

Розділ 5. Обертання хвильового фронту (ОХФ) світлових пучків.

Лекція 5-1(14). Методи отримання ОХФ: ОХФ при вимушених розсіяннях в нелінійному матеріальному середовищі. Практичне використання ОХФ.

Однонаправленість руху часу обумовлена, в першу чергу тією обставиною, що будь-який рух супроводжується дисипацією енергії, тобто мають місце незворотні процеси. Отже явище „зворотного” руху протирічить другому початку термодинаміки. Навіть якщо втрати дуже малі, то в силу великої кількості числа ступенів свободи всіх рухомих частинок неможливо задати у всіх деталях початкове їх положення і швидкості, щоб надалі відтворити їх зворотний (обернений) рух.

В оптиці, в силу особливостей, що характерні для електромагнітних хвиль, обернення часу або обернення хвильового фронту реалізувати можна. Це обумовлено тим, що рівняння Максвела інваріантні по відношенню до знаку часу. Звичайно, маються на увазі не деталі мікроскопічних рухів електронів та ядер в середовищі, а усереднені макроскопічні значення полів в об’ємах, які малі у порівнянні з довжиною хвилі. Окрім цього, число ступенів свободи у монохроматичного випромінювання дуже обмежено. Так, якщо в газі число ступенів свободи $\sim 10^{23}$, то в оптиці $\sim 10^3$.

Рівняння плоскої лінійно-поляризованої монохроматичної біжучої хвилі має вигляд:

$$E = E_0 \cos(\omega t - kz + \varphi) \quad (1)$$

і описує той факт, що з плином часу коливальний процес зменшується в позитивному напрямку вісі z . Якщо в цьому рівнянні (1) „обернути” час – замінити його на „ $-t$ ”, то отримуємо рівняння, тобто обернену хвилю:

$$E_{об} = E_0 \cos(-\omega t - kz + \varphi) \quad (2)$$

яке можна записати також у вигляді:

$$E_{об} = E_0 \cos(\omega t + kz - \varphi) \quad (3)$$

тобто обернення часу еквівалентне заміні \bar{k} на $-\bar{k}$ і φ на $-\varphi$.

Обернена хвиля поширюється назустріч початковій, тобто у напрямку $-z$.

Запишемо початкову хвилю у комплексній формі:

$$E = Ae^{-i(\omega t - kz)} + \text{к.с.} \quad (4)$$

де $A = 1/2E_0e^{-i\varphi}$. Тоді рівняння оберненої хвилі набуває вигляду:

$$E_{об} = A^*e^{-i(\omega t + kz)} + \text{к.с.} \quad (5)$$

Обернення часу – еквівалентне сукупності операцій $\bar{k} \rightarrow -\bar{k}, A \rightarrow A^*$, При цьому $A_{об} = A^*$ - амплітуда оберненої хвилі є комплексно-спряженою щодо вихідної. Тому *обернену хвилю називають фазово-спряженою*.

Обернення фронту хвилі відбувається незалежно від складності просторового фронту хвилі і обернена хвиля завжди поширюється строго назустріч падаючій хвилі. Таким чином маємо два паралельних фронти. Кожний промінь (нормаль до поверхні хвильового фронту) оберненої хвилі має відповідний протилежний напрямок по відношенню до відповідного променя падаючої хвилі. Таку ситуацію експериментально можна реалізувати при відбитті падаючої хвилі від дзеркала з формою, яка точно співпадає з формою поверхні хвильового фронту падаючої хвилі. Це відбиття виконується за допомогою так званого адаптивного дзеркала (слово „адаптування” означає підбудовуватися, пристосовуватися, звикати). При відбитті від адаптивного дзеркала кожний промінь змінює свій напрямок поширення на 180° . Для плоскої хвилі таким дзеркалом може бути плоске дзеркало; для сферичної – сферичне, з радіусом кривизни рівним радіусу кривизни сферичної хвилі. Для хвильового фронту довільної форми необхідно створити дзеркало, форма якого відповідала б фронту падаючої хвилі.

