

Розділ. 4. Динамічна голографія.

Лекція 4-2(12). Взаємодія світлових пучків у нелінійному оптичному середовищі. Динамічна самодифракція двох пучків.

Динамічна голографія основана на використанні фоточутливих середовищ, в яких зображення записується одразу, не потребуючи проявлення, - і, відповідно, зчитується тими ж самими світловими пучками. Якщо у процесі запису об'єкти змінюються (рухаються або змінюють свою яскравість і т.п.), то відповідно змінюється і зміст голограми. Раніше записане зображення стирається – як спонтанним чином (само по собі, у силу властивостей динамічного голографічного середовища), так і під дією змінних записуючих пучків.

Таким чином, динамічна голографія це, перш за все, відновлення об'ємних зображень об'єктів, що змінюються у часі. Але не тільки це. Важливою властивістю є факт, що хвилі, що записуються, змінюються у самому процесі запису. Наприклад, слабка сигнальна хвиля може підсилюватися за рахунок сильної опорної хвилі, яскравість відновленого зображення об'єкту може пульсувати у часі і т.п. Характер перетворення однакових зображень є різним у різних динамічних середовищах. Це дозволяє у широких межах керувати голографічним перетворенням за допомогою спрямованого вибору динамічного середовища.

Взаємодія світлових пучків у нелінійному оптичному середовищі.

Розглянута у попередній лекції статична голографія має справу із нерухомими об'єктами. Для їх реєстрації достатньо скористатися фотопластинки або плівки, у яких процеси фіксації та зчитування робляться по чергово.

Особливість динамічної голографії є в тому, що в ній процеси запису та зчитування відбуваються не просто одночасно а взаємозв'язано по часу. Це обумовлено використанням так званих динамічних реєструючих середовищ, у яких зміна показника заломлення Δn під дією світла відбувається миттєво, або майже миттєво. Яка-небудь частина світлового пучка, яка обмежена довільно вибраним інтервалом часу, спотворюється у відповідності із зміною показника заломлення, обумовленою попередньою частиною цього пучка, тобто зчитує тільки що записане

зображення; і в той же час записує нове зображення, що відповідає розподілу інтенсивності у світловому полі пучка, яке виникло до моменту запису, і т.п.

Миттєва зміна показника заломлення середовища під дією світла не є специфічною для яких-небудь особливих матеріалів; це достатньо звичайне явище, яке однак проявляється лише при достатньо високій інтенсивності світла. Показник заломлення світла, загалом кажучи не є константою, характерною для того чи іншого матеріалу, а залежить від значення електромагнітного поля світлої хвилі. При порівняно малих полях цією залежністю можна нехтувати.

Зміна показника заломлення середовища, що викликано якою-небудь частиною потоку фотонів, що проходить через динамічне середовище, впливає на умови проходження інших фотонів. Ефекти взаємного впливу світлового пучка та фото чутливого середовища називають ефектами самовпливу у середовищі.

Характерними ефектами самовпливу є вже розглянуті нами у попередніх лекціях самофокусування та самовикривлення лазерного пучка.

В динамічній голографії замість самовпливу одного пучка використовують аналогічних ефект взаємодії двох (або декількох) пучків, що реалізується через їх вплив на середовище. Кожний з пучків реагує на зміну показника заломлення середовища, що спричинено інтерференційним полем пучків, тобто як їм самим, так і іншим пучком. Це і призводить до взаємного впливу. Динамічний режим, тобто зчитування, що „слідкує” за змінами у запису, дозволяє реалізувати голографію змінних у часі, (наприклад рухомих), об'єктів.

Ефекти самовпливу світлових пучків у середовищі реалізуються при високих інтенсивностях, що властиві лазерному випромінюванню. Це знімає вимогу особливо високої чутливості реєструючих середовищ до дії світла, що в звичайній фотографії, голографії робить дуже вузьким коло придатних для запису матеріалів. Можна казати, що лазер робить фоточутливими різноманітні матеріали на час дії лазерного імпульсу. Така особлива якість лазерного випромінювання дозволяє реалізувати динамічну голографію на самих різних середовищах: кристалах, аморфних речовинах, рідинах, і т.п. Але для динамічної голографії, ще необхідна достатньо хороша реверсивність середовищ (від

латинського – *reversio* - повертання). Це означає, що зображення, яке записується, повинно дуже швидко і неперервно стиратися, середовище повинно неперервно відновлюватися, прямувати до вихідного стану з постійним, не залежним від координати значенням α . Інакше зображення, що записуються у різні моменти часу будуть накопичуватися, накладатися один на одне, і спотворювати зображення, яке зчитується. Властивість реверсивності фактично присутнє усім реєструючим середовищам, але з різним ступенем інерційності. Матеріалів з вельми малою інерційністю, що необхідна для запису об'єктів, що швидко рухаються, існує достатньо багато.

