда с празни ямки дава добра негова оценка.

Фиг.98 Хистограми на оценката на цитотоксичната светлинна доза $\hat{E}_{50}$ в отсъствие и при наличие на фон.

Валидация на цитотоксичния тест с поглъщане на неутрално червено багрило по експериментални данни.

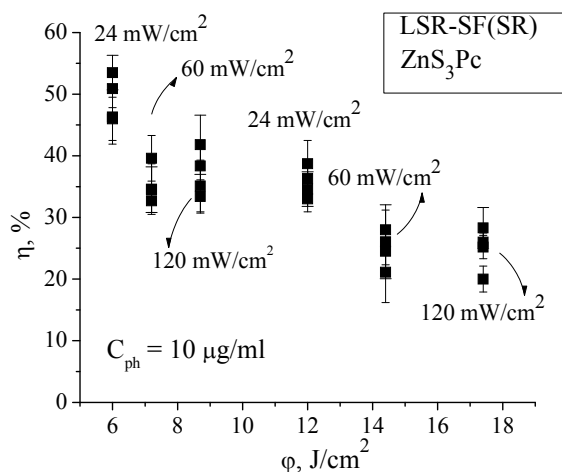
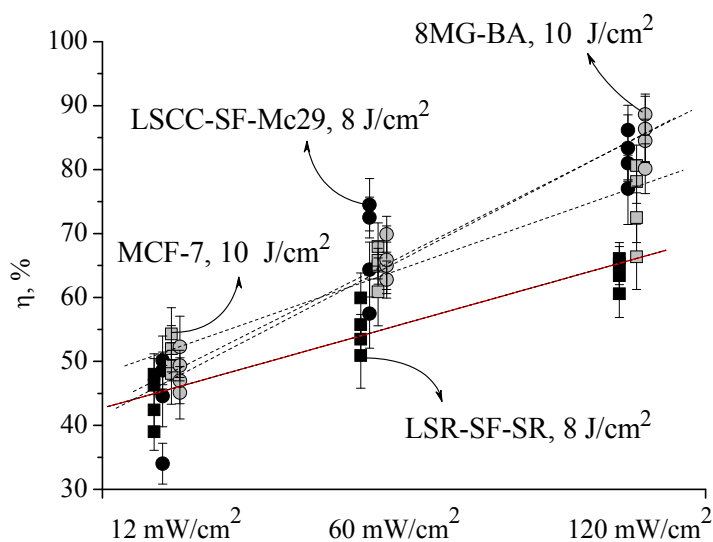
Извършеното моделиране показва, че големият брой независими фактори, влияещи върху цитотоксичния тест, водят до флукутации на необработените данни, които



частично се компенсират. В резултат на това е възможно да се получи достатъчно добра оценка на цитотоксичната светлинна доза от измерване с единична плака. За да потвърдим този извод, проведохме серия от експерименти за валидация на цитотоксичния тест с неутрално червено. Целта бе събиране на информация за флукуациите в експерименталните данни и оценяване на повтаряемостта при определяне на жизнеспособността на клетките.

За да оценим повтаряемостта на резултатите от теста бяха използвани два подхода: 1) натрупване на данни за жизнеспособността при дадена енергия, депозирана при дадена повърхностна плътност на лъчистия поток; 2) сравняване на кривите «доза-отклик», построени за дадена клетъчна линия при идентични условия на облъчване. Фигура 99 представя относителната жизнеспособност за различни клетъчни линии, третирани с ZnS_4Pc при концентрация $10 \mu\text{g/ml}$ и условия на облъчване: $\phi = 8$ или 10 J/cm^2 и $\psi = 12, 60$ и 120 mW/cm^2 . Използвана е плака с един вид клетки, която е разделена на три части от 4 съседни колони всяка. Във всяка част една от колоните съдържа контролни клетки, докато другите три – третирани клетки. Обработените данни в трите части на плаката позволяват да се получат три стойности за жизнеспособността при еднакви околни условия, но при различни ψ . За всяка клетъчна линия са обработени по 4 плаки. Правите линии на фигурата отговарят на дадена клетъчна линия.

Фиг.99 Относителната жизнеспособност на клетките като функция на повърхностната плътност на лъчистия поток при дадена светлинна доза. Тестовите са проведени с ZnS_4Pc при $10 \mu\text{g/ml}$. Вертикалните отсечки представят стандартните отклонения.