Методи нелінійної оптики дозволяють реалізувати обернення хвильового фронту для форми фронту падаючої хвилі в параксіальному наближенні. Найбільш широке використання для обернення хвильового фронту отримав метод вимушеного розсіяння світла назад (вимушене розсіювання Мандельштама-Брилюєна

(ВРМБ), рідше вимушене комбінаційне розсіювання (ВКР)) і чотирьоххвильове змішування.

Широке застосування вимушеного розсіювання для реалізації обернення хвильового фронту обумовлено наступними причинами.

Будь-яке середовище є оптично неоднорідним внаслідок наявності флуктуацій, зокрема породжених тепловим рухом. Флуктуації обумовлюють локальні неоднорідності показника заломлення n . Ділянки ж середовища з різними значеннями n фронт хвилі буде проходити з різними фазовими швидкостями. В результаті цього фронт хвилі, зокрема плоскої, буде деформовано. Але при цьому необхідно, щоб за час прямого і зворотного проходження хвилі через середовище, розподіл оптичної неоднорідності не змінився. Тільки за такої умови всі спотворення хвильового фронту, які мали місце при русі падаючої хвилі, будуть виправлені. Ці умови реалізуються при ВРМБ та ВКР. Оскільки швидкості акустичних хвиль на багато порядків менша швидкості світла ($v_{\text{зв}} / c \approx 10^{-5}$), то за час проходження фронту світлової хвилі крізь розсіювальне середовище можна вважати акустичну хвилю майже нерухомою і, відповідно, картину розподілу оптичної неоднорідності – статистичною. Тому при розсіюванні назад стоксова хвиля стає оберненою щодо хвилі накачування.

Отже, при ВРМБ відбувається довільне утворення оберненої хвилі – само обернення хвильового фронту. В цьому випадку роль адаптивного дзеркала виконує саме нелінійне середовище. Відбиття від такого дзеркала принципово інше, ніж звичайне дзеркальне відбиття. При відбитті від нелінійного середовища поверхня, яка відбиває світло – відсутня, бо відбиття відбувається по всьому об'єму середовища.

Необхідність в оберненні хвильового фронту виникає при вирішенні ряду практичних задач. Однією з них є отримання високо направлених потужних лазерних пучків для локації, оптичного зондування і т.п.

Якщо в лазерах невеликих потужностей світловий потік має високу спрямованість, то при отриманні лазерних пучків великої потужності, після системи підсилювачів і допоміжної оптики, спрямованість світлового пучка погіршується. В основному, це обумовлено недосконалістю оптичних елементів. Для корекції просторової структури хвильового фронту використовують його обернення за допомогою ВРМБ, пропустивши обернену хвилю через

підсилювальну систему (**рис. 1**). Високо спрямована лазерна хвиля малої потужності 1, пройшовши через квантовий підсилювач (2) потрапляє (хвиля 3) на адаптивне дзеркало (4), відбивається (хвиля 5) і знову пройшовши через квантовий підсилювач (хвиля 6) корегується та набуває такої ж високої спрямованості, яку мала малопотужна вихідна хвиля 1.

Важливим є і завдання точного фокусування потужних лазерних імпульсів на мішені малих розмірів. Створення таким чином високих температур і тисків необхідне, зокрема для реалізації термоядерного синтезу.

Для точного фокусування використовується метод самонаведення лазерного променя. Допоміжним дзеркалом робиться підсвічування мішені, в результаті чого на ній видно яскравий відблиск. Останній створює сферичну хвилю, яка проходить через квантовий підсилювач і потрапляє на адаптивне дзеркало. Після обернення хвильового фронту і повторного проходження підсилювача в зворотному напрямку потужне випромінювання автофокусується в точку відблиску.

Розглянемо це більш докладно.

Методи отримання оберненої хвилі.