Зазначимо, що голографічний процес, що розглядається тут, є динамічним і в стаціонарному режимі, при нерухомому об'єкті та при постійній інтенсивності його випромінювання. Завдяки взаємодії реєструємих пучків, що реалізується через нелінійне середовище, характер їх перетворення суттєво відрізняється від того що є у статичній голографії. У останньому випадку під дією світла утворювалося скрите зображення а зчитування ставало можливим тільки після обробки (проявлення). Можна сказати, що у стаціонарному режимі запису реалізується динамічна рівновага у взаємному впливі світла та фоточутливого нелінійного середовища.

В лазерному випромінюванні поєднуються дві умови, що необхідні для динамічної голографії – висока ступінь когерентності випромінювання та його велика інтенсивність. Це дозволяє реалізувати різноманітні перетворення лазерного випромінювання за допомогою різних фоточутливих нелінійних реверсивних середовищ.

Як було розглянуто у попередніх лекціях, оскільки поля, які використовуються у нелінійній оптиці настільки великі, то показник заломлення залежить від поля ($\alpha^2 = \alpha_0^2 + 4\pi(\chi^{(2)}E + \chi^{(3)}E^2 + \dots)$), для широкого класу речовин $\chi^{(2)} = 0$ і можна розглядати простий вираз для нелінійного показника заломлення

$$\alpha^2 = \alpha_0^2 + 4\pi E^2 \quad (1)$$

Тут неявно вважається, що нелінійне значення у змінному по часу полі у довільний момент часу визначається значенням поля у той же момент часу. Це відповідає без інерційній залежності ϵ від E ; хоча як було зазначено вище, при поглинанні світла відбувається деяка зміна ϵ , що також залежить від E . Обумовлений цим ефектом зв'язок між ϵ та E є з запізненням і описується за допомогою деяких операторів. Обмежимося випадком без інерційного відгуку і розглянемо поле двох хвиль однакової частоти, наприклад, опорної E_1 та сигнальної E_2 :

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{e}_1 A_1 \cos \varphi_1, \quad \mathbf{E}_2 = \mathbf{e}_2 A_2 \cos \varphi_2, \quad (2)$$

де $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ - вектори поляризації хвилі; $A_l (l=1,2)$ - амплітуди хвиль, що складаються, $\varphi_l = \omega t + 2\pi \mathbf{s}_l \mathbf{r} / \lambda + \varphi_l^0$ - миттєві значення їх фаз.

Підставив вирази для E_1 та E_2 у (1) та усереднив результат по часу, що значно перевищує період світлових коливань, отримаємо

$$\epsilon^2 = \epsilon_0^2 + 4\pi\chi^{(3)} \left[A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi) \right] \quad (3)$$

тут $k = \frac{2\pi}{\lambda} (s_1 - s_2)$ - хвильовий вектор світло індукованої решітки показника заломлення; $\varphi = \varphi_1^0 - \varphi_2^0$ - різниця фаз опорної та сигнальної хвиль. Врахувавши, що нелінійна добавка $\Delta\epsilon$ до середнього показника заломлення $\bar{\epsilon}$ мала ($\Delta\epsilon \ll \bar{\epsilon}$) із (3) отримаємо

$$\Delta\epsilon = \frac{2\pi\chi^{(3)}}{\bar{\epsilon}} \left[A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \mathbf{e}_1 \mathbf{e}_2 \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi) \right] \quad (4)$$

звисі впливає, що зміна показника заломлення буде промодульованою у просторі по періодичному закону, якщо орієнтація векторів $\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ не є взаємно ортогональною.