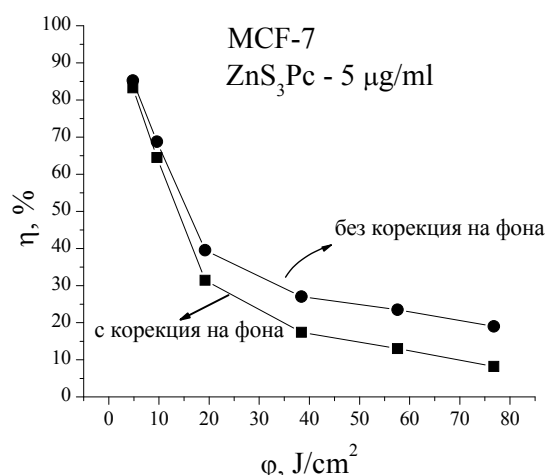
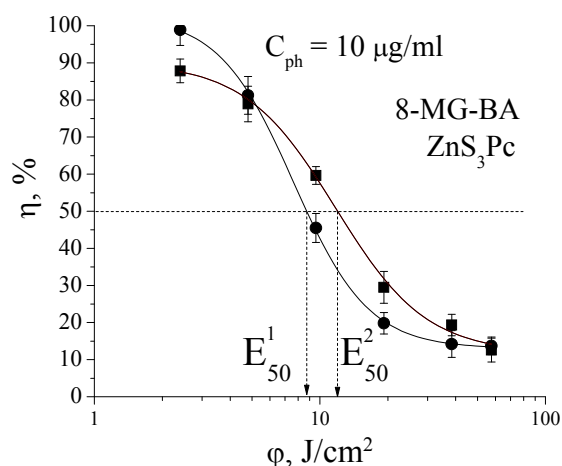


Фигура 99 потвърждава факта, че депозирането на дадена светлинна доза при по-малка повърхностна плътност на лъчистия поток води до по-силно изразен фотодинамичен ефект.

Фиг.100 Повтаряемост на резултатите на цитотоксичния тест с неутрално червено при различна повърхностна плътност на лъчистата енергия и лъчистия поток. Тестовите са извършени с ZnS_3Pc при $10 \mu\text{g/ml}$. Вертикалните отсечки показват стандартните отклонения.

Фиг.101 Крива „светлинна доза – отклик”.

Фигура 100 представя резултатите, получени за клетъчна линия LSR-SF-SR, която бе третирана с 10 $\mu\text{g/ml}$ ZnS_3Pc . Депозираните светлинни дози за този експеримент са избрани така, че да осигурят спад на относителната жизнеспособност под 50%. Като цяло, са наблюдавани 10-15% флукутации на относителната жизнеспособност, което може да се приеме за много добър резултат, особено като се има предвид множеството фактори, влияещи върху резултата от цитотоксичния тест с неутрално червено. Този резултат се потвърждава и от тестовите измервания на кривите „доза-отклик” за клетъчните линии LSR-SF-SR и 8MGBA с 5 и 10 $\mu\text{g/ml}$ of ZnS_3Pc [A9].



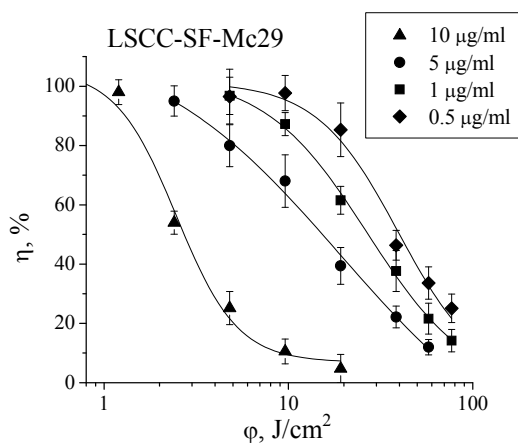
При по-високи светлинни дози разликите между стойностите на относителната жизнеспособност стават по-големи, което на практика оказва влияние върху наклона на кривите. За илюстрация на фиг.101 са дадени две експериментални криви за клетъчната линия 8MGBA при 10 $\mu\text{g/ml}$, както и стойностите на цитотоксичната светлинна доза E_{50} след използването на логистичен модел. Получените криви са достатъчно близки за $\phi < E_{50}$.