Обернення хвильового фронту (ОХФ) в статичній та динамічній голографії. Найбільш проста для пояснення є схема отримання оберненої хвилі у статичній голографії. Нехай на фотопластинку (**рис. 2**). падає хвиля сигналу $E_3(\mathbf{r})$ і когерентна з нею опорна хвиля $E_1(\mathbf{r})$. Картина інтерференції цих полів записується у фотошару, після чого голограму обробляють, так, що інтерференційні неоднорідності проявляються у вигляді модуляції оптичних властивостей фотошару (його коефіцієнта поглинання і показника заломлення). Якщо шар достатньо тонкий, то його дію на відновлюючу хвилю можна описати введенням комплексного коефіцієнта пропускання $t(\mathbf{r})$ для амплітуди поля: $E_{tr}(\mathbf{r}) = t(\mathbf{r})E_{in}(\mathbf{r})$. У найпростішому наближенні варіації $\delta t(\mathbf{r})$ зв'язані з варіаціями інтенсивності записуючого поля, так, що

$$\delta t(\mathbf{r}) = \text{const} [E_1^*(\mathbf{r})E_3(\mathbf{r}) + E_1(\mathbf{r})E_3^*(\mathbf{r})] \quad (6)$$

Спробуємо відновити голограму у незвичайний спосіб (в звичайному зчитуюча хвиля $E_2(\mathbf{r})$ співпадає з опорною хвилею при запису: $E_2(\mathbf{r}) \propto E_1(\mathbf{r})$), а так, щоби зчитуюча хвиля $E_2(\mathbf{r})$ розповсюджувалася точно назустріч опорній хвилі при запису: $E_2(\mathbf{r}) \propto E_1^*(\mathbf{r})$. Звичайно це не представляє великої складності, якщо опорна хвиля $E_1(\mathbf{r})$ є плоскою або сферичною (**рис. 2б**). Тоді після проходження хвилі $E_2(\mathbf{r})$ через голограму (операція $E_2(\mathbf{r})t(\mathbf{r})$) за рахунок другого доданку у (6) відновлюється поле

$$E_4(r) \propto |E_1|^2 E_3^*(\mathbf{r}) \quad (7)$$

яке розповсюджується назустріч вихідному сигналу $E_3(\mathbf{r})$ і при $|E_1|^2 = \text{const}$ відповідає точно оберненій до сигналу хвилі.

Розглянута схема має той недолік, що для обернення кожної нової хвилі $E_3(\mathbf{r})$ потрібно записувати нову голограму, що важко. Цей недолік можна подолати, якщо використати спеціальні середовища, що не потребують додаткової обробки, тобто такі, в яких збурення оптичних властивостей (діелектричної проникливості $\delta\epsilon(\mathbf{r})$) виникають безпосередньо у присутності інтерферуючих полів і зникають при їх знатті. Як ми вже знаємо голографію у таких середовищах називають динамічною; такі середовища називають нелінійними.

Розглянемо випадок, коли для запису об'ємної голограми (**рис. 3а**) використовують нелінійне середовище, в яке направляють три хвилі: опорну хвилю $E_1(\mathbf{r})$, сигнал $E_3(\mathbf{r})$ і другу опорну хвилю $E_2(\mathbf{r})$, що отримується відбиттям першої від такого дзеркала щоб мало місце $E_2(\mathbf{r}) \propto E_1^*(\mathbf{r})$. В такому середовищі процеси запису голографічної решітки $\delta\epsilon \propto E_1^*(\mathbf{r})E_3(\mathbf{r})$ та її зчитування $\delta\epsilon(\mathbf{r})E_2(\mathbf{r})$ суміщені по часу (**рис. 3б**). Така схема має декілька переваг: не потрібно встановлювати проявлену голограму точно на вихідне місце, голограма обертає любую падаючу хвилю сигналу $E_3(\mathbf{r})$, автоматично підстроюючись під неї; нарешті, обернена хвиля $E_4(\mathbf{r}) \propto E_3^*(\mathbf{r})$ збуджується практично миттєво, тобто у реальному масштабі часу. Додамо, що у достатньо товстих нелінійних середовищах ефективність обернення хвильового фронту (ОХФ)

