

Розділ. 4. Динамічна голографія.

Лекція 4-3(13). Перетворення лазерних пучків методами динамічної голографії. Відбивальні динамічні голограми. Ефект нестационарного перетворення енергії. Анізотропна самодифракція. Фізичні процеси в динамічних середовищах.

Відбивальні динамічні голограми. Інша схема запису динамічних голограм реалізується при падінні опорної R та сигнальної S хвиль на середовище з різних боків (**рис. 1**). В цьому випадку ізофазні поверхні (спрямовані вздовж бісектриси кута сходження) є паралельними поверхні, що обмежує середовище.

Падаюча хвиля буде як би відбиватися від ізофазних поверхонь голографічної решітки, що і обумовило назву – *відбивальні голограми*. Відповідна геометрична побудова напрямків хвильових векторів для даного випадку приведено на **рис. 2**. Тут, як і для випадку пропускаючих голограм, півколом радіусу $|k_0| = |k_R^0| = |k_S^0| = 2\pi / \lambda_0$ показано поверхню хвильових векторів вільного простору для вихідної довжини хвилі. Півколо радіусу $|k| = 2\pi \alpha / \lambda_0$ визначає поверхню хвильових векторів у середовищі з показником заломлення α . З рисунку видно, що хвильові вектора решітки інтерференційної картини у вакуумі $\mathbf{k}^0 = \mathbf{k}_S^0 - \mathbf{k}_R^0$ і в середовищі $\mathbf{k} = \mathbf{k}_S - \mathbf{k}_R$ суттєво відрізняються по величині. Таким чином, на відміну від пропускаючих голограм, решітка показника заломлення у середовищі відрізняється від вихідної інтерференційної картини навіть при відсутності нелінійних властивостей середовища. Якщо же показник заломлення залежить від інтенсивності I , що показано на рис. 2 зміною зовнішнього півкола (штрихова лінія). то період голографічної решітки змінюється у відповідності з величиною I .

Зміна періоду решітки в результаті зміни однорідного значення показника заломлення у нелінійному середовищі є для відбивальних голограм аналогом повороту ізофазних поверхонь показника заломлення у випадку пропускаючої геометрії. Зміною середнього показника заломлення можна порівняно легко управляти – наприклад, зовнішнім електричним полем в електрооптичних кристалах і т.п. Тому в відбивальній геометрії є також можливість змінювати період записуваних решіток різними зовнішніми діями при заданій інтенсивності записуючих променів.

Подивимося тепер, як само дифракція двох пучків у відбивальній геометрії змінює їх інтерференційну картину та параметри пучків, що проходять. Для цього слід знов звернутися до рівнянь Максвелла та наближенням, що призводять до рівнянь

$$\begin{aligned} -\cos \vartheta_R \frac{\partial R}{\partial z} &= ik_0(\varepsilon_0 R + \Delta \varepsilon S), \\ -\cos \vartheta_S \frac{\partial S}{\partial z} &= ik_0(\varepsilon_0 S + \Delta \varepsilon^* R), \end{aligned} \quad (\text{див. лекцію 12, рівняння (6)})$$

необхідно лише у відповідності з геометрією рис. 1 замінити ϑ_R на $\vartheta_R + \pi$. Характер рішення при цьому залишається незмінним – у середовищі з локальним відгуком енергообмін у стаціонарному режимі відсутній і в відбивальній геометрії, а різниця фаз між пучками визначається величиною постійної складової нелінійного доданку до показника заломлення і лінійно зростає з глибиною проникнення пучків z . Але детальний вигляд фазового розузгодження у динамічному середовищі в відбивальній голограмі відрізняється від наведеного для схеми на „проходження”. При $\vartheta_S = \vartheta_R = \vartheta$

$$\varphi_R - \varphi_S = \frac{\beta z k_0}{\cos \vartheta} [2\varepsilon_0 + \beta(|S_0|^2 + |R_0|^2)] \quad (1)$$