Фиг.102 Крива «светлинна доза – отклик» без и с корекция на фона

Фигура 102 е добра илюстрация за необходимостта от изваждане на фона, тъй като кривата пресметната без корекция за фона е изместена нагоре и следователно дава по-висока стойност за E_{50} . Изваждането на фона, представляващо рутинна стъпка при много *in vitro* цитотоксични тестове, следва да бъде задължителна стъпка и при построяването на кривата “доза-отклик” при фотодинамичната терапия *in vitro* за да се избегне положителното изместване на оценката на цитотоксичната доза.

Направените тестови измервания показаха много сходни разпределения на флукуациите на необработените данни за контролните клетки при всички използвани ψ . Флукуациите остават на практика в границите на $\pm 15\%$ от средната стойност на оптичната плътност за контролните клетки OD_c . Флукуациите на необработените данни за третираните клетки са на практика същите както при контролните клетки, като са малко по-големи за по-високите светлинни дози. Сравнително ниските стойности на относителните флукуации могат да се обяснят с комбинираното действие на много независимо действащи фактори в процеса на ФДТ, поради което наблюдаваният разброс на измерваната величина (оптична плътност) е сравним с разброса на флукуациите на самите фактори. Това обяснение се потвърждава и от факта, че относителните жизнеспособности, получени за всяка от

тестваните клетъчни линии показват доста малки вариации от порядъка на 10-15 %. Възможна е ситуация, обаче, при която оценяваната крива “доза-отклик” се състои от стойности на относителната жизнеспособност над 70-80%. Тези криви следва да бъдат отхвърлени като абсолютно неприемливи.



Фиг.103 Относителна жизнеспособност на клетъчните линии а) LSCC-SF-Mc29, б) LSR-SF-SR, в) 8MG-BA, д) MCF-7, третирани с фталоцианина ZnS_3Pc .

Валидацията на теста с поглъщане на неутрално червено показва добра повтаряемост на резултатите. Валидационните експерименти доказаха, че е възможно да се получат надежни оценки на цитотоксичната доза от единична

крива “доза-отклик” с използване на плака с 96 ямки. Кривата “доза-отклик” следва да се строи по данни, получени от една и съща плака. Добавянето на неутрално червено багрило към един ред с празни клетки за оценяване на фона е задължително за подобряване на точността на теста. Броят на колоните с контролни клетки може също да бъде намален и облъчването им да се избегне. На фиг.103 са дадени както стойностите на жизнеспособността за различни концентрации на ФС, така и апроксимиращите криви, като в повечето случаи са използвани функция на Хил и разпределение на Болцман.

Основни научни приноси в дисертацията

Съществените творчески приноси в дисертацията са предимно в приложно-теоретичен аспект и са основа за развитието и оптимизацията на оптични системи в лазерната техника (в областта на пренастройваемите лазери) и в метрологията (в областта на профилометрията, цифровата холографска микроскопия, Фурие-спектроскопията, фотоеластичния анализ и оптичната дозиметрия) като част от физиката на вълновите процеси. В резултат на систематизирания теоретичен анализ са предложени нови елементи и решения и са установени нови свойства. По-конкретно, основните приноси могат да бъдат представени като :

1. Разработени са два нови метода за пресмятане на отражението и пропускането на интерференчен клин на Физо с високо-отразяващи покрития и дебелина на процепа между тях 200 – 500 μm при осветяване с пространствено ограничен монохроматичен сноп [A16, C22]. Изведени са изрази за пресмятане на интерференчната картина на произволно разстояние от клина. За въздушен клин на Физо и осветяване с Гаусов сноп е получено аналитично решение. Разработените методи съдържат като граничен случай осветяване с безкрайна плоска вълна и са в съгласие с експерименталните данни и закона за запазване на енергията. На базата на разлагане на комплексната амплитуда на падащия сноп по плоски вълни [A2, A11, C3] е изградена обобщена теория на интерференчния клин за падане на снопа от двете страни на нормалата към повърхността му [A2, A16]. Определена е спектралната селективност на клина на Физо в зависимост от дебелината на процепа, коефициентите на отражение на покритията и ъгъла между тях.

2. За първи път е установена теоретично и експериментално асиметрия в отражението в резонанс при интерференчен клин с различни отразяващи покрития, изразяваща се в това, че отразеният сноп е пространствено изместен спрямо падащия при отражение от страна на покритието с по-малък коефициент на отражение, докато снопът, отразен от страна на покритието с по-висок коефициент на отражение е умалено копие на падащия сноп [A14]. Установено е, че пропускането на такъв клин не намалява монотонно с увеличаване на единия от коефициентите на отражение при фиксирана стойност на другия коефициент, а нараства до изравняване на двата коефициента, след което бележи стръмен спад. Установено е, че ротацията на клина в равнина, перпендикулярна на ръба му влияе съществено върху устойчивостта на интерференчната картина [A16].