може збільшуватися за рахунок ще одного процесу: опорна хвиля $E_2(\mathbf{r})$ при інтерференції з сигналом $E_3(\mathbf{r})$, записує відбивальну голографічну решітку $\delta\varepsilon \propto E_2(\mathbf{r})E_3^*(\mathbf{r})$; її зчитування опорною хвилею $E_1(\mathbf{r})$ також збуджує обернену хвилю $E_4(\mathbf{r}) \propto \delta\varepsilon(\mathbf{r})E_1(\mathbf{r}) \propto E_3^*(\mathbf{r})$ (рис. 3в). У літературі цей метод обернення у реальному масштабі часу отримав назву ОХФ при чотирьох хвильовому змішуванні (ОХФ-ЧХЗ); мова йдеться про три падаючі хвилі E_1, E_2, E_3 і четверту (обернену) хвилю E_4 . Іноді його також звуть ОХФ методом динамічної голографії.

Розглянемо тепер випадок, коли є відбиваюча поверхня, в якій амплітудний коефіцієнт відбивання ρ залежить від інтенсивності падаючого на неї світла. Якщо на цій поверхні інтерферують дві хвилі: опорна $E_0(\mathbf{r})$ і сигнальна $E_3(\mathbf{r})$ (рис. 4), то записується голограма у вигляді модуляції $\delta\rho(\mathbf{r})$ коефіцієнта відбивання:

$$\delta\rho(\mathbf{r}) \propto E_0^*(\mathbf{r})E_3(\mathbf{r}) + E_0(\mathbf{r})E_3^*(\mathbf{r}) \quad (8)$$

Таж опорна хвиля $E_0(\mathbf{r})$ відбивається від цих збурень: $E_{\text{від}}(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r})E_0(\mathbf{r})$, за рахунок другого інтерференційного доданку набуває компоненту

$$E_4(\mathbf{r}) \propto E_0^2(\mathbf{r})E_3^*(\mathbf{r}) \quad (9)$$

Якщо на плоску поверхню дзеркала падає плоска опорна хвиля $E_0(\mathbf{r})$ по нормалі до дзеркала, то на його поверхні $E_0(\mathbf{r}) = \text{const}$ і хвиля $E_4(\mathbf{r})$ є точно оберненою до сигналу. Цей метод, що також забезпечує обернення у реальному масштабі часу отримав назву ОХФ поверхнею (ОХФ-П).

Параметричні методи ОХФ. Припустимо, що параметр середовища (у оптиці діелектрична проникливість ε) є промодульованим по часу по гармонічному закону

$$\delta\varepsilon(t) = B \cos(2\omega t + \varphi) \quad (10)$$

на частоті 2ω , що вдвічі більше частоти сигналу, що розповсюджується по середовищу:

$$E_3(\mathbf{R}, t) = 1/2 [E_3(\mathbf{R})e^{-i\omega t} + E_3^*(\mathbf{R})e^{i\omega t}] \quad (11)$$

Тоді сигнал наводить у цьому середовищі додаткове збурення (у оптиці – збурення електричної індукції $\delta D(\mathbf{R}, t)$ типу $\delta D(\mathbf{R}, t) = \delta \varepsilon(t) E_3(\mathbf{R}, t)$. Серед інших у цьому збуренні є доданок типу

$$\delta D_4(\mathbf{R}, t) = 1/4 [B e^{-i\varphi} E_3^*(\mathbf{R}) e^{-i\omega t} + \text{к.с.}] \quad (12)$$

де к.с. означає доданки комплексно-спряжені до написаним явно. Якщо величини B та φ постійні, тобто модуляція $\delta \varepsilon(t)$ з (10) синхронна по всьому об'ємі, то збурення (12) ефективно випромінює хвилю $E_4(\mathbf{R}) \propto E_3^*(\mathbf{R})$, що є оберненою до сигналу. Для акустичних хвиль у п'єзоелектриках синхронну по об'єму модуляцію швидкості звука неважко отримати накладанням однорідного зовнішнього електричного поля.