Зміна різниці фаз тут відбувається вздовж напрямку вектору голографічної решітки, що еквівалентно зміні періоду. Таким чином, вираз (1) описує залежність періоду решітки від сумарної інтенсивності збуджуючих світлових променів. Загальним для пропускаючих та відбивальних динамічних голограм у середовищі з локальним відгуком є зміна фаз, тобто зміна швидкостей розповсюдження світлових хвиль внаслідок самодифракції. Цей ефект є додатковим до зміни швидкості розповсюдження світла із-за нелінійної зміни показника заломлення для одного пучка, обумовленим взаємодією записуючих пучків і тому чутливим до їх взаємної орієнтації, співвідношенню їх інтенсивностей і т.п.

У випадку нелокального відгуку стаціонарна динамічна решітка у відбивальній геометрії, як і у випадку пропускання, призводить

до „перекачування” енергії від „донорного” пучка до „акцепторного”. Порівняння якісного характеру „перекачування” для двох схем, які описуються, ілюструється на **рис. 3**. В пропускній геометрії запису (**рис. 3а**) інтенсивність акцепторного пучка S зростає по мірі проникнення пучків від поверхні $z = 0$ в глибину голограми, інтенсивність донорного R відповідно знижується, сумарна інтенсивність, якщо нехтувати слабким поглинанням, не залежить від z . Для відбивальної геометрії криві (**рис. 3б**) залежностей від z інтенсивностей акцепторного пучка, що падає на поверхню $z = 0$, та донорного, що падає на протилежну грань $z = z_0$, паралельні: різниця інтенсивностей двох пучків постійна для любого значення z . В такій схемі цей результат як раз виражає закон збереження енергії (приріст інтенсивності пучка, що підсилюється налюбій ділянці шляху Δz дорівнює зменшенню інтенсивності підсилюючого пучка на цій ділянці).

Слід ще раз підкреслити, що для ефективного перерозподілу енергії двох взаємодіючих у динамічному середовищі пучків світла незалежно від розглянутих геометрій запису необхідно фазове розузгодження інтерференційного поля і решітки показника заломлення, оптимальне значення якого складає $\pi/2$.

Ефект нестационарного перетворення енергії. Розглянемо тепер, як зміниться взаємодія двох когерентних пучків у динамічному середовищі, якщо відмовитися від умови стаціонарності. Нехай, наприклад, інтенсивності вихідних пучків R, S до моменту часу $t = 0$ дорівнювали нулю, а при $t \geq 0$ складають постійні значення I_1 та I_{-1} (будемо розглядати пучки різної інтенсивності, тобто $I_1 \neq I_{-1}$). При достатньо великих часах система прийде до стаціонарного стану, що був розглянутий вище. Але на протязі деякого часу після включення світла ситуація буде дещо іншою. Далі буде розглянута схема з локальним відгуком у схемі запису на проходження (**рис. 4а**).

В початковий момент часу картина інтерференції (штрихові лінії) і голографічна решітка (суцільні лінії) співпадають (для визначеності вважаємо, що $\Delta\epsilon = \beta I$, де коефіцієнт β більше нуля; $\Delta\epsilon$ - світло індукована зміна показника заломлення; I - сумарна інтенсивність світла). Але поряд з появою решітки $\Delta\epsilon$ починають

проявлятися ефекти самодії. Фазові швидкості хвиль різної інтенсивності будуть змінюватися по різному. Це призведе до того, що ізофазні поверхні картини інтерференції почнуть відхилятися від початкового напрямку.

Для подальшого важливу роль грає інерційна частина нелінійного відгуку середовища на світлове збурення. Внаслідок інерційності відгуку голографічна решітка буде відставати від повороту картини інтерференції, що і призведе до деякого її розузгодження з картиною інтерференції (**рис. 4б**). Таке розузгодження, як зазначалося вище призводить до перерозподілу інтенсивності між пучками. Аналіз показує, що в ситуації, що розглядається, енергія „перекачується” завжди від більш інтенсивного пучка до більш слабкого. Внаслідок зміни інтенсивностей пучків при „перекачуванні” зміняться і параметри решітки, що записується. Таке самоузгоджене перетворення у кінцевому рахунку призведе до того, що штрихи голографічної решітки „догонять” штрихи інтерференційної картини, що її породжує, і встановиться стаціонарний стан (**рис. 4в**) при якому енергообмін відсутній.