3. Доказана е възможността за използване на интерференчен клин за двувълнова генерация [A17] и като елемент за създаване на асиметрия в кръгов резонатор [A15]. Разработен е подход за пресмятане на интерференчната картина на разстояние от клина при осветяването му под ъгъл, при който многократно отразените вълни вътре в него се разпространяват в посока на намаляване на междината му. Описано е теоретично създаването на пренастройваема обратна връзка в пренастройваем лазерен осцилатор-усилвател, в който клинът изпълнява ролята на спектрален селектор и куплиращ елемент [A12,C21], вследствие на пространственото отместване между отразените снопове в резонанс и извън резонанс и обръщане на интерференчната картина зад фокалната равнина на клин с нееднакви отразяващи покрития. Доказана е възможността с единичен клин на Физо или интерферометър на Фабри-Перо да се селектира тясна линия в широк спектрален диапазон за лазери с широка крива на усилване чрез използване на съвпадането върху честотната ос на поредиците от максимуми на пропускане за два различни ъгъла на падане [A13]. Получени са изрази за спектралното и ъглово отстояние при съвпадането на съседните максимуми и са формулирани изискванията към параметрите на интерферометъра.

4. Обосновано е измерването на дължината на вълната на непрекъснати лазери във фокалната равнина на клин на Физо с отразяващи покрития с коефициент на отражение над 0.5, което гарантира интерференчни ивици с добър контраст. При провеждане на измерването в тази равнина се постига точност 5×10^{-6} [C19].

5. Създадена е теория на оптичното поведение на синусоидална фазова решетка в зоната на Френел [A4,A5,A7,B3] при кохерентно осветяване с плоска вълна [C26] и разходящ сноп [C25]. Теоретично и експериментално е доказана възможността за проектиране на контрастни синусоидални ивици в пространствена област с размери, достатъчни за фазово-отместваша профилметрия на големи триизмерни обекти. Установени са параметрите на решетката, осигуряващи пренебрежим принос на по-високите хармонични, както и постоянен контраст на ивиците [C4]. За първи път поведението на синусоидалната фазова решетка е сравнено с това на синусоидална амплитудна решетка и е доказано по-доброто качество на ивиците, проектирани от фазовата решетка, в близката инфра-червена област. За първи път е проведено профилметрично измерване с този вид решетка.

6. Намерени са систематичните грешки от влиянието на по-висшите хармонични и използването на различни дължини на вълните за четири-вълнова мулти-камерна фазово-отместваша профилметрична система с едновременно проектиране и запис на ивични структури за регистриране на 3D обекти [A1,A10,C5,C8,C29,D2]. Създаден е модел на профилметричната система с отчитане на влиянието на некорелирания спекъл-шум в

каналите на системата и на нееднородното разпределение на фоновия интензитет [C23]. Разработена е процедура за извличане на фазата, която включва нормиране на изображенията, отстраняване на фона и редуциране на шума в пространствената и честотната област, която е успешно приложена за обработка на експериментални данни.

7. Доказана е възможността за осъществяване на цифрова фазово-отместваща холографска микроскопска система с четири интерферометъра на Мах-Цендер и четири камери за едновременно запис на фазово-отместени на $\pi/2$ интерференчни картини с помощта на моделиране и обработка на експериментални данни [B1,C24,C28]. Предложен е модифициран фазово-стъпков алгоритъм, който позволява цифрово възстановяване на обекта при неизбежните изкривявания вследствие наличието на четири канала [C24]. Разработена е процедура за определяне на калибровъчни коефициенти за всеки от каналите. Доказано е, че извличането на фазата се подобрява чрез нормиране и изглаждане на интерференчните картини [C24]. На базата на анализ на методите за цифрово генериране и възстановяване на холограми [A8,C7,C10,C27] са разработени нови подходи за визуализиране на прозрачни микроскопични обекти от холографски данни. Предложено е и експериментално е реализирано оптично възстановяване с помощта на пространствено-светлинен модулатор от облак от точки, построен въз основа на записани холограми, и от фазова холограма на чисто фазов обект с размери 5 μm след корекция с алгоритъма на Gerchberg-Saxton. Осъществено е оптично възстановяване на текстурен обект, гледан през микролееща, възстановена като фазово разпределение от холографски данни.