Отриманий вираз для $\Delta\epsilon$ при плавних залежностях амплітуд A_l та фаз φ_l від координат та часу представляє собою фазову голограму, яка існує в матеріалі під час освітлення опорним та сигнальними пучками світла. В той же час $\Delta\epsilon$ (4) є світло індукованою зміною показника заломлення, що залежить від

інтенсивності світла. Тобто математичний опис динамічних голограм суміщає співвідношення, що відносяться як до голографії так і до нелінійної оптики. Вираз (4) визначає вплив поля світлової хвилі на оптичні властивості середовища, тобто описує процес запису голограми. Для опису зворотнього впливу записаної голограми на тестову світлову хвилю, тобто для зчитування голограми, необхідно записати рівняння Максвелла з урахуванням нелінійної добавки до показника заломлення

$$(\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E})) = \left(\frac{\omega}{c} \right)^2 (\bar{\epsilon}^2 + 2\bar{\epsilon}\Delta\epsilon)\mathbf{E}, \quad (5)$$

де ∇ - векторні оператори з компонентами $\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}$, $\bar{\epsilon}$ - середнє значення показника заломлення), що містять добавку $\Delta\epsilon$.

Внаслідок залежності $\Delta\epsilon$ від інтенсивності світла вирази (4), (5) та (2) представляють умови самоузгодженої задачі для визначення $\Delta\epsilon$ та вектору \mathbf{E} , в якій фазова голограма ($\Delta\epsilon$) та інтерференційна картина світлового поля взаємно впливають одна на другу. Це і визначає ряд специфічних для динамічної голографії ефектів, оскільки у статичній голографії $\Delta\epsilon$ не залежить від інтенсивності зчитуючи хвиль і тому немає зворотного впливу зчитуючої хвилі на записану та фіксовану голограму.

Динамічна самодифракція двох пучків.

При динамічному режиму запису із-за нелінійних властивостей середовища сама інтерференційна картина у ній спотворюється.

Розглянемо спочатку найбільш поширену схему запису динамічних голограм, у якій опорний R та сигнальний S пучки заданої довжини хвилі λ_0 падають на середовище з однієї сторони (зверху на **рис. 1**).

Для того щоб наглядно представити картину запису голограми, будемо описувати найпростіший випадок, коли опорна та сигнальна хвиля є плоскими хвилями з хвильовими векторами K_R^0 та K_S^0 , відповідно. В такій геометрії (її часто називають „пропускною” або геометрію „на проходження”) інтерференційна картина у лінійному середовищі або при статичному запису не

відрізняється від такої у вакуумі. Це твердження може показатися невірним – оскільки у середовищі з показником заломлення ϵ довжина хвильового вектору k збільшується у ϵ разів. Але за допомогою нескладного геометричної побудови можна побачити що це так. Радіусом, що дорівнює $2\pi/\lambda_0 = |k_S^0| = |k_R^0|$, з центру у довільній точці O (**рис.2**) побудуємо півколо та проведемо з цієї ж точки вектори \mathbf{k}_R^0 та \mathbf{k}_S^0 .

Різницевий вектор $\mathbf{k}^0 = \mathbf{k}_S^0 - \mathbf{k}_R^0$ між кінцями відрізків є хвильовим вектором інтерференційної решітки у вакуумі. Його величина визначає період інтерференційної картини L . У відповідності з виразами для інтерференційної картини $(k_1 - k_2)L = 2\pi$ та $L_x = \pi/k_{1x} = \lambda/2\sin\vartheta$ (λ, ϑ - довжина хвилі у середовищі та кут розповсюдження у середовищі, відповідно), запишемо

$$L = 2\pi/|\mathbf{k}^0| = \lambda_0/2\sin\vartheta_0$$

Цей вираз є відомий вираз співвідношення Брегга, що зв'язує період решітки, довжину світла λ_0 та кут сходження пучків у вакуумі або на повітрі.