Вище описана ситуація відповідає випадку достатньо малого енергообміну, коли нелінійний фазовий набіг малий, тобто зміна фази пучка на шляху z_0 , що зв'язана з нелінійністю показника заломлення

$$\Phi \approx \Delta \epsilon z_0 k_0 \ll 1 \quad (2)$$

Для великих фазових набігів ($\Phi \gg 1$) картина суттєво ускладнюється, зо фазні поверхні викривлюються, виникають нестаціонарні коливання інтенсивностей і фаз і т.п.

Математичний опис ефекту нестаціонарного перетворення двох пучків можна базувати на тих самих наближеннях що призвели до рівнянь (6) з **лекції 12**, але амплітуда зміни показника заломлення у випадку, що розглядається, має суттєво інший вигляд. Внаслідок інерційності відгуку середовища вона повинна бути записана у вигляді інтегралу по часу від амплітуди збурюючого сигналу, а внаслідок релаксації, що відбувається у середовищі (ослаблення і розпливання збудження) під знаком інтегралу необхідний множник, що враховує релаксацію. У кінцевому рахунку амплітуда

світло індукованої зміни показника заломлення виявляється рівною:

$$\Delta\epsilon(t) = \beta \int_0^t RS^* e^{\frac{t'-t}{\tau}} \frac{dt'}{\tau} \quad (3)$$

де амплітуди R та S залежать від часу та від координати; ці залежності а також коефіцієнт β визначаються механізмом не лінійності запису у середовищі, що розглядається; величина τ є характерним часом релаксації середовища при фото збудженні.

Інтегральна чутливість $\Delta\epsilon(t)$, що описує ефект запізнення при запису голографічної решітки, подібна просторовій не локальності відгуку і призводить, як і просторова не локальність, до перерозподілу інтенсивностей взаємодіючих пучків. Відмічена аналогія не є випадковою і може бути формалізована при використанні звичайного чотиримірного опису простору-часу.

Детальний опис перетворення параметрів взаємодіючих пучків у загальному випадку важко описати за допомогою простих аналітичних формул. Ефективність „перекачування” визначається величиною нелінійного фазового набігу Φ хвилі, що проходить, який представляє собою зміну фази хвилі на товщині голограми z_0 , що викликана світло індукованою зміною показника заломлення $\Delta\epsilon$. Для не дуже великих значень фазового набігу приріст інтенсивності більш слабкого пучка

$$\Delta I = A\tau^2 e^{-\frac{t}{\tau}} \left[\frac{t}{\tau} - 1 + e^{\frac{t}{\tau}} \right] \quad (4)$$

Параметр A є пропорційним різниці вихідних інтенсивностей I_1^0 та I_{-1}^0 , тому при рівних інтенсивностях пучків нестационарна перекачка енергії між ними відсутня. Вона обертається в нуль, як видно з (4), і при безінерційній релаксації середовища ($\tau \rightarrow 0$); між тим, в середовищі з великою інтенсивністю ($\tau \gg t$) перекачка має місце. Згідно з (4) підсилення слабкого пучка зростає від моменту часу $t=0$ до $t \approx 1.6\tau$, де досягається максимальне значення ΔI , а потім відбувається монотонне спадання ΔI до нуля

при $t \rightarrow \infty$. Разом з перерозподілом інтенсивності відбувається часова зміна фаз записуючих пучків.

Для випадку великих значень фазового набігу ($\Phi \gg 1$) характер перетворення пучків проілюструємо за допомогою залежностей, отриманих при рішенні спрощених рівнянь Максвела (рівняння (6) з лекції 12) із значенням, що залежить від t (3).