8. Разработен е теоретично метод за спектрално привързване на лъчението на диоден лазер към атомна линия на поглъщане с използване на модифициран интерферометър на Майкелсън и контролирано нарушаване на амплитудната и фазова корелация на светлинните снопове, интерфериращи в двете рамена на интерферометъра посредством честотно сканиране през контура на линия на поглъщане на вещество, поставено в едно от рамената на интерферометъра [A3]. Установени са условията, при които спектърът на изходното лъчение е привързан към атомната линия на поглъщане и ширината му е от порядъка на използваната линия.

9. Анализирана е чувствителността на Фурие-спектрометър към източниците на шум на базата на Монте-Карло моделиране на измерването на единичен спектър [C12,C15]. Определена е неопределеността на измерването на единичен пик на поглъщане за адитивен шум и шум, който променя формата на записаните интерферограми [C6]. Установено е, че при флуктуации на отместването на подвижното огледало под 20 nm, точността на възстановяване на спектъра е задоволителна, особено при високочестотни флуктуации.

10. Разработена е холографска система, комбинирана с кръгов полярископ, за измерване на изохроматите, изоклините и изопахите [B2,D1] за определяне на механичните напрежения. Създаден е модел на изходния сигнал с отчитане на спекъл-шума чрез пресмятане на комплексната амплитуда на светлинното поле, което се отразява от обекта и преминава през различните поляризационни елементи [C1,C2] и е разработена процедура за редуциране на този шум [C1].

11. Установено е нарушаване на корелацията между геометрията на осветяващия сноп и разпределението на погълнатата енергия в зависимост от оптичните параметри на тъканите за хомогенни и многослойни тъканни модели [C9,C14,C16,C17,C18,D4,D5]. Моделирано е депозиране на енергия в триизмерен трислоен модел на периодонтална

лазерна терапевтична система [C11,C20] с диоден лазер с отчитане на реалното разпределение на интензитета в напречното му сечение. Моделирано е депозиране на енергия в кожна тъкан на базата на трислоен триизмерен модел с включени разсейващ и поглъщащ обект в дермалния слой за осветяване с колимиран и фокусиран в тъканта сноп [C9], както и в микроскопични кръвоносни съдове в подкожния слой, зададени като безкрайни успоредни на повърхността цилиндри на различна дълбочина за дължини на вълните [C11], осигуряващи силно поглъщане в хемоглобина. На базата на този модел са определени границите на депозиране на енергия в сферично туморно образуване в дермалния слой след третиране с конкретни фотосенсибилизатори при облъчване през епидермиса и под епидермиса с помощта на оптично влакно.

12. С помощта на Монте-Карло моделиране е разработена валидационна процедура за количествена оценка на цитотоксичната светлинна доза при фотодинамична терапия *in vitro* на нормални и неопластични клетки [A6,A9,C13,D3] за тест с поглъщане на неутрално червено багрило. Доказано е, че оценката на цитотоксичната светлинна доза може да се построи от единична крива жизнеспособност на клетките-светлинна доза. Определена е повтаряемостта на резултатите чрез моделиране и обработка на експериментални данни. Разработената процедура за отстраняване на фона, която значително подобрява точността на оценката.

Публикации по дисертацията

Публикации в научни списания

ISI Web of KnowledgeSM (Thomson Reuters) & Scopus

- A1. **E. Stoykova**, A. Gotchev, V., Sainov, "Analysis of a Multi-wavelength Multi-camera Phase-shifting Profilometric System for real-time Operation", Optics Commun., 284, 88-97 (2011)
- A2. **E. Stoykova**, M. Nenchev, "Gaussian Beam Interaction with Air-gap Fizeau Interferential wedge", JOSA A, 27 (1), 58-68 (2010)
- A3. M.Deneva, **E. Stoykova**, M. Nenchev, R. Barbe, J.C. Keller, "Diode laser light spectrally fixed at an atomic absorption line", Journ Opt. Las. Tech., 42 (2), 301-307 (2010)
- A4. **E. Stoykova**, G. Minchev, and V. Sainov, "Fringe projection with a sinusoidal phase grating," Appl. Opt. 48, 4774-4784 (2009)
- A5. **E. Stoykova**, J. Harizanova, V. Sainov, "Pattern projection with a sinusoidal phase grating", EURASIP Journ. Adv. Sign. Process. Issue January, Capture, Transmission, and Display of 3D Video, Article No. 6, ISSN:1110-8657 (2009)
- A6. **E. Stoykova**, O. Sabotinov, R-M. Ion, R. Alexandrova, "Reliability of the survival dose estimate from in vitro cytotoxicity testing in photodynamic therapy", Biotechnology.& Biotechnological. Eq., 22 (2), 754-758 (2008)
- A7. **E. Stoykova**, A. Alatan, P. Benzie, N. Grammalidis, S. Malassiotis, J. Ostermann, S. Piekh, V. Sainov, C. Theobalt, T. Thevar, X. Zabulis, "3D Time-Varying Scene Capture Technologies – A Survey", IEEE Transactions on Circuits and Systems for Video technology, (invited paper), 17 (11), 1568 – 1586 (2007)

