

УПОВІЛЬНЕННЯ ІМПУЛЬСІВ СВІТЛА ІЗ ЗАСТОСУВАННЯМ ДИНАМІЧНИХ ГРАТОК ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ

О.М. ШУМЕЛЮК, К.В. ЩЕРБІН, С.Г. ОДУЛОВ

УДК 535.224
© 2011

Інститут фізики НАН України
(Просп. Науки, 46, Київ 03028)

Розглянуто можливості уповільнення та прискорення імпульсів світла шляхом запису динамічних ґраток показника заломлення із когерентною по відношенню до сигнальної хвилею накладки. Проаналізовано різні варіанти реалізації нелінійної чотирьоххвильової взаємодії, які забезпечують стаціонарне або перехідне підсилення сигнальної хвилі і можуть бути використані для маніпулювання світловими імпульсами (двопучкова, трипучкова, чотирипучкова взаємодії; запис ґраток на пропускання або на відбиття; скалярні або векторні взаємодії). Показано, що поширення імпульсів світла із довжиною значно меншою за характерний час формування ґратки показника заломлення відбувається так само, як поширення оптичних провідників.

на та його співробітників [2–4] виявили зменшення групової швидкості світла до $3 \cdot 10^6$ см/с, тобто на чотири порядки порівняно зі швидкістю світла у вакуумі.

Інша причина появи резонансу і, відповідно, дисперсії може бути пов'язана з явищем оптичної дифракції на просторово-періодичних структурах із періодами співмірними із довжиною хвилі. На це звернув увагу ще Бріллюен [1], який запропонував модельний експеримент по вивченню поширення НВЧ-імпульсів у регулярних структурах, які складаються з плоскопаралельних платівок органічного скла із повітряними проміжками [5].

Наприкінці ХХ століття спостерігається ренесанс інтересу до уповільнення світла, спровокований, у першу чергу, використанням квантового ефекту електромагнітно індукованої прозорості (ЕПП) [6, 7]. Дві когерентні хвилі із прецизійно вибраними частотами здатні створити в охолодженому газі атомів висококонтрастний вузький провал у смузі поглинання. Такий штучно створений нелінійний резонанс супроводжується виникненням значної дисперсії та суттєвим зменшенням групової швидкості (аж до 17 м/с).

Успіх у реалізації рекордно великих затримок імпульсів світла за допомогою ЕПП наштовхнув на ідею можливості використання нелінійних бреггівських резонансів, що виникають у процесах майже вироджених за частотою чотирьох хвильових взаємодій. Про першу реалізацію цієї можливості із застосуванням запису динамічних ґраток показника заломлення у фоторефрактивних кристалах повідомлялось в [8], де швидкість поширення імпульсу було зменшено до 0,025 см/с.

У цій роботі підсумовано результати подальших етапів у застосуванні фоторефрактивних матеріалів для маніпулювання світловими імпульсами (застосування кристалів із двома типами рухомих носіїв заряду для уповільнення імпульсів практично без зміни їх амплітуди [9] та переключення уповільнення/прискорення шляхом зміни довжини імпуль-

1. Вступ

Те, що імпульси світла поширюються із швидкістю, відмінною від швидкості неперервної в часі світлової хвилі у вакуумі $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с, відомо вже більше 100-та років. Особлива увага до питання поширення імпульсів світла в дисперсійних середовищах була стимульована на початку ХХ століття теоретичними дослідженнями Бріллюена та Зоммерфельда (див., наприклад, монографію [1] та наведені в ній оригінальні публікації з 1913 року). Саме тоді було показано, що групова швидкість $v_{gr} = \frac{\partial \omega}{\partial k}$, тобто швидкість поширення імпульсу, може суттєво відрізнитись від фазової швидкості $v_f = \frac{\omega}{k}$ в речовині із ненульовою дисперсією. Тоді ж за аналогією зі стандартним показником заломлення $n = c \frac{k}{\omega}$ було введено груповий показник $n_{gr} = c \frac{\partial k}{\partial \omega}$, який міг перевищувати n на багато порядків за величиною.

Помітне зростання оптичної дисперсії виникає в околиці резонансних переходів. Наявність дисперсії може бути спричинена резонансними властивостями індивідуальних атомів чи молекул або колективними елементарними збудженнями у твердому тілі. Не є виключенням із цього правила і екситонні резонанси: експериментальні дослідження дисперсії напівпровідникових кристалів CdS Михайла Семеновича Броди-

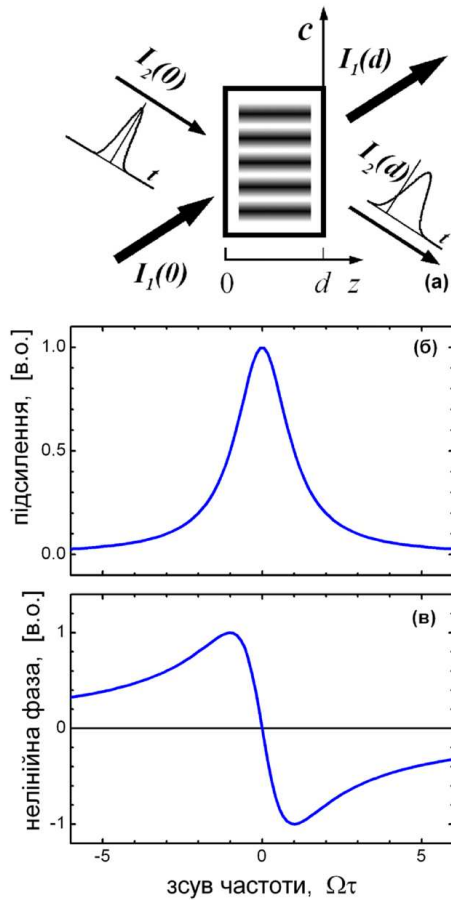


Рис. 1. Схема уповільнення із використанням нелінійної взаємодії двох попутних пучків світла (а). Залежності коефіцієнта підсилення слабкої сигнальної хвилі та нелінійного додатка до фази від частотної відстройкі сигнальної хвилі від хвилі накачки (б, в)