З рис. 5, на якому зображені залежності від часу різниці фаз записуючих пучків $\varphi = \varphi_R - \varphi_S$, і приведеної інтенсивності $I_S / (I_R + I_S)$ для значення $\Phi = 50$, бачимо, що інтенсивності і фази осилують по часу, причому стаціонарний стан досягається при значеннях t , що значно перевищують час релаксації τ . Це явище затягування встановлення стаціонарного стану є типовим для ряду суттєво-нелінійних процесів і може бути використано для збільшення ефективності енергообміну за рахунок зростання протяжності нестационарного періоду.

Розглянута вище ступінчаста зміна інтенсивностей пучків у часі є лише більш або менш наближеною апроксимацією реальної залежності. Нові можливості з'являються при використанні пучків світла, що різним чином модульовані по часу. Інтерес представляє залежність по часу як інтенсивностей, так і фаз вихідних пучків. Найпростішим для аналізу випадком є лінійна залежність різниці фаз двох взаємодіючих пучків від часу, коли

$$RS^* = \bar{R}\bar{S}^* e^{i\Omega t} \quad (5)$$

де $R = \bar{R}e^{i\varphi_R(0,t)}$; $S = \bar{S}e^{i\varphi_S(0,t)}$, величина $(\varphi_R - \varphi_S)_{z=0} = \Omega t$ - часова зміна фази в картині інтерференції на вхідній поверхні реєструючого середовища ($z = 0$ на рис. 4).

Співвідношення (5) фактично відповідає картині інтерференції двох пучків світла з різними частотами $\Omega = \omega_R = \omega_S$. При виконанні умови $\Omega \ll \omega_R, \omega_S$ картина інтерференції представляє собою решітку інтенсивності, що біжить із швидкістю $v = \Omega |k_R - k_S|^{-1}$ вздовж вектору решітки $\mathbf{k}_R - \mathbf{k}_S$. Якщо залежність (5) зберігається достатньо довго ($t \gg \tau$), то встановлюється квазістаціонарний розподіл показника заломлення. З (3) та (5) отримуємо:

$$\Delta\varphi = \frac{\beta\tau\overline{RS}^* e^{i\Omega t}}{1 + i\Omega\tau} = \frac{\beta\tau\overline{RS}^* e^{i(\psi + \Omega t)}}{\sqrt{1 + (\Omega\tau)^2}} \quad (6)$$

Як бачимо, кази стаціонарна голографічна решітка відповідає біжучій картині показника заломлення, що зсунута відносно біжучої картини інтерференції на постійний кут $\psi = -\arctg\Omega\tau$. Це відповідає просторовому розузгодженню Δl , що визначається з умови

$$\Delta l = \psi L (2\pi)^{-1} \quad (7)$$

де L - період картини інтерференції. Можна впевнитися, що зміщена голографічна решітка (6) забезпечує енергообмін, що пропорцією величині $\beta\Omega\tau[1 + (\Omega\tau)^2]^{-1}$.

Ефективний енергообмін може бути отриманий також при періодичній модуляції інтенсивності одного з вихідних пучків при фіксованих їх початкових фазах і інших нестационарних початкових умовах.

Анізотропна самодифракція. Ще один спосіб впливати на характер взаємодії когерентних пучків при їх само дифракції – використання оптично анізотропного середовища. У такому середовищі показник заломлення залежить від напрямку розповсюдження та поляризації світла. В середовищі існують два характерних напрямки поляризації світлової хвилі, які перпендикулярні один до одного. Світло довільної поляризації можна представити як суму двох хвиль, вектори поляризації яких орієнтовані вздовж вказаних напрямків; кожній орієнтації відповідає своє значення показника заломлення світла. Але існує по крайній мірі один напрямок нормалі до хвильового фронту, для якого показник заломлення не залежить від напрямку поляризації. Такий напрямок нормалі визначає положення так званої оптичної осі анізотропного середовища. В подальшому розгляді обмежимося розглядом одновісних анізотропних оптичних середовищ. Проходження хвилі довільної орієнтації в подібному середовищі еквівалентно розповсюдженню двох хвиль: хвилі з вектором поляризації, що є перпендикулярним до оптичної осі, для якої показник заломлення не залежить від напрямку