- A8. L. Onural, A. Gotchev, H. Ozaktas, **E. Stoykova**, "A Survey of Signal Processing Problems and Tools in Holographic 3DTV", IEEE Transactions on Circuits and Systems for Video technology, (invited paper), 17 (11), 1631-1646 (2007)
- A9. **E. Stoykova**, K. Nedkova, O. Sabotimov, R. Ion, R. Alexandrova, In vitro cytotoxicity assessment of second-generation photosensitizers for photodynamic therapy, Journ. Optoelectr. Adv. Mat., v. 9, (2), 490 - 493 (2007)
- A10. V. Sainov, Zh. Haizanova, **E. Stoykova**, Kh. M. Ozaktas and L. Onural, "Technique for reconstructing a surface shape for measuring coordinates" J. Opt. Technol. 73, 466-470, (2006).
- A11. **E. Stoykova**, "Transmission of Gaussian beam by Fizeau Interferential wedge", JOSA A, 22 (12), 2756-2765 (2005)
- A12. **E. Stoykova** and M. Nenchev, "Fizeau Wedge with Unequal Mirrors for Spectral Control and Coupling in a Linear Laser Oscillator-Amplifier System," Appl. Opt., 40, 5402-5412 (2001)
- A13. M. Deneva, **E. Stoykova**, M. Nenchev, "A novel technique for a narrow-line selection and wideband tuning of Ti:Al₂O₃ and dye lasers", Rev.Sci.Instrum, 67 (4), 1705-1714 (1996).
- A14. **E. Stoykova**, M. Nenchev, "Reflection and Transmission of Unequal Mirrors Interference Wedge", Optical and Quantum Electronics, 27, 155-167 (1996).
- A15. **E. Stoykova**, M. Nenchev, "Strong optical asymmetry of an interference wedge with unequal - reflectivity mirrors and its use in unidirectional ring laser designs". Optics Lett., 19 (23), 1925-1927 (1994)
- A16. M. Nenchev, **E. Stoykova**, "Interference wedge properties relevant to laser applications: transmission and reflection of the restricted light beams" Optical and Quantum Electron., 25, 789 - 799 (1993)
- A17. M. Nenchev, A. Deleva, **E. Stoykova**, Z. Peshev, T. Patrikov, A. Gizbrekht, "Controlled Time-Delayed-Pulses Operation of a Two-Wavelength Combined Dye-Titan-Sapphire Laser", Optics Commun. 86, 405-408 (1991).

Публикации в книги

ISI Web of KnowledgeSM (Thomson Reuters) & Scopus (с рецензиране)

- B1. V. Sainov, **E. Stoykova**, "Real-time digital holographic microscopy", *"Optical Measurement Techniques for Systems and Structures"*, Shaker Intl. Publ. Comp. 307-316, (2009), ISBN 978-90-423-0366-9
- B2. **E. Stoykova**, W. Van Paepegem, G. Minchev, B. Ivanov, A. J. Degrieck, V. Sainov, "Full field stress analysis of window security films by phase-stepping photoelasticity", *"Optical Measurement Techniques for Systems and Structures"*, Shaker Intl. Publ. Comp., 327-337 (2009), ISBN 978-90-423-0366-9
- B3. **E. Stoykova**, J. Harizanova, V. Sainov, "Pattern projection profilometry for 3D coordinates measurement of dynamic scenes", Chapter in the book "Three-dimensional television", Springer, H.-M. Ozaktas, L. Onural, Eds., 85-164 (2008).