Щоби знайти орієнтації хвильових векторів падаючих пучків \mathbf{k}_R та \mathbf{k}_S у середовищі опишемо навкруги точки O півколо з радіусом $2\pi\epsilon/\lambda_0$, що представляє собою геометричне місце точок можливих значень хвильових векторів з довжиною хвилі у середовищі $\lambda = \lambda_0/\epsilon$. Використаємо зараз відомі типові граничні умови для рівнянь Максвелла, згідно яких тангенціальні компоненти хвильових векторів (у нашому випадку проекції \mathbf{k}) зберігаються на границі двох середовищ. Відновимо з кінців векторів \mathbf{k}_R^0 та \mathbf{k}_S^0 перпендикуляри до вісі x до перетинання з зображеною на **рис. 2** поверхнею хвильових векторів середовища. З'єднавши точки перетину з точкою O , у відповідності з граничними умовами отримаємо напрямки хвильових векторів у середовищі. З **рис. 2** видно, що незважаючи на різницю у довжинах хвиль та орієнтацій хвильових векторів у повітрі та в середовищі, хвильовий вектор решітки у середовищі $\mathbf{k} = \mathbf{k}_S - \mathbf{k}_R$ співпадає по величині і напрямку з \mathbf{k}_0 - вектором решітки у повітрі. Більше того, незважаючи на те, що довжина хвильового вектору у середовищі може змінюватися

внаслідок нелінійних ефектів самовпливу (залежність $\bar{\epsilon}$ від сумарної інтенсивності у виразі

$$\Delta\bar{\epsilon} = \frac{2\pi\chi_3}{\bar{\epsilon}} [A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2e_1e_2 \cos(\mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi)] \quad \text{рівняння (4))} \quad \text{вектор}$$

решітки, і, відповідно, період у випадку рівних інтенсивностей пучків S та R не залежить від інтенсивності. Зміна радіусу поверхні хвильових векторів середовища в результаті самовпливу призводить до зміни орієнтації обох векторів, але їх різниця у випадку однакових приростів $\Delta\mathbf{k}_S$ та $\Delta\mathbf{k}_R$ не змінюється. Але для хвиль S, R різної інтенсивності урахування ефектів самовпливу призводить до різної величини світло індукованої зміни хвильових векторів опорної та сигнальної хвиль. Це обумовлює певний поворот вектора решітки (**рис.3**). Такий поворот є еквівалентним тому, що ізофазні поверхні інтерференційного поля у нелінійному середовищі, тобто поверхні з однаковим значенням фази $\mathbf{k}\mathbf{r} + \varphi$, відхиляються від напряму ізофазних поверхонь картини інтерференції у повітрі. Характер такого відхилення може суттєво змінюватися в залежності від нелінійних властивостей того чи іншого конкретного середовища та від умов запису. Він і визначає, як будуть змінюватися самі збуджуючі світлові пучки при проходженні через динамічне середовище. Зміну параметрів світлових променів в результаті їх дифракції на світлоіндукованих решітках називають *самодифракцією*. Розглянемо цей ефект.

Звичайним для нелінійних оптичних середовищ найпростішим випадком є локальність відгуку середовища на світлове збурення – коли мінімуми світло індукованої зміни показника заломлення співпадають з мінімумами або максимумами світлового поля. Нехай інтенсивності і початкові фази напруженості електричного поля збуджуючих пучків S та R не залежать від часу (стаціонарний випадок). Зміни амплітуд та фаз цих пучків в результаті їх дифракції на решітці зміни показника заломлення $\bar{\epsilon}$, що вони утворюють, визначаються з рівнянь Максвелла (5) -

$$(\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E})) = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 (\bar{\epsilon}^2 + 2\bar{\epsilon}\Delta\bar{\epsilon})\mathbf{E}, \quad \text{де } \nabla - \text{ векторні оператори з}$$

компонентами $\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z}$, $\bar{\epsilon}$ - середнє значення показника

заломлення), що містять добавку $\Delta\bar{\epsilon}$. Це рівняння можна спростити за рахунок наближень берегівської дифракції та

плавності зміни амплітуди світлової хвилі (малої зміни на відстані порядку довжини хвилі). При цьому задача зводиться до рішення простих рівнянь для амплітуд хвиль S та R :

$$\begin{aligned} -\cos \vartheta_R \frac{\partial R}{\partial z} &= ik_0(\varepsilon_0 R + \Delta\varepsilon S), \\ -\cos \vartheta_S \frac{\partial S}{\partial z} &= ik_0(\varepsilon_0 S + \Delta\varepsilon^* R), \end{aligned} \quad (6)$$