розповсюдження, і хвилі з вектором поляризації, що є направленим вздовж оптичної осі. Перша з цих хвиль називається *звичайною*, і показник заломлення, що не залежить від напрямку її розповсюдження, позначається ϵ_0 . Друга хвиля називається *незвичайною*; значення її показника заломлення ϵ_e залежить від напрямку її розповсюдження.

Виникає питання, чи можливо утворення дифракційної решітки у середовищі, що розглядається, яке має властивість двопроменезаломлення (тобто в середовищі, при проходженні якого пучок розщеплюється на два) внаслідок певної взаємодії звичайного та незвичайного променів?

Розглянемо це питання на прикладі стаціонарного запису двох пучків в нелокальному середовищі для випадку геометрії на пропускання. Використаємо знову геометричною побудову подібною **рис. 2** (та **рис. 3** з лекції 12). В наближенні лінійної оптики поверхні хвильових векторів в одновісному анізотропному середовищі, що розглядається (інакше їх також називають поверхнями показників заломлення), представляють собою сферу з радіусом $k_0 \epsilon_0$ для звичайної хвилі та еліпсоїд обертання. одна з осей якого дорівнює $k_0 \epsilon_e$ для незвичайної. Перерізи цих поверхонь мають найбільш простий вигляд при положенні оптичної вісі що перпендикулярна до площини рисунку. Із довільної точки O на рис. проведені півкола, які зображують сукупності можливих значень хвильових векторів звичайної хвилі (радіусом $2\pi \epsilon_0 / \lambda$), хвильових векторів незвичайної хвилі (радіусом $2\pi \epsilon_e / \lambda$), хвильових векторів хвилі у вільному просторі (радіусом $2\pi / \lambda$). Для конкретності на рисунку зображено випадок, що відповідає середовищу із значенням $\epsilon_0 > \epsilon_e$, так зване від'ємне одновісне середовище). Для позитивних одновісних середовищ, де $\epsilon_e > \epsilon_0$, ситуація буде якісно подібною. Два побудовані півкола (для звичайних та незвичайних хвиль) дають набір можливих значень хвильових векторів „власних” хвиль в анізотропному середовищі, що представляють собою рішення рівнянь Максвела для лінійного випадку; вони описують, як прийнято казати, дві моди розповсюдження світлової хвилі у середовищі, що розглядається.

Напрямок поляризації падаючих променів виберемо спеціальним чином – співпадаючим з напрямком оптичної осі; у відповідності з описаною властивістю одновісного середовища це означає, що у відсутності само дифракції розповсюдження кожного з пучків в середовищі відбувається тільки вздовж напрямку незвичайних променів. Ці два променя утворюють інтерференційне поле і записують відповідну дифракційну решітку, хвильовий вектор якої $\mathbf{k} = \mathbf{k}_{1e} - \mathbf{k}_{2e}$. Але в силу залежності показника заломлення від α_e напрямку розповсюдження дифракція вихідних записуючих променів на цій решітці має незвичайний характер. Як впливає з рішення рівнянь Максвелла з анізотропним показником заломлення, в результаті дифракції змінюється напрямок поляризації хвиль; з'являється складова другої моди власних хвиль у середовищі, тобто звичайна хвиля з вектором поляризації, що є перпендикулярним до напрямку поляризації вихідних пучків, і іншим напрямком розповсюдження – під кутом, відмінним від берегівського кута при дифракції в ізотропному середовищі.