су [10], використання зустрічних чотирьох хвильових взаємодій для створення двоканальної системи із різними характеристиками затримки [11], реалізацію затримки у кристалах із локальним нелінійним відгуком на ефекті нестационарної перекачки енергії [12]. Окремо пояснюється природа спорідненого явища формування оптичних провісників при записі динамічних ґраток [13].

2. Уповільнення світла при записі динамічних ґраток у кристалах з нелокальним нелінійним відгуком (з $\pi/2$ -зсунутими ґратками)

При записі динамічної ґратки у кристалі з нелокальним відгуком пучком накачки та значно слабшим сигнальним пучком з однаковими частотами останній

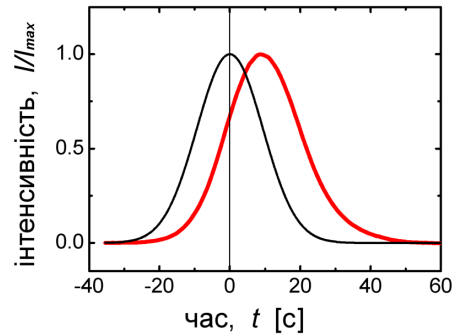


Рис. 2. Часові форми вхідного та затриманого імпульсів при записі $\pi/2$ -зсунутої ґратки у кристалі $\text{BaTiO}_3:\text{Co}$

може або експоненціально наростати, або спадати по інтенсивності, залежно від його орієнтації по відношенню до полярної осі кристала. Якщо сигнальна хвиля є обмеженою в часі (є імпульсом), вона має певний часовий спектр, із компонентами, які відрізняються від частоти хвилі накачки. Така відстройка викликає нелінійний додаток до фази підсиленої компоненти спектра, прямо пропорційний різниці частот. Таким чином, кожна компонента спектра поширюється у кристалі нібито зі своїм власним, трохи змінним показником заломлення.

На рис. 1 схематично показано геометрію двопучкової взаємодії (а), залежність сталої підсилення (б) та нелінійного додатка до фази (в) від частотної відстройкі по відношенню до неперервної монохроматичної хвилі накачки.

Для суто нелокального відгуку спектр підсилення є лоренцовим у той час як спектр ефективного показника заломлення в околі частоти накачки є лінійною функцією частотної відстройкі. В результаті $\frac{\partial k}{\partial \omega}$ є відмінною від нуля, а дисперсія групової швидкості поблизу максимуму підсилення мала. Таким чином, можна сподіватись на ефективну затримку імпульсів світла з тривалістю, порівняною із часом релаксації ґратки, без спотворення їх часової форми.

На рис. 2 продемонстровано уповільнення імпульсу гаусової форми тривалістю 10 с у кристалі титанату барію із часом релаксації, близьким до 10 с. Для більш коротких вхідних імпульсів тривалість затриманого імпульсу збільшується відносно вхідного приблизно до часу релаксації, для більш довгих імпульсів їх тривалість на виході збігається із тривалістю на вході. При цьому затримка змінюється відносно мало, вона визначається часом релаксації та силою зв'язку між хвилями накачки та сигналу [7].

Майже стала в часі затримка імпульсу при зростанні тривалості вхідного імпульсу має наслідком пра-

критично лінійне зменшення нормованої затримки, тобто відношення часу затримки $\Delta\tau$ до тривалості вхідного імпульсу t_0 (рис. 3).

Якщо ставиться завдання одержати якомога більшу затримку імпульсу при збереженні його форми у часі, слід використовувати вхідні імпульси із тривалістю, яка майже не відрізняється від часу релаксації динамічної ґратки.

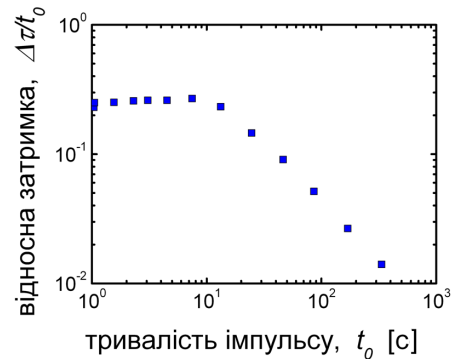
Слід зазначити, що уповільнення імпульсу досягають із одночасним зростанням його амплітуди. Для прикладу, наведеного на рис. 2, підсилення імпульсу становило 400 разів (сила нелінійного зв'язку $\gamma d = 3$).