В оптиці ситуація складніша. Існують середовища, в яких при дії сильних оптичних полів $E_0(\mathbf{R}, t)$ діелектрична проникливість змінюється на величину, яка пропорційна локальному значенню поля E_0 , тобто $\delta \varepsilon \propto \chi^2 E_0(\mathbf{R}, t)$. Тут χ^2 - коефіцієнт, що характеризує квадратичну не лінійність середовища. Ідея полягає у тому, щоби взяти сильну опорну хвилю $E_0(\mathbf{R}, t)$ на подвійній по відношенню до сигналу частоті (рис. 5). На жаль, фаза поля $E_0(\mathbf{R}, t)$ на частоті 2ω сильно змінюється вже на відстані порядку довжини хвилі $\lambda_2 \leq 1 \text{ мкм}$, так що синхронна по всьому об'єму модуляція недосяжна. Наприклад для біжучої плоскої опорної хвилі

$$\delta \varepsilon(\mathbf{R}, t) \propto \chi^2 (E_0 e^{-2i\omega t + 2ikz} + \text{к.с.}) \quad (13)$$

так що збурення із спряженою фазою має вигляд

$$\delta D_4(\mathbf{R}, t) \propto \chi^2 [E_0 E_3^*(\mathbf{R}) e^{-i\omega t + 2ikz} + \text{к.с.}] \quad (14)$$

Якщо сигнал E_3 розповсюджується приблизно в ту ж саму сторону, що і опорна хвиля, $E_3(\mathbf{R}) \approx E_3 \exp(ikz)$, то збурення (7) має вигляд хвилі, що біжить уперед з тією ж самою фазовою швидкістю:

$$\delta D_4 \propto (E_0 E_3^* e^{-i\omega t} + ikz + \text{к.с.}) \quad (15)$$

і тому ефективно (синхронно по об'єму) збуджує хвилю E_4' із спряженою фазою. Ця хвиля E_4' розповсюджується вперед, і тому для отримання оберненої хвилі її слід відбити від дзеркала, що встановлено перпендикулярно напрямку опорної хвилі.

Цікаво, що параметричні процеси розглянутого типу можуть вносити внесок і у ОХФ методом чотирьох хвильового змішування. Це буде, якщо не лінійність середовища достатньо швидка, так, що варіації діелектричної проникливості $\delta\epsilon \propto \chi^{(3)} E^2$ можуть відслідковувати миттєве (у межах долі світлового періоду) значення квадрату поля $E^2 \propto \cos^2(\omega t + \varphi)$. Тут $\chi^{(3)}$ - коефіцієнт, що характеризує кубічну не лінійність середовища. У цьому випадку доданок в E^2 , що пропорційний добутку двох опорних хвиль, містить частину на подвоєній частоті:

$$\delta\epsilon(\mathbf{R}, t) \propto [E_1(\mathbf{R})E_2(\mathbf{R})e^{-2i\omega t} + \text{к.с.}] \quad (16)$$

У випадку точно зустрічних (тобто взаємно обернених) опорних хвиль $E_1(\mathbf{R})$ та $E_2(\mathbf{R}) \propto E_1^*(\mathbf{R})$ фаза коефіцієнту модуляції $E_1(\mathbf{R})E_2(\mathbf{R})$ у (16) не залежить від координат, так, що модуляція параметру середовища знову виявляється синхронною у всьому об'ємі.

Нарешті, якщо на подвоєній частоті модулюється коефіцієнт відбивання поверхні $\delta\rho(\mathbf{r}, t) = \rho_1 \cos(2\omega t + \varphi)$, то відбите від цієї поверхні поле сигналу $E_3(\mathbf{r}, t) = 1/2 [E_3(\mathbf{r})e^{-i\omega t} + \text{к.с.}]$ буде містити компоненту

$$E_4(\mathbf{r}, t) = 1/4 \rho_1 [e^{-i\varphi} E_3^*(\mathbf{r})e^{-i\omega t} + \text{к.с.}] \quad (17)$$

Знов таки, якщо фаза $\varphi(\mathbf{r})$ коефіцієнта модуляції постійна вздовж поверхні, то ця компонента буде оберненою по відношенню до сигналу.