Умовою дифракції є рівність фаз хвиль, що відбиті любом з штрихів дифракційної решітки, що призводить до підсилення дифрагуючої хвилі при складенні відбитих хвиль. Його можна представити як умову хвильового синхронізму, згідно якому при дифракції вектор дифрагуючої хвилі отримує приріст, що дорівнює вектору решітки. З іншого боку, кінець результуючого хвильового вектору, у відповідності з відзначеною властивістю дифракції незвичайної хвилі, повинен лежати на поверхні хвильових векторів звичайної хвилі. Таким чином, при дифракції, наприклад вихідної хвилі $E(k_{1e})$ на решітці $\Delta\alpha(k)$ умова хвильового синхронізму має вигляд (рис. 6)

$$\mathbf{k}_{1e} + (\mathbf{k}_{1e} - \mathbf{k}_{2e}) = \mathbf{k}_{20} \quad (8)$$

аналогічна умова для дифракції хвилі \mathbf{k}_{2e} призводить до того ж самого результату, що і той який розглядається. Умову хвильового синхронізму можна представити у вигляді

$$2\mathbf{k}_{1e} = \mathbf{k}_{20} + \mathbf{k}_{2e} \quad (9)$$

і розглядати як закон збереження імпульсу при розсіюванні фотонів. Згідно з (8). само дифракція, що розглядається зводиться до процесу, у елементарному акті якого два фотони вихідного пучка E_{1e} перетворюються у два інших фотони. Один з них рухається вздовж вихідного проміню E_{2e} , а інший вздовж звичайного проміню E_{2o} , що перетворюється при взаємодії пучків. Закон збереження при цьому виконується автоматично, так як частоти всіх чотирьох фотонів співпадають.

Векторна рівність (8) дозволяє визначити кут сходження пучків 2ϑ у схемі, що розглядається, та кут дифракції ψ (між нормаллю до площини падіння та хвильовим вектором звичайної хвилі, яка продифрагувала):

$$\sin \vartheta = \frac{1}{2} \sqrt{\alpha_e(\alpha_0 - \alpha_e)}; \quad \sin \psi = 3 \sin \vartheta \quad (10)$$

Таким чином, при виконанні наведених тут умов можлива так звана *анізотропна* самодифракція двох пучків, що має ряд специфічних особливостей. Інтересною властивістю такої само дифракції є можливість обертання хвильового фронту у схемі з двома вихідними пучками. Так. виявляється, що дифракція хвилі E_{2e} при використанні референтної плоскої хвилі E_{1e} призводить до появи хвилі E_{1o} з оберненим хвильовим фронтом по відношенню до E_{2e} . Якщо хвиля E_{1e} є сигнальною, а E_{2e} - плоскою, то звичайна хвиля E_{2o} , що утворюється при само дифракції цих хвиль, буде мати обернений хвильовий фронт по відношенню до E_{1e} .

Іншою особливістю анізотропної дифракції є суттєва відмінність кута розповсюдження хвилі, що продифрагувала, від кута сходження вихідних хвиль. Напрямки розсіювання при анізотропної дифракції та ізотропної протилежні. Так, дифракція хвилі E_{1e} на **рис. 6** призводить до появи хвилі E_{1o} з вектором k_{1o} ; в ізотропному ж середовищі дифракція хвиль E_{1e} на тій ж самій решітці призвела б до появи хвилі з вектором k_{2e} . Разом з відміченим фактом зміни поляризації при дифракції особливості анізотропної само дифракції дозволяють легко виділити хвилю, що продифрагувала, на фоні хвиль, які пройшли.

Фізичні процеси в динамічних середовищах. Можливість динамічного запису у різних середовищах обумовлена двома причинами. Одна з них – нелінійна поляризованість атомів середовища. В ділянках різної по величині напруженості електричного поля світлової хвилі поляризованість – а тим самим і показник заломлення світла – також розрізняється. Але цей ефект є суттєвим при вельми високих електричних полях. Інша причина полягає в тому, що часткове поглинання світла, що проходить, змінює квантові стани електронів, атомів та молекул середовища. В нових станах значення поляризованості є іншим, і поглинання неоднорідного пучка призводить до неоднорідної зміни показника заломлення. Але світло індуковані збудження середовища розповсюджуються в ній, що призводить до спотворення зображення, що записується. Характер такого спотворення – просторовий розподіл збуджень, його залежність від параметрів вихідних пучків світла, інерційність перетворення – в суттєвій мірі визначається фізичною природою збуджень та властивостями середовища. У різних матеріалах такими збудженнями бувають електрони та дірки провідності, екситони, фонони, заряджені та нейтральні електронні центри. Зміна поляризованості атомів середовища може бути викликана також виникненням електричних полів або полів пружних напружень при переміщеннях світло індукованих збуджень середовища.

