

УДК 621.373.826

ДИСКРЕТНАЯ ДИФРАКЦИЯ И ВОЛНОВОДНОЕ РАСПРОСТРАНЕНИЕ В ОПТИЧЕСКИХ КАСКАДНО-ИНДУЦИРОВАННЫХ РЕШЕТКАХ

О.В. Боровкова, В.Е. Лобанов, А.К. Сухорукова, А.П. Сухоруков

Аннотация

Исследованы закономерности анизотропной дискретной дифракции сигнального гауссового пучка на каскадно-индуцированной решетке, создаваемой двумя скрещенными опорными волнами в квадратично-нелинейной среде. Прослежен переход от дифракции сигнального пучка в свободном пространстве к дискретной дифракции и к захвату в волновод в индуцированной решетке по мере увеличения интенсивности опорной волны. Обнаружен режим бездифракционного распространения сигнала.

Ключевые слова: фотоника, каскадное взаимодействие, индуцированные структуры, оптические матрицы, дискретная дифракция.

Введение

Тенденции развития современных телекоммуникационных систем предъявляют все более высокие требования к скорости передачи данных по информационным каналам. Ключевую роль при этом играет величина скорости переключения. В современных каналах передачи данных используются электронные и оптоэлектронные системы переключения. Но все они оказываются неприемлемыми для реализации сверхбыстрых переключений (с частотой порядка нескольких ТГц и выше). Такое быстродействие может быть достигнуто при использовании полностью оптических систем. Среди их преимуществ можно также отметить перестраиваемость их параметров и миниатюрность. Полностью оптические системы переключения можно реализовать, например, при помощи структур туннельных связанных оптических волноводов. В них можно наблюдать разнообразные эффекты, отсутствующие в обычных однородных нелинейных средах. Наиболее интересный из них – возможность получения анизотропной дифракции, характер которой зависит от направления распространения пучка света. Такие системы связанных волноводов или периодических решеток можно создавать в кристаллах при помощи литографии, модификации материала, внедрения других веществ и т. д. [1–3]. Но параметры искусственных волноводов неизменны, что затрудняет работу с ними. Вместо этого можно использовать наведенные в нелинейных средах периодические структуры, глубину и период модуляции которых можно регулировать, изменяя интенсивность и угол схождения опорных волн. Тем самым можно управлять характером распространения оптических пучков в таких структурах. В качестве нелинейной среды часто выбирают фоторефрактивные кристаллы [4–7]. Однако они обладают достаточно большим временем релаксации, и поэтому для реализации сверхбыстрых переключений оптических волн необходимы среды с электронной нелинейностью, например нецентросимметричные оптические кристаллы. С помощью каскадного взаимодействия трех волн разных частот (низкочастотной накачки, сигнала и суммарной волны) в таких кристаллах можно имитировать кубичную нелинейность [8].

В данной работе описано формирование каскадной индуцированной решетки и рассмотрена динамика дискретной дифракции, в том числе наклонных сигнальных пучков. Индуцированная решетка четко проявляется по мере расплывания сигнальной волны: чем шире становится дифрагирующий пучок, тем больший поперечный размер приобретает решетка. При большой глубине каскадной модуляции показателя преломления сигнал распространяется волноводным образом, сохраняя свою форму. Как и в решетках связанных волноводов, в каскадно-индуцированной периодической структуре существует режим распространения пучка с определенным наклоном, при котором дифракционное расплывание отсутствует [9].

1. Постановка задачи

Рассмотрим планарное неколлинеарное трехчастное взаимодействие волновых пучков в одномерном квадратично-нелинейном кристалле. Опорная волна имеет частоту ω_1 , сигнальная – частоту ω_2 и холостая – суммарную частоту $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Низкочастотную накачку будем считать высокоинтенсивной, поэтому обратным влиянием слабых сигнальной и холостой волн можно пренебречь. Тогда параметрическое взаимодействие пучков с учетом дифракционных эффектов можно описать тремя уравнениями для медленно меняющихся амплитуд A_j :

$$\frac{\partial A_1}{\partial z} + iD_1 \frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} = -i\gamma_2 A_3 A_1^*, \quad (2)$$

$$\frac{\partial A_3}{\partial z} + iD_3 \frac{\partial^2 A_3}{\partial x^2} + i\Delta k A_3 = -i\gamma_3 A_2 A_1, \quad (3)$$

где z – продольная координата, нормированная на характерную длину L ; x – поперечная координата, нормированная на характерную ширину a_1 ; $D_j = L/2k_j a_1^2$ – коэффициенты дифракции; k_j – волновое число; $\gamma_j = \beta_j \sqrt{I_{01}} L$ – коэффициент квадратичной нелинейности, где β_j – соответствующие ненормированные коэффициенты, $j = 1, 2, 3$; $\gamma_1 + \gamma_2 = \gamma_3$; $\Delta k = k_{1z} + k_{2z} - k_{3z}$ – расстройка волновых векторов вдоль оси z .