Подальший розвиток ідеї обернення хвильового фронту зв'язаний з нелінійно-оптичними ефектами вимушеного розсіювання на світло індукованих ультразвукових хвилях (вимушене розсіювання Мандельштама-Брилюєна-ВРМБ), що було розглянуто у окремій лекції (**лекція 10**).

Розглянемо деякі практичні застосування ОХФ. Як вже згадувалося раніше при проходженні лазерного пучка через різні середовища (зокрема і елементи оптичних схем) виникають спотворення як фази пучка (що приводять до неоднорідності хвильового фронту), так і розподілу інтенсивності по перерізу пучка. В динамічній голографії розвинуті методи корекції таких спотворень.

У найпростішому випадку ідея корекції хвильового фронту пучка, який проходить через спотворююче середовище, може бути проілюстрована на наступному прикладі. Розщепимо лазерний пучок, що представляє плоску хвилю на два (наприклад за допомогою напівпрозорого дзеркала), один з них – сигнальний спотворюється. Зведемо його після спотворення з другим – неспотвореним референтним пучком і запишемо інтерференційне поле у вигляді решітки показника заломлення у нелінійному середовищі. Внаслідок дифракції на цій решітці можна „перекачати” спотворений пучок у референтний і таким чином зібрати всю світлову енергію у первинному вигляді – у плоский хвилі. Такий спосіб корекції зручно реалізовувати у статичному режимі; якщо ж параметри падаючого сигнального пучка або спотворюючого середовища змінюються у часі, для корекції необхідна динамічно реверсивне середовище, інерційність самотирання якого повинна бути достатньо малою (час релаксації збудження у середовищі малий в порівнянні з характерними часами зміни спотвореного пучка). Подібне перетворення застосовано і для корекції пучків з більш складним профілем хвильового фронту.

Але найбільший інтерес викликає спосіб корекції хвильового фронту, який зв'язаний з використанням явища обернення хвильового фронту світлових хвиль. Вже в процесі розвитку статичної голографії виявилось, що при зчитуванні голограми пучком світла, що направлений протилежно записуючому референтному пучку, виникає псевдоскопічне зображення об'єкту (**див. лекцію 11**),

тобто „вивернуте” зображення об’єкту, в якому фазові співвідношення обернені по відношенню до записуємого реального об’єкту. Можливість практичного застосування обернення хвильового фронту була продемонстрована у роботі американського фізика Г.Когельника, який реалізував запис і відтворення голограм через розсіюючі середовища. У схемі Котельника (**рис. 6**) запис об’єкту O відбувалася при інтерференції опорного R та сигнального пучка S , який проходив послідовно через об’єкт і розсіювач G і лише потім попадав на реєструючу пластинку A . Розсіювач імітує в цьому досліді можливі перешкоди на шляху пучка.

Якщо потім убрати об’єкт і розсіювач і зчитувати голограму пучком R' , що направлений протилежно записуючому пучку R , то відновлене зображення виявляється спотвореним у відповідності з оптичними неоднорідностями розсіювача. Якщо ж при зчитуванні убрати об’єкт, але залишить розсіювач у незмінному положенні, то в такій схемі відновлюваний пучок S' проходить у зворотному напрямку через розсіююче середовище маючи обернену фазу по відношенню до сигнальної хвилі. При такому двократному проходженні хвилі через розсіююче середовище з оберненням фази відбувається компенсація спотворень, що вносяться розсіюючим середовищем. В результаті відновлюється неспотворене зображення об’єкту. Щоби краще зрозуміти як це відбувається, розглянемо конкретний випадок, коли розсіювачем є прозора скляна пластинка; її роль зводиться до зміни фази пучка світла, що проходить. На **рис. 7** показані Послідовні стадії зміни хвильового фронту плоского „об’єктного пучка”: а- до проходження через скляну пластинку (хвильовий фронт – пряма лінія); б- після проходження скляної пластинки (відставання частини хвильового фронту викликано затримкою у скляній пластині); в- відбивання з оберненням хвильового фронту (відстаюча частина хвилі стає випереджаючою); г- результуючий розподіл фаз після зворотного проходження через пластинку. Як можна бачити, воно співпадає з вихідним плоским фронтом. Для порівняння на **рис. 8** показано процес відбивання плоскої хвилі від звичайного дзеркала. Порівнюючи схеми 7 та 8 бачимо, що на стадії б між ними є відмінність: відстаюча частина падаючої хвилі і при відбиванні від звичайного дзеркала відстає: в ньому не відбувається обернення хвильового фронту. При зворотному проходженні скляної пластини відставання фази ще більше зростає (**рис. 8г**). Рис. 9 демонструє приклад запису та