Серед різних механізмів, що впливають на величину зміни показника заломлення (теплові ґратки, лінійний та квадратичний електрооптичний ефект, п'єзооптичний ефект, піроелектричний ефект, решітка на вільних носіях та ексітонах), ми розглянемо лише *п'єзооптичний ефект*. Якщо до кристалу прикласти механічні напруження, то деформація атомних оболонок при розтяганні та стисненні ділянок кристалу призведе до певних змін показника заломлення. Цей ефект називають *п'єзооптичним* або *ефектом фотопружності*), і його можна описати коефіцієнтом у розкладі α по ступеням прикладеного механічного напруження σ :

$$\alpha = \alpha_0 + b\sigma \quad (11)$$

Зміна σ на $-\sigma$ не залишає α незмінним (оскільки діє розтягнення та стиснення не однакова), тому можна обмежитися лінійним у (12) і для кристалів з центром симетрії. В реальних кристалах

величина b є тензором. По аналогії з електрооптикою константи п'єзооптичного ефекту вводяться співвідношенням

$$\Delta\left(\frac{1}{\varepsilon_{ij}}\right) = \sum_{kl} \pi_{ijkl} \times \sigma_{kl}, \quad \text{де } \sigma_{kl} - \text{тензор напружень у кристалі.}$$

Величини π_{ijkl} називають *п'єзооптичними коефіцієнтами*. П'єзооптичний ефект можна також описати розкладом по компонентах тензору деформацій u_{rs} :

$$\Delta\left(\frac{1}{\varepsilon_{ij}}\right) = \sum_{r,s} p_{ijrs} u_{rs} \quad (12)$$

Величини p_{ijrs} називають *пружньооптичними коефіцієнтами*.

Чому в кристалі при стаціонарному, але неоднорідному освітленні виникають деформації або пружні напруження, що здатні привести до запису решітки $\Delta\epsilon$? Така можливість обумовлена дією періодичного електричного поля. Внаслідок звичайного п'єзооптичного ефекту це призводить до появи напружень u_{rs} , які зв'язані з компонентами поля E співвідношенням $u_{rs} = \sum_t d_{rst} E_t$. Тут d_{rst} - параметри кристалу, які

називають п'єзоелектричними модулями. Таким чином, під дією поля E відбувається зміна діелектричної проникливості

$$\Delta\left(\frac{1}{\varepsilon_{ij}}\right) = \sum_{i,s,t} p_{ijrs} d_{rst} E_t \quad (13)$$

яка викликана спільною дією п'єзоелектричного та п'єзооптичного ефектів (іноді це називають вторинним, або хибним електрооптичним ефектом). У кристалах із значним п'єзоелектричним ефектом роль вторинного ефекту може бути порівняна з справжнім, первинним. Насправді, позначимо

$$r'_{ijt} = \sum_{r,s} p_{ijrs} d_{rst} \quad (14)$$

тоді співвідношення для електрооптичного ефекту можна записати у вигляді

$$a(\omega, 0) = \frac{r + r'}{2} \alpha^3 \quad (15)$$

значення компонентів r складають звичайно $10^{-2} - 10^{-1}$, d в п'єзоелектричних кристалах – сотні $\frac{\text{Å}}{\text{В}}$, і величина r' досягає у сприйнятливих випадках декількох $\frac{\text{Å}}{\text{В}}$.

Література:

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