Зміна орієнтації полярної осі на протилежну (рис. 1,а) приводить до відкачки інтенсивності та послаблення сигнального імпульсу. Одночасно змінюється знак дисперсії і уповільнення змінюється на прискорення: максимум вихідного імпульсу спостерігається ще до того, як інтенсивність вхідного імпульсу досягла найбільшого значення. Підкреслимо, що така повна симетрія реакції на зміну орієнтації полярної осі серед усіх розглянутих у цій роботі варіантів нелінійних взаємодій характерна лише для простої двопучкової взаємодії у кристалах із нелокальним відгуком.

3. Уповільнення світла при записі динамічних ґраток у кристалах з локальним нелінійним відгуком (з 0- або π -зсунутими ґратками)

У фоторефрактивних кристалах з локальним відгуком (а також в значно ширшому класі нелінійних середовищ із квазівиродженою за частотою нелінійністю третього порядку $\chi^{(3)}$) форми спектрів підсилення та нелінійного додатка до фази, показані на рис. 1,б,в, взаємно заміняють одна одну. Для компоненти спектра, що збігається по частоті із накачкою, підсилення взагалі відсутнє. Це означає, що в стаціонарному стані енергообміну між хвилями немає, і імпульси з тривалістю значно більшою від часу релаксації ані прискорюються, ані затримуються. У той же час імпульси тривалістю $t \leq \tau_{di}$ підсилюються завжди так званому нестационарному енергообміну [12].

Як було зазначено, дисперсія $\frac{\partial k}{\partial \omega}$ змінює знак при $\omega = 0$, що свідчить про те, що одна частина спектра повинна формувати затриманий імпульс, тоді як інша буде формувати прискорений імпульс. Насправді справи не настільки погані, оскільки компоненти спектра, відповідальні за прискорення імпульсу, вичерпуються за інтенсивністю (стала підсилення для них завжди від'ємна), а компоненти, відповідаль-



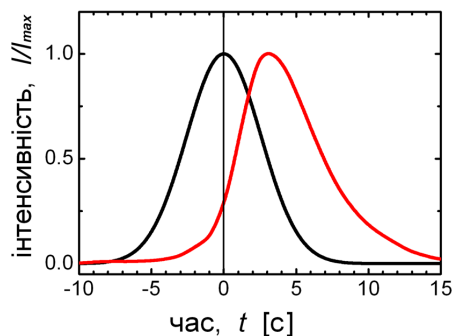


Рис. 4. Часові форми вхідного та затриманого імпульсів при записі ґратки в кристалі SBN:Ce в зовнішньому електричному полі, яке у 40 разів перевищує дифузійне поле

помітна асиметрія, наростання імпульсу іде швидше, ніж відбувається спадання імпульсу в часі. Зазначимо, що цей результат стосується симетричного вхідного імпульсу із гаусовим розподілом; не виключено, що можна знайти таку асиметричну форму вхідного імпульсу, яка може зберігатись при затримці із застосуванням нелінійних середовищ із локальним відгуком.

На рис. 5 показано експериментально виміряні залежності затримки імпульсу $\Delta\tau$ та кратності підсилення I_{\max}/I_0 від тривалості імпульсу на вході (точки).

Якісно і кількісно ці залежності добре узгоджуються із передбаченнями моделі: підсилення імпульсу має нестационарний характер, воно майже зникає при довжинах вхідного імпульсу, що на порядок перевищує час релаксації кристала.

Суцільними кривими показано результат розрахунку за теорією [14]. Слід наголосити, що в цьому порівнянні немає жодного вільного параметра, і час релаксації $\tau_{di} = 1$ с і силу зв'язку $\gamma d = 6,5$ між хвилями накачки та сигналу було визначено в незалежному експерименті по двопучковій взаємодії у цьому ж зразку.

4. Уповільнення та прискорення світла при записі динамічних ґраток у кристалах з нелокальним нелінійним відгуком та двома типами рухомих носіїв заряду

Із внутрішнім переконанням, що дискусії відносно первинності підсилення чи дисперсії в уповільненні (або прискоренні) імпульсів подібні до з'ясування проблеми первинності курка-яйце, ми шукали такі експериментальні умови, за яких енергообмін був би мінімізований, у той час як дисперсія залишалась би доволі великою. Такі умови існують в деяких зразках

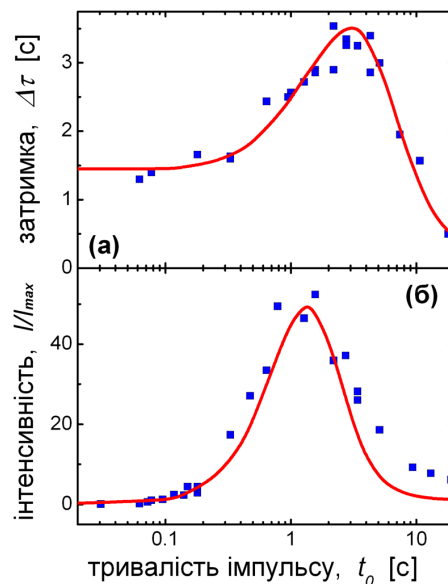


Рис. 5. Залежності часу затримки та кратності підсилення від тривалості вхідного імпульсу. Кристал SBN:Ce в зовнішньому електричному полі 5,1 кВ/см, сила нелінійного зв'язку $\gamma\ell = 6,5$, час релаксації $\tau_{di} = 1$ с

фоторефрактивного $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$, в яких при опроміненні присутні фотозбуджені дірки та наявна достатня концентрація термічно активованих електронів. При опроміненні зразка хвилями сигналу та накачки майже миттєво (протягом кількох мілісекунд) формується ґратка перерозподілених дірок, в електричному полі якої починають рухатись вільні носії іншого знака, які формують протягом кількох десятків секунд компенсуючу ґратку.