де $\vartheta_R + \vartheta_S$ - кут сходження пучків; ε_0 - постійна складова світлоіндукованої зміни показника заломлення; $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ - хвильове число. Будемо вважати добавку $\Delta\varepsilon$ пропорційною сумарній інтенсивності βRS^* світлових пучків; рішення системи рівнянь (6) при цьому має вигляд

$$\begin{aligned} R &= R_0 \exp \left[\frac{-ik_0 z}{\cos \vartheta_R} (\beta |S_0|^2 + \varepsilon_0) \right], \\ S &= S_0 \exp \left[\frac{-ik_0 z}{\cos \vartheta_S} (\beta |R_0|^2 + \varepsilon_0) \right], \end{aligned} \quad (7)$$

де R_0 та S_0 - вхідні значення амплітуд на границі середовища.

Тепер легко бачити, з аналізу виразу (7), що в результаті само дифракції двох когерентних пучків у динамічному середовищі з локальним відгуком не відбувається зміни амплітуд, і, відповідно, інтенсивностей світлових пучків; змінюються лише їх фази:

$$\varphi_R - \varphi_S = -\beta k_0 z \left(\frac{|S_0|^2}{\cos \vartheta_R} - \frac{|R_0|^2}{\cos \vartheta_S} \right) \quad (8)$$

цей результат на перший погляд здається достатньо несподіваним. Бреґівська дифракція світлового пучка на статичній решітці призводить до появи другого пучка, що виходить під кутом $\vartheta_R + \vartheta_S$ до вихідного, тобто до перерозподілу інтенсивності вихідного падаючого на решітку пучка між двома бреґівськими пучками. Якщо падаючі на статичну решітку два бреґівські пучка

дифрагують незалежно, то у випадку нерівних їх інтенсивностей ($|S_0|^2 \neq |R_0|^2$) долі енергії переданої в результаті дифракції кожним пучком брегівському пучку-партнерові, неоднакові: відбувається „перекачування” енергії від більш інтенсивного, „сильнішого” пучка до „слабкішого”. Лише у єдиному випадку – рівних інтенсивностей вихідних брегівських пучків – їх інтенсивності при дифракції на симетричній статичній фазовій решітці не змінюються. У динамічному режимі, у відповідності з (7) ні при якому співвідношенні інтенсивностей пучків самодифракція в середовищі з локальним відгуком не призводить до перерозподілу інтенсивності. Це означає, що описана вище зміна інтерференційного поля в результаті самовпливу записуючих пучків (а з тим і вид голографічної решітки $\Delta\epsilon$) при будь-якому співвідношенні інтенсивностей $|S_0|^2, |R_0|^2$ детально узгоджується з цим вихідним співвідношенням. У кожному випадку записується тільки та (єдина можлива!) решітка $\Delta\epsilon$, яка для вибраного співвідношення $|S_0|^2, |R_0|^2$ забезпечує незмінність цього співвідношення у середовищі на будь-якій товщині z . Наприклад, при $|S_0|^2 = |R_0|^2, \mathcal{G}_R = \mathcal{G}_S$ згідно (3) $\varphi_R = \varphi_S$: при рівності вихідних інтенсивностей записується така ж як і в статичному голографічному середовищі, решітка, що забезпечує відсутність енергообміну у цьому випадку. При нерівних інтенсивностях вихідних хвиль вираз (8) описує згадане вище спотворення інтерференційної картини у динамічному середовищі, що проявляється у вигляді зміни нахилу штрихів інтерференційного поля, і, відповідно, нахилу штрихів голографічної решітки (**рис. 4**), без перерозподілу інтенсивностей між пучками (ослабленням пучків із-за малості поглинання в середовищах, що розглядаються, тут нехтують).

Відзначений вище факт само узгодження інтерференційної картини та решітки показника заломлення у динамічному середовищі потребує делікатного використання рівнянь, що описують розподіли $I(x)$ та $\Delta\epsilon(x)$. Якщо ступень наближення при обчисленнях $I(x)$ та $\Delta\epsilon(x)$ виявиться неоднаковою, то у розрахунок вкрадеться деяке (не існуюче у дійсності) неузгодження цих взаємозв’язаних решіток, а це призведе до невірної висновку про існування стаціонарної перекачки енергії

між когерентними пучками при їх взаємодії у динамічному середовищі з локальним відгуком. Хоча розгляд, що був проведений вище, і є наближеним, але в ньому зберігається самоузгоджений характер взаємодії інтерференційного поля з голографічною ґраткою $\Delta\epsilon$.