Публикации в научни поредици

ISI Web of KnowledgeSM (Thomson Reuters) & Scopus

Proceedings of SPIE (SPIDigitalLibrary.org)

- C1. **E. Stoykova**, T. Liubenova, V. Sainov, "Modeling of speckle noise in the interferometric phase-stepping photoelastic coating stress analysis", Proc. SPIE 7747, 77470N-1-10 (2011)
- C2. **E. Stoykova**, W. Van Paepegem, S. De Pauw; J. Degrieck; V. Sainov, Study of mechanical characteristics of window security films by phase-stepping photoelasticity, Proc. SPIE 7027,

- 70270P-1-12 (2008)
- C3. **E. Stoykova**, S. Zdravkova, M. Nenchev, Gaussian beam reflection from Fizeau interferential wedge, Proc.SPIE 7027, 70270Q-1-12 (2008)
 - C4. A. Shulev, W. Van Paepegem, **E.Stoykova**, S. De Pauw, J. Degrieck, V. Sainov, "Projection moire measurement of glass specimens retrofitted with safety film", Proc.SPIE 7027, 70270O-1-11 (2008)
 - C5. V. Sainov, **E. Stroykova**, J. Harizanova, "Real-time multi-camera system for measurement of 3D coordinates by pattern projection", Proc. SPIE, 6616, 6616 - 08-1/6 (2007)
 - C6. **E. Stoykova**, B. Ivanov, "White light Fourier spectrometer: Monte-Carlo noise analysis and test measurements", Proc. SPIE, vol. 6616, 66161M-109, (2007)
 - C7. L. Onural, H. Ozaktas, **E. Stoykova**, A. Gotchev, J. Watson, "An overview of the holographic display related tasks within the European 3DTV project", Proc. SPIE. 6187, 61870T (2006)
 - C8. V. Sainov, **E. Stoykova**, J. Harizanova, "Real Time Phase Stepping Pattern Projection Profilometry", Proc. SPIE, vol.6341, pp.63410P-1/6 (2006)
 - C9. K.Petrova, **E. Stoykova**, "Light dosimetry for focused and defocused beam irradiation in multi-layered tissue models", Proc. SPIE, 6284, 62840I (2006)
 - C10. V. Sainov, **E. Stoykova**, L. Onural, H. Ozaktas, "Trends in development of dynamic holographic displays", Proc. SPIE, vol. 6252, 62521C (2006)
 - C11. O. Sabotinov, **E. Stoykova**, Copper-bromide laser system for treatment of dermatological malformations, Proc. SPIE 5830, 449-454 (2004)
 - C12. K. Nedkova, B. Ivanov, **E. Stoykova**, "Method for precise measurement of optical characteristics of light sources with correlation Fourier spectrometer", Proc. SPIE 5449, 372-379, (2004).
 - C13. **E. Stoykova**, R. Alexandrova, S. Shurulinkov, O. Sabotinov, G. Minchev, "Comparative study of the photodynamic effect in tumor and non-tumor animal cell lines", Proc. SPIE 5610, 297-305, (2004)
 - C14. **E. Stoykova**, O. Sabotinov, "Precise optical dosimetry in low level laser therapy of soft tissues in oral cavity", Proc. SPIE 5449, 474-481, (2004)
 - C15. B. Ivanov, K. Nedkova, **E. Stoykova**, "Real-time monitoring of white light source characteristics in a correlation Fourier spectrometer", Proc. SPIE 5478, 245-252, (2003)
 - C16. **Stoykova E.**, T. Roeva, "Low level laser therapy of acute and chronic pain - results of the trials and light delivery optimization", Proc. SPIE 5149, 76-84, (2003).
 - C17. Tzenova V., **E. Stoykova**, "Refractive index measurement in human tissue samples", Proc. SPIE 5226, 413-417 (2003)
 - C18. **Stoykova E.**, T.Roeva, K. Petrova, T. Petrov, N. Minkovsky, "Results of the trials and light delivery evaluation at low level laser therapy of acute and chronic pain", Proc. SPIE, 5226, 418-422 (2003)
 - C19. E. Alipieva, **E. Stoykova**, V. Nikolova, "Wavemeter with Fizeau Interferometer for CW lasers", Proc. SPIE 4397, 129-133 (2001)
 - C20. **E. Stoykova**, D. Slavov, Tz. Uzunov, "Reflection of laser light from a human enamel-dentin structure", Proc. SPIE 4397, 420-425 (2001)
 - C21. **E. Stoykova**, R. Bojinova, M. Nenchev, "Effective coupling of a laser oscillator- amplifier system using a unequal-reflectivity mirrors interference wedge, Proc. SPIE 3571, 126-130 (1999).
 - C22. **E. Stoykova**, M. Nenchev, Reflection and transmission of the interference wedge with non-linear absorption, Proc. SPIE 3052, 191-196 (1996), ISBN: 9780819424662