Експериментально виміряні спектри інтенсивності сигнальної хвилі (від якої відкачується інтенсивність) та нелінійного додатка до фази [9] показано на рис. 6.

На частоті хвилі накачки енергообмін майже нульовий внаслідок протифазності та приблизної однаковості амплітуд ґраток просторового заряду, сформованих різними за знаком носіями. Водночас саме в околі частоти хвилі накачки реалізується найбільша дисперсія $\frac{\partial k}{\partial \omega}$ внаслідок дуже вузького резонансу, притаманного повільній компенсуючій ґратці.

У номінально чистому кристалі $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ із спектрами, показаними на рис. 6, вдалося реалізувати затримку імпульсу тривалістю 100 с на 6 с практично без зміни інтенсивності вихідного імпульсу [9, 10].

Особлива форма спектрів підсилення та ефективного показника заломлення в $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ дозволили спостерігати в одній і тій же геометрії експерименту зміну уповільнення імпульсу на прискорення (або навпа-

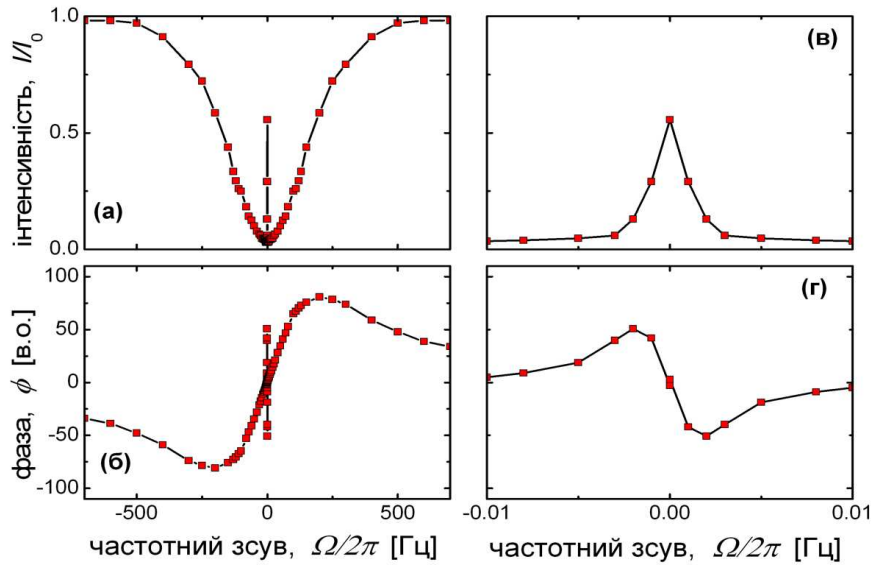


Рис. 6. Експериментальні спектри енергообміну (а, в) та нелінійної зміни фази (б, г) для двопучкової взаємодії у кристалі $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$. Залежності (в, г) у збільшеному масштабі показують поведінку в околі нульової розстройки частоти [9]

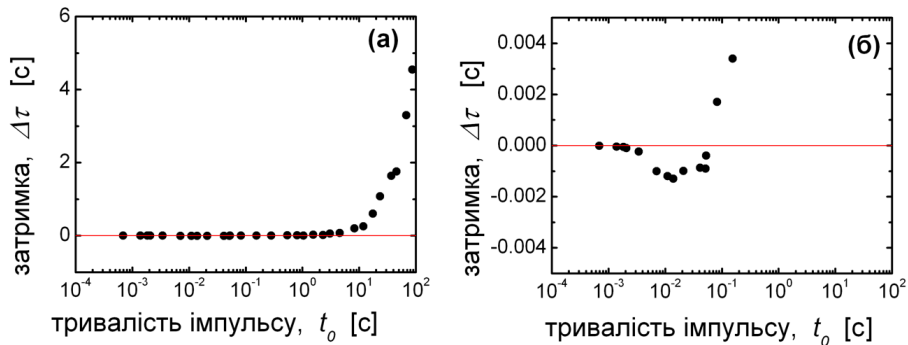


Рис. 7. Залежність затримки імпульсу $\Delta\tau$ від його тривалості t_0 при двопучковій взаємодії у кристалі $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$ (а). Та сама залежність у збільшеному масштабі виявляє зміну знака затримки для коротких імпульсів на вході (б)

ки) при поступовому збільшенні тривалості вхідного сигналу [10]. На якісному рівні це явище має просте пояснення. Уявімо собі, що вхідний імпульс має тривалість, порівняну із часом життя швидкої ґратки (сформованої фотозбудженими дірками за декілька мілісекунд). Спектр підсилення в таких умовах має тільки широкий лоренцовий профіль, у той час як вузький провал відсутній – відповідна ґратка ще не встигла сформуватись. Спектр нелінійного додатка до фази також є простим широким дисперсійним профілем із $\frac{\partial k}{\partial \omega}$, що відповідає уповільненню короткого імпульсу.