відновлення тексту з корекцією завад, що вносяться розсіювачем, вперше реалізованою по схемі обернення хвильового фронту Е.Лейтом та Ю.Упатнієксом (1965). Якість зображення достатньо задовільна.

Для того щоби отримати динамічне „дзеркало” що коректує спотворення, які вносяться розсіювачем, що змінюється у часі, необхідно об’єднати схеми **рис 6а** та **б**. Замінімо при цьому статичне реєструюче середовище на динамічне D і додамо напівпрозоре дзеркало M між розсіювачем та об’єктом, що дозволяє відокремити відновлене зображення від об’єкту (**рис. 10**). В результаті ми отримаємо можливість автоматичного усунення завад (перешкод), що накладаються на хвильовий фронт пучка при його проходженні через середовище, що неперервно змінюється. Завдяки схемі з оберненням хвильового фронту виявляється можливим спостерігати зображення об’єкту O , що екранується від нас розсіюючим середовищем.

Компенсація спотворень у світловоді. Припустимо, що на вхід волоконного світловоду подається зображення, яке переноситься когерентним монохроматичним полем $E_0(\mathbf{r})$, що збуджує деяку кількість мод з різними поперечними індексами. У процесі розповсюдження це зображення достатньо швидко спотворюється завдяки різниці фазових швидкостей різних поперечних мод. Якщо випромінювання після проходження довільної довжини L обернути, то після зворотного проходу по світловоду отримаємо вихідне зображення в результаті ефекту самокомпенсації. Точніше кажучи, отримаємо відновлене поле $E_2(\mathbf{r}) \propto E_0^*(\mathbf{r})$, що дає теж зображення, тобто картину інтенсивності $I_2(\mathbf{r}) \propto |E_0(\mathbf{r})|^2$, що і у вихідного поля. Дійсно світловод без втрат можна розглядати як спотворюючий елемент на **рис. 11**. Більш того, якщо світловод є ідеально однорідним (однаковий) по всій довжині, то зворотний перехід по тому ж світловоду можна замінити на еквівалентний йому прохід по іншому світловоду такої ж довжини L (**рис. 12**). Тим самим передачу зображень по багатоходовому волоконному світловоду можна реалізувати без спотворень, якщо використати два послідовних відрізка світловоду однакової довжини з операцією обернення або фазового спряження у проміжку між ними. Якщо ми хочемо відновити не тільки інтенсивність, але й поле, то після другого світловоду слід встановити ще один спрягаючий фазу пристрій.

Явище ОХФ можна також використовувати для компенсації часового розпливання імпульсів, авто фокусування випромінювання (створювати потужний світловий імпульс з малою кутовою розбіжністю, керуванням просторово-часовою структурою випромінювання, у нелінійній спектроскопії та ОХФ-інтерферометрії.

Література:

3. В.Л.Винецкий, Н.В.Кухтарев. Динамическая голография. Киев, «Наукова Думка», 1983.
5. Б.Я.Зельдович, Н.Ф.Пилипецкий, В.В.Шикунов. Обращение волнового фронта. М.: «Наука», 1985.
- Д2. В.І.Григорук, Коротков П.А.. Хижняк А.І. Лазерна фізика К.: „МП Леся”.-1997.-480с.