Fringe, Springer

- C23. **E. Stoykova**, A. Gotchev, V. Sainov, "Normalization and denoising in a multi-source and multi-camera profilometric system", Fringe 2009, 6th Int. Workshop on Advanced Optical Metrology, W.Osten, M. Kujawinska (Eds.), Springer, 189-192 (2009)

- C24. V. Sainov, **E. Stoykova**, "Multifunctional phase-stepping interferometer for measurement in real time", Fringe 2009, 6th Int. Workshop on Advanced Optical Metrology, W.Osten, M. Kujawinska (Eds.), Springer, 662-669 (2009)

IEEE Conferences

- C25. **E. Stoykova**, V. Sainov, G. Minchev, "3D scene capture by multi-wavelength pattern projection at divergent illumination of a sinusoidal phase grating", Proc. IEEE of 3DCon, 26-29 May, Istanbul, 261-264 (DOI 10.1109/3DTV.2008.4547858) (2008)
- C26. **E. Stoykova**, J. Harizanova, V. Sainov, "Pattern projection with a sinusoidal phase grating", Proc. IEEE of 3D TV conference, 4-7 May, Kos, Greece, 4 pages, ISBN: 978-1-4244-0722-4 (2007)
- C27. V. Sainov, **E. Stoykova**, "Coherent Optical Methods for 3D Presentation and Invariant Feature Recognition of Micro Biological Objects", Proc. GSP 2005, IEEE Romania section, 66-72 (2006)
- C28. V. Sainov, **E. Stoykova**, "Multifunctional phase-stepping interferometer for measurement in real time", Proc. Intl. Symp. "60th anniversary of the invention of holography", 27-29 Oct., Springfield, MA, USA, p. 53-67 (2008)
- C29. J. Harizanova, **E. Stoykova**, V. Sainov, "Phase retrieval techniques in coordinates measurement", American Institute of Physics 978-0-7354-0404-5/07/321-322 (2007)

Публикации на доклади в пълен текст на международни конференции

- D1. **E. Stoykova**, W. Papepegem, T. Liubenova, B. Ivanov, A. Degrieck, V. Sainov, "Speckle noise reduction in full-field stress analysis by interferometric phase-stepping implementation of the photoelastic coating method", Photomechanics'2011, Proc. Book, in press (2011)
- D2. V. Sainov, **E. Stoykova**, J. Harizanova, Optical Methods for Contouring and Shape Measurement (invited lecture), Proc. ICO Topical Meeting on Opto-informatig & Information Photonics (invited lecture), 130-132, (2006).
- D3. R. Alexandrova, **E. Stoykova**, K. Nedkova, O. Sabotinov, R-M. Ion, K. Zdravkov, G. Minchev, "Comparison of the cytotoxic effect of porphyrins and phthalocyanines", Proc. IX Intern. Conference on Biomedical Physics and Engineering, Sofia, 169-174, (2004)
- D4. T. Roeva, V. Todorov, **E. Stoykova**, K. Petrova, "Low level laser therapy of acute and chronic pain – a preliminary study", Proc. of the Intern. Symp. "Lasers and laser technologies", 7-9 Oct. Plovdiv, 74-77 (2001)
- D5. **E. Stoykova**, K. Petrova, V. Todorov, T. Roeva, "Comparison of typical irradiation geometries in low-level laser therapy: a Monte-Carlo study", Proc. of the Intern. Symp. "Lasers and laser technologies", 7-9 Oct. Plovdiv, 78-81 (2001)

Цитирана литература:

1. D. Ghiglia and M. Pritt, *Two-Dimensional Phase Unwrapping*, J. Wiley & Sons, (1998)
2. E. CuChe, F. Bevilacqua, and C. Depeursinge, "Digital holography for quantitative phase-contrast imaging," Opt. Lett. 24, 291-293 (1999)
3. F. Yaras, H. Kang, L. Onural, "Circular holographic video display system", Opt. Express 19, 9147-9156 (2011)
4. Lei Z., Yun H., Yun D., Kang Y., "Numerical analysis of phase-stepping interferometric photoelasticity for plane stress separation", Opt. Las. Eng. 45, 77-82 (2007)