Розглянемо тепер реакцію середовища на довгий імпульс із тривалістю, порівняною або довшою за час життя повільної ґратки. Саме для цього випадку на рис. 6 наведено стаціонарні спектри із складною стру-

ктурою. Слід, однак же, взяти до уваги той факт, що спектр довгого імпульсу не виходить за межі вузького провалу у спектрі підсилення, і, таким чином, довгий імпульс відчуває тільки дисперсію $\frac{\partial k}{\partial \omega}$ зворотного знака по відношенню до дисперсії для короткого імпульсу. Зміна знака дисперсії позначається на зміні режиму уповільнення на прискорення.

Зауважимо, що в розглянутій ситуації тільки прискорення довгого імпульсу відбувається без зміни його інтенсивності. Затримка короткого імпульсу супроводжується його значним підсиленням, бо на час закінчення імпульсу компенсуюча ґратка не встигає сформуватись.

На рис. 7 продемонстровано залежність затримки імпульсу $\Delta\tau$ від його тривалості t_0 , із зміною знака ефекту. Добре видно (рис. 7, а), що починаючи із $t_0 =$

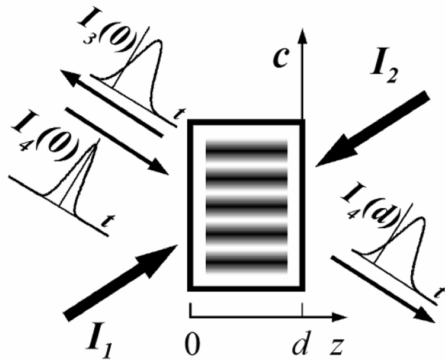


Рис. 8. Схематичне зображення взаємодії хвиль у кристалі для затримки імпульсів при ЗЧХВ

10 с вихідний імпульс усе більше затримується, аж до 5 с при $t_0 = 100$ с. При збільшеному масштабі (рис. 7, б) стає очевидним, що в інтервалі t_0 від $2 \cdot 10^{-3}$ с до $5 \cdot 10^{-2}$ с знак затримки негативний, тобто короткі імпульси не затримуються, а прискорюються.

5. Уповільнення світла при зустрічній чотиреххвильовій взаємодії

Якщо нелінійне середовище опромінюється двома зустрічними хвилями накачки I_1 та I_2 , як показано на рис. 8, то взаємодія сигнальної хвилі I_4 із хвилями накачки спонукає появу хвилі I_3 , що поширюється назустріч сигнальній та є фазово спряженою до неї. Такий ефект спостерігається в речовинах із різними середовищами і є зустрічною чотиреххвильовою взаємодією (ЗЧХВ). На рисунку показано, як хвиля I_3 з'являється внаслідок дифракції хвилі I_2 на ґратці “на пропускання”, записаній хвилями I_1 та I_4 . Можливе також використання ґратки “на відбиття”, записаній хвилями I_2 та I_4 ; хвиля у цьому випадку формується за рахунок дифракції хвилі накачки I_1 .

Дисперсія фоторефрактивної ЗЧХВ має складнішу форму, ніж лоренцову, притаманну для двопучкової взаємодії [15], але ж теж може бути використана для уповільнення світлових імпульсів. Нещодавно уповільнення світла було проаналізовано теоретично [16] та продемонстровано експериментально [17] у схемі фоторефрактивної ЗЧХВ. Важливість такої демонстрації неможливо переоцінити, оскільки ЗЧХВ може бути реалізована в різноманітних середовищах, ґрунтуючись на численних фізичних процесах, що відкриває безмежний спектр матеріалів для здійснення уповільнення світла. У свою чергу, різноманітні часи релаксації дозволять знайти речовини та проце-

си, що будуть оптимальними для отримання уповільнених імпульсів з необхідними характеристиками.

Суттєвою відмінністю ЗЧХВ від двопучкової є різна кількість вихідних сигналів. Якщо у двопучковій схемі є лише один вихідний сигнальний промінь, то в ЗЧХВ наявно два вихідні сигнали – сигнальний промінь, що пройшов крізь кристал $I_4(d)$, та фазово спряжений до нього промінь $I_3(0)$. Ці два сигнали формуються по-різному та складаються з різних складових. Якщо промінь $I_4(d)$ є результатом інтерференції компоненти вхідного сигналу $I_4(0)$, що пройшла крізь кристал, та компоненти, що дифрагує від накачок у тому ж напрямку, то промінь $I_3(0)$ є лише результатом дифракції накачок у зустрічному до вхідного сигналу напрямку. Така різниця приводить до суттєвих відмінностей затриманих імпульсів $I_4(d)$ та $I_3(0)$ при збудженні короткими імпульсами. У такому випадку амплітуда ґратки встигає досягнути за час запису досить малого значення. Відповідно у промені, що пройшов $I_4(d)$, дифрагована компонента є малою, а домінує компонента променя $I_4(0)$, що пройшов. Це приводить до спостереження провісників, поява яких буде розглянута нижче для двопучкової взаємодії. У результаті затримка імпульсу $I_4(d)$ є незначною. Відсутність компоненти, що пройшла у фазово-спряженому промені $I_3(0)$ зумовлює значно більшу його затримку. Ця різниця настільки більша, наскільки більшою є константа взаємодії кристала.