Поряд з локальним існує також нелокальний відгук середовища на світлове збурення, коли фаза голографічної решітки $\Delta\epsilon$ у нелінійному середовищі зсунута відносно фази збуджуючого світлового поля. Механізми відгуку, що призводять до такої ситуації можуть бути різними, як приклад розглянемо залежність типу

$$\Delta\epsilon \approx \alpha \frac{\partial \ln I(\epsilon)}{\partial \epsilon} \quad (9)$$

де вісь x перпендикулярна до напрямку штрихів вихідної інтерференційної картини; $I(x)$ - інтенсивність світла.

Взяття похідної по x від періодичної функції в (9) відповідає зсуву фази між решітками $I(x)$ та $\Delta\epsilon(x)$. Цей випадок показано на **рис. 5** для випадків $\alpha > 0$ та $\alpha < 0$. Для любого з цих випадків різниця між кривими $I(x)$ та $\Delta\epsilon(x)$ змінюється по різному у напрямках x та $-x$, тобто навіть при симетричному падінні на середовище збуджуючи пучки R та S не еквівалентні. Це є суттєвою відмінністю від динамічного запису у локальному середовищі. Співвідношення (9) описує динамічну голограму з незалежною від сумарної інтенсивності пучків I амплітудою. Для спрощення опису звернемося тут також до розгляду вихідних хвиль R та S , що не дуже відрізняються по амплітудах.

У випадку нелокального відгуку рівняння Максвела з світлоіндукованою добавкою показника заломлення у таких же наближеннях, як і у випадку локального відгуку, можна звести до вигляду (6), де але, амплітуда зміни показника заломлення визначається зараз виразом

$$\Delta\epsilon = \frac{i\alpha(k_S - k_R)_x RS^*}{|R|^2 + |S|^2}, \quad (10)$$

де $(k_S - k_R)_x$ - проекція вектору голографічної решітки на вісь x . Множник i в $\Delta\epsilon$ (тотожньо рівний $e\pi/2$) описує згадане вище зміщення фази голографічної решітки відносно збуджуючої світлової картини.

У зв'язку з наявністю множника i в $\Delta\epsilon$ праві частини в рівняннях (6) стають дійсними на відміну від чисто уявних в аналогічних рівняннях для локального відгуку. Похідна по координаті x від амплітуди S при цьому (у випадку $\alpha > 0$) стає відмінною, а від амплітуди R - позитивною. Це означає підсилення пучка R при проходженні через динамічне нелінійне середовище за рахунок ослаблення пучка S , тобто „перекачування” енергії між пучками при їх само дифракції. Якщо $\alpha < 0$, то пучком, що підсилюється („акцепторним”), стає пучок S , а підсилюючим („донорним”) – пучок R . Фази пучків при такому перетворенні, як видно з проведеного розгляду, не змінюються, тобто швидкість розповсюдження записуючих хвиль у процесі само дифракції у середовищі з нелокальним відгуком залишається незмінною.

У випадку нелокального відгуку іншого типу ніж (9) фазове неузгодження між інтерференційним полем та решіткою $\Delta\epsilon$ може відрізнятись від $\pi/2$. В цьому випадку, проміжному ніж розглянуті вище, перетворення пучків включає як „перекачування” енергії між пучками, так і зміну фаз записуючих пучків. Максимальне „перекачування” відповідає зсуву фаз на чверть періоду.

В цій лекції було описано характер інтерференційної картини та голографічної решітки у різних середовищах, яке викликано їх самодифракцією, для об'ємних голограм „на проходження” у стаціонарному випадку. Зміна розглянутих вище факторів дозволяє у широкому діапазоні керувати перетворенням пучків. Наприклад, при переході від випадку брегівської дифракції в об'ємних голограмах (товщина емульсії набагато більше періоду голографічної решітки) до тонких голограм динамічні ефекти проявляються у виникненні додаткових пучків дифракції.

Література:

3. В.Л.Винецкий, Н.В.Кухтарев. Динамическая голография. Киев, «Наукова Думка», 1983.