Такі відмінності для імпульсу, який пройшов $I_4(d)$ та фазово-спряженого $I_3(0)$ імпульсу було підтверджено експериментально [18]. Два пучки накачки від неперервного Ag^+ -лазера постійно освітлювали кристал, як показано на рис. 8. Електрооптичний модулятор формував одиночні вхідні імпульси з гаусовим профілем інтенсивності $I_4(d=0, t) = I_4^0 \exp(-t^2/t_0^2)$, де t_0 – це півширина на рівні $1/e$. Експериментально виміряні вихідні імпульси показано на рис. 9 для кристала SBN ($\gamma l = -1,7$, $\tau = 1,4$ с, $t_0 = 0,24$ с). Вхідні імпульси показано тонкими лініями. Очевидно, що фазово-спряжений імпульс затримано значно більше, ніж той, що пройшов.

Додатковим параметром контролю ЗЧХВ є співвідношення інтенсивностей хвиль накачок $r = I_1/I_2$. З одного боку, природно працювати при оптимальному співвідношенні, яке залежить від константи взаємодії $r_{opt} = \exp(\gamma d)$. З іншого боку, пучок накачки I_1 зменшує контраст інтерференційних смуг, які створюють пучки I_4 та I_2 , і, таким чином, зменшує ефективну константу взаємодії для пучка, який пройшов. А тому найбільші нелінійні зміни для пучка, який пройшов, будуть відповідати співвідношенню інтенсивно-

стей променів накачок $r = I_1/I_2 = 0$, тобто двопучкової взаємодії. Якщо ефективність ЗЧХВ не є важливою, то для отримання більших нелінійних затримок можна зменшувати співвідношення r . Водночас слід зазначити, що для великих за модулем констант взаємодії оптимальне співвідношення r_{opt} досить мале, а тому і нелінійні затримки імпульсу $I_4(d)$ наближаються до максимальних затримок, які спостерігаються при двопучковій взаємодії. Затримки ж для фазово-оберненого пучка для коротких імпульсів завжди залишаються більшими (не меншими), ніж затримки пучка, що пройшов, для будь-яких довжин вхідних імпульсів.

На закінчення цього розділу слід відзначити, що маніпулювання імпульсами світла можливе в будь-якій геометрії чотирихвильової взаємодії. Крім зустрічної ЗЧХВ корисними будуть також попутні схеми, в яких сигнальна хвиля направляється на кристал вздовж поверхні конуса з кутом розкриття, який дорівнює куту між двома хвилями накачки. Одночасно із підсиленням сигнальної хвилі виникає і підсилюється так звана холоста хвиля, яка має спряжений хвильовий фронт по відношенню до сигналу. Часові характеристики уповільнення для сигнальної та холостої хвиль будуть подібними до розглянутих вище у випадку зустрічних взаємодій.

Більшість фоторефрактивних кристалів є двозаломлюючими, що дозволяє використати більш складні схеми попутних взаємодій у випадках, коли хвилі накачки та сигнальна хвиля належать до різних власних хвиль кристала за поляризацією. Перелік можливих варіантів ЗЧХВ та розрахунки сталих підсилення можна знайти в [19]. Тільки для частини розглянутих в [19] процесів можливе постійне в часі підсилення сигнальної та холостої хвиль, а інші забезпечують лише перехідне, нестационарне підсилення. Але і ті, і інші можуть бути успішно використані для маніпулювання імпульсами світла в часі. Різниця полягає лише в тім, що нестационарні процеси підсилення не можна використати для уповільнення імпульсів із довжиною, яка суттєво перевищує час релаксації динамічної ґратки. Очевидна перевага параметричних процесів нелінійної взаємодії попутних хвиль різної поляризації полягає в тому, що вони забезпечують надвисоке підсилення для сигнальної хвилі із інкрементом наростання в $100 - 200 \text{ см}^{-1}$ [20]. Можна сподіватись, що таке підсилення дозволить суттєво покращити абсолютні значення затримки світлових імпульсів.

Додаткові можливості може дати використання гібридних резонансів у нелінійних кристалах, де вже

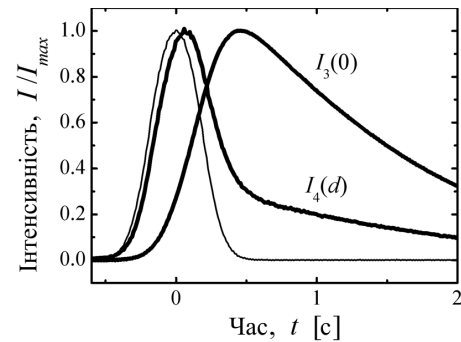


Рис. 9. Часові залежності зміни інтенсивності вхідного імпульсу $I_4(0)$ (тонка лінія), імпульсу, що пройшов $I_4(d)$ та фазово-оберненого імпульсу $I_3(0)$ для кристала SBN

існує перманентна ґратка показника заломлення чи ґратка фероелектричних доменів на додаток до динамічної ґратки що формується світловими хвилями [21]. Переваги використання гібридних резонансів, наприклад, в ніобаті літїю із ґраткою доменів полягають у пригніченні небажаного ефекту “оптичного пошкодження” та в розширенні діапазону кутів, під якими можливо спрямувати сигнальну хвилю.

6. Оптичні провісники на динамічних ґратках

Будь-яка дисперсія не може виникнути миттєво. Потрібний час для того, щоб відбувся запис динамічної ґратки, з'явилися колективні збудження на кшталт екситонів або збудилися коливання електронних оболонок в атомах. Цей час змінюється від долей і сотень секунд для фоторефрактивної ґратки до піко- та фемтосекунд для електронних збуджень. Важливою є принципова можливість вибрати настільки малу тривалість імпульсу світла, при якій певні процеси формування дисперсії ще не встигають пройти. Такий короткий імпульс поширюється в середовищі, не відчуваючи дисперсії, для формування якої потрібен довший час. На це звернули увагу Бріллоен та Зоммерфельд, охрестивши короткі імпульси, що не відчувають дисперсії середовища, оптичними провісниками [1].

Ми виявили провісники, пов'язані із формуванням фоторефрактивних ґраток, і дослідили на їх прикладі загальні властивості будь-яких оптичних провісників, передбачені Бріллоеном та Зоммерфельдом [13]. Було показано, що вхідний імпульс з тривалістю, значно меншою за час релаксації $t_0 \ll \tau_{di}$, створює на виході двогорбий імпульс, перший максимум якого практично не затриманий у часі (провісник), тоді як другий максимум відповідає затримці приблизно на τ_{di} . Зі

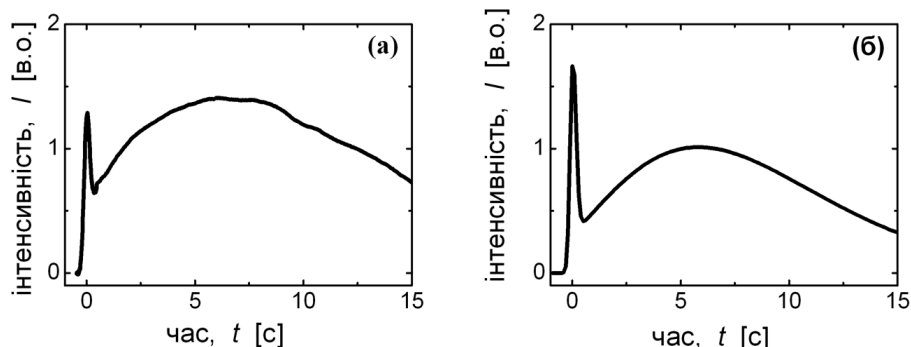


Рис. 10. Експериментально одержана (а) та розрахована (б) часова форма імпульсу на виході з кристала ВаТіО₃ при двопучковій взаємодії. Тривалість вхідного імпульсу майже 0,5 с при часі релаксації ґратки 3 с

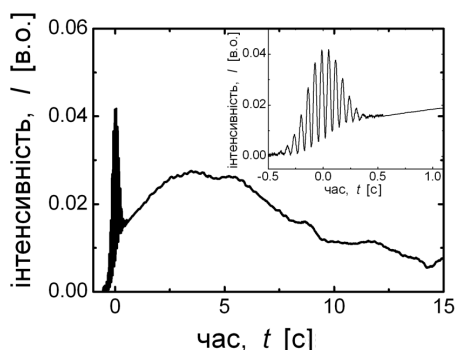


Рис. 11. Зміна інтенсивності вихідного імпульсу в часі при двопучковій взаємодії у кристалі ВаТіО₃. Інтенсивність вхідного сигналу гаусової форми додатково промодульовано із частотою 100 с⁻¹. На вставці в збільшеному масштабі показано часову структуру провідника

збільшенням тривалості вхідного імпульсу тільки затримана частина вхідного зростає за інтенсивністю і поступово провідник перестає бути помітним.

На рис. 10 показано експериментально виміряна (а) та розрахована (б) часові залежності вихідного імпульсу при двопучковій взаємодії у кристалі ВаТіО₃ $t_0 \approx 0,5$ с, сила зв'язку $\gamma d = 3,7$, час релаксації $\tau_{di} \approx 3$ с.

Формування фоторефрактивної ґратки відбувається шляхом перерозподілу носіїв заряду і виникнення статичного електричного поля. Симетрія кристала в полі може змінюватись, наприклад, одновісний двозаломлюючий кристал може ставати двовісним. За визначенням, провідник, який поширюється у кристалі, де не встигла сформуватись ґратка просторового заряду, не відчуває наведеної зміни симетрії. Тоді затриманий імпульс поширюється вже у кристалі із зміненою поляризацією власних хвиль. Це було підтверджено нами експериментально в роботі [13].

Брегівський резонанс фоторефрактивної ґратки дуже вузький, його півширина становить у цьому конкретному експерименті 0,35 с⁻¹. Якщо сигнальна хвиля містить компоненти часового спектра поза брегівським резонансом, то ці компоненти будуть відфільтровані у затриманому імпульсі. Вони збережуться однак, у провіднику, що є нечутливим до дисперсії ґратки. На рис. 11 показано результат експерименту, який це підтверджує: у вихідному імпульсі добре видно часову модуляцію провідника із частотою 100 с⁻¹ та гладкий затриманий імпульс.

7. Висновки

Квазівироджені за частотою нелінійні чотирихвильові взаємодії, в основі яких лежить запис динамічних ґраток показника заломлення, є ефективним інструментом для маніпулювання (затримки чи прискорення) імпульсами світла. У цій роботі такі можливості проілюстровано переважно на прикладі наших власних досліджень. Зацікавлений читач зможе знайти додаткову інформацію з цього питання в розділі колективної монографії по фоторефрактивних кристалах [22].

Нині експериментально підтверджена можливість зниження групової швидкості світла до відсотків сантиметра в секунду та затримка імпульсів у десятки секунд. Суттєвими обмеженнями цієї техніки поки що залишаються обмежена частотна смуга для сигналу, що підлягає уповільненню, та відносно мала (≤ 1) нормована на тривалість вхідного імпульсу затримка.

Ми вдячні усім колегам з наукових центрів Новосибірську, Бонна та Діжона за співпрацю на різних етапах цього дослідження та нашим партнерам з На-

ціонального університету міста Ужгород за зразки $\text{Sn}_2\text{P}_2\text{S}_6$.

1. L. Brillouin, *Pure and applied physics* (Academic Press, NY, San Francisco, London, 1960), Vol. 8.
2. М.С. Бродин, М.И. Страшнікова, ФТТ **4**, 2454 (1962).
3. М.С. Бродин, Н.А. Давидова, М. И. Страшнікова, Письма в ЖЭТФ **19**, 567 (1974).
4. V. Reznichenko, M. Strashnikova, V. Cherny, Phys. Stat. Solidi B **167**, 331 (1991).
5. L. Brillouin, *Wave propagation in periodic structures* (McGraw-Hill, NY, 1946).
6. S. Harris, Phys. Today **50**, 36 (1997).
7. L.V. Hau, S.E. Harris, Z. Dutton, and C. Behroozi, Nature **397**, 594 (1999).
8. E. Podivilov, B. Sturman, A. Shumelyuk, and S. Odoulov, Phys. Rev. Lett. **91**, 083902 (2003).
9. A. Shumelyuk, K. Shcherbin, S. Odoulov, B. Sturman, E. Podivilov, and K. Buse, Phys. Rev. Lett. **93**, 243604 (2004).
10. A. Shumelyuk and S. Odoulov, J. Opt. **12**, 104015 (2010).
11. P. Mathey, G. Gadret, and K. Shcherbin, Appl. Phys. B **102**, 539 (2011).
12. S. Odoulov and M. Soskin, in *Photorefractive Materials and Their Applications II*, ed. P. Günter and J.-P. Huignard (Springer, Berlin, 1989), pp. 5–44.
13. O.M. Shumelyuk, A.I. Hryhorashchuk, and S.G. Odoulov, Ukr. J. Phys. **54**, 33 (2009).
14. B. Sturman, E. Podivilov, and M.V. Gorkunov, Phys. Rev. A **77**, 063808 (2008).
15. K.R. MacDonald and J. Feinberg, Phys. Rev. Lett. **55**, 821 (1985).
16. B. Sturman, P. Mathey, R. Rebhi, and H.-R. Jauslin, J. Opt. Soc. Am. B **26**, 1949 (2009).
17. P. Mathey, G. Gadret, and K. Shcherbin, Appl. Phys. B **102**, 539 (2011).
18. B. Sturman, S. Odoulov, and M. Goul'kov, Physics Reports **275**, 197 (1996).
19. S. Odoulov, B. Sturman, L. Holtmann, and E. Kraetzig, Appl. Phys. B **52**, 317 (1991).
20. A. Novikov, S. Odoulov, R. Jungen, and T. Tshudi, J. Opt. Soc. Am. B **9**, 1654 (1992).

21. M. Goul'kov, S. Odoulov, I. Naumova, V. Pruneri, F. Agullo-Lopez, G. Calvo, B. Sturman *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 4021 (2001).
22. Guoquan Zhang, Fang Bo, and Jingjun Xu *Photorefractive Materials and Their Applications 3*, ed. P. Günter and J.-P. Huignard (Springer, New York, 2007), pp. 277–294.

Одержано 08.09.11

ЗАМЕДЛЕНИЕ ИМПУЛЬСОВ СВЕТА С ПРИМЕНЕНИЕМ ДИНАМИЧЕСКИХ РЕШЕТОК ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ

А.М. Шумельюк, К.В. Щербин, С.Г. Одулов

Резюме

Рассмотрены возможности замедления и ускорения импульсов света при самодифракции на динамических решетках показателя преломления. Проанализированы различные варианты реализации нелинейных четырехволновых взаимодействий, которые обеспечивают стационарное или переходное усиление сигнальной волны и могут быть использованы для манипулирования световыми импульсами (двух-, трех- и четырехпучковые взаимодействия, запись пропускающих или отражательных решеток, скалярные или векторные взаимодействия). Показано, что распространение импульсов света с длительностью, существенно меньшей времени релаксации решетки, осуществляется так же, как распространение оптического предвестника.

SLOWING DOWN THE LIGHT PULSES USING DYNAMIC REFRACTIVE INDEX GRATINGS

O.M. Shumelyuk, K.V. Shcherbin, S.G. Odoulov

Institute of Physics, Nat. Acad. of Sci. of Ukraine
(46, Prosp. Nauky, Kyiv 03028, Ukraine)

Summary

Capabilities to decelerate and accelerate light pulses by means of the self-diffraction from dynamic refractive index gratings with coherent pump and signal waves have been considered. Various implementations of the nonlinear four-wave mixing that ensure a stationary or transient gain of the signal wave intensity and can be used for manipulations with light pulses (two-, three- or four-beam coupling, recording of transmission and reflection dynamic gratings, scalar or vector interaction) have been analyzed. The propagation of light pulses much shorter than the grating build-up time has been demonstrated to occur similarly to that of optical forerunners.