2. Каскадно-индуцированная решетка

Формирование каскадной решетки происходит в два этапа. Сначала создается объемная решетка на основной частоте путем интерференции двух волн, скрещенных под углом 2φ :

$$A_1 = 2A_{10} \cos(k_1 \varphi x) \exp(ik_1 \varphi z^2 / 2). \quad (4)$$

Каскадное трехволновое взаимодействие с большой расстройкой волновых векторов $\Delta k \gg \gamma_3 A_{10}$ делает среду оптически неоднородной для сигнала и приводит к периодической модуляции показателя преломления на сигнальной частоте:

$$n_{nl} = -4[\gamma_2 \gamma_3 / (k_2 \Delta k)] A_{10}^2 \cos^2(k_1 \varphi x). \quad (5)$$

Отрицательная расстройка ($\Delta k < 0$) соответствует фокусирующей каскадной нелинейности ($n_{nl} > 0$), а положительная ($\Delta k > 0$) – дефокусирующей ($n_{nl} < 0$). Аналогом отдельного волновода будем считать область вблизи максимума показателя преломления.

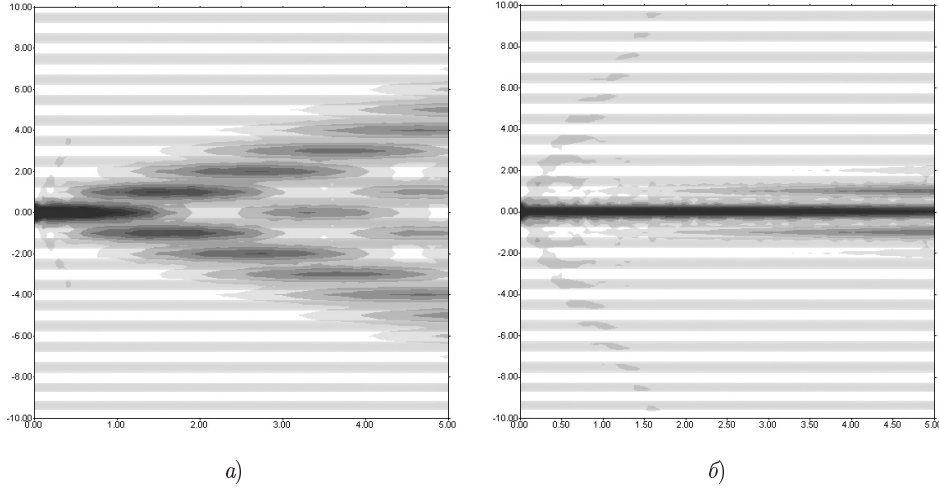


Рис. 1. Переход от дискретной дифракции сигнального пучка (а) к волноводному распространению (б) при увеличении интенсивности опорного пучка в четыре раза

Период решетки $\Lambda = \pi/(k_1\varphi)$ выбирается так, чтобы в поперечном сечении образовывалась стоячая волна, не подверженная дифракционным искажениям, то есть ширина кристалла составляла бы целое число периодов решетки. Затем в среду входит узкий сигнальный пучок, который возбуждает вместе с накачкой суммарную волну, локализованную в области суперпозиции волн основной и сигнальной частот.

Распространение сигнальной волны при каскадном механизме самовоздействия можно описывать только одним уравнением для огибающей сигнальной волны с учетом индуцированной модуляции показателя преломления:

$$\frac{\partial A_2}{\partial z} + iD_2 \frac{\partial^2 A_2}{\partial x^2} = ik_2 n_{nl}(x) A_2. \quad (6)$$

Особенность каскадно-индуцированной решетки заключается в том, что она проявляется в нелинейной среде только при наличии сигнальной волны. Это объясняется тем, что первое звено в каскаде связано с генерацией суммарной волны с амплитудой $A_3 = (\gamma_3/\Delta k)A_1(x)A_2$. И только затем суммарная волна вместе с накачкой изменяет показатель преломления на сигнальной частоте (см. (4), (6)).

Сигнальный пучок шириной a_2 подавался в центральные волноводы структуры:

$$A_2(x) = A_{20} \exp(-x^2/a_2^2). \quad (7)$$

При средней глубине модуляции каскадно-индуцированной решетки наблюдается дискретная дифракция пучка на сигнальной частоте (рис. 1, а). При увеличении интенсивности опорного пучка глубина модуляции решетки возрастает, и пучок на сигнальной частоте распространяется по центральному волноводу без расходимости, сохраняя свой профиль (рис. 1, б). Данный случай можно назвать волноводным распространением сигнального пучка. Рассмотрим этот случай более подробно.

3. Волноводное распространение сигнального пучка

Рассмотрим взаимодействие планарных пучков с амплитудами $A_j(x, z)$. Поскольку при волноводном распространении пучок сигнала локализован в централь-

ном волноводе, для описания пространственной моды достаточно учесть два опорных пучка. Выберем для простоты анализа пучки прямоугольного профиля:

$$\begin{aligned} A_1(x) &= A_{10} = \text{const}, & \frac{\Lambda - a_1}{2} < |x| < \frac{\Lambda + a_1}{2}, \\ A_1(x) &= 0, & 0 < |x| < \frac{\Lambda - a_1}{2}, \quad |x| > \frac{\Lambda + a_1}{2}, \end{aligned} \quad (8)$$

где a_1 – ширина каждого из пучков накачки. Основная волноводная мода сигнала, локализованная между двумя элементами индуцированной накачкой решетки, имеет амплитудный профиль

$$A_2 = A_{20} \cos\left(\sqrt{\frac{q}{D_2}} x\right), \quad (9)$$

где величина q , равная добавке к волновому числу сигнала, определяется дисперсионным уравнением

$$q = \frac{\gamma_2 \gamma_3 A_{10}^2}{\Delta k} \cos^2\left[\sqrt{\frac{q}{D_2}} \frac{\Lambda - a_1}{2}\right]. \quad (10)$$

В отсутствие основной волны ($A_{10} = 0$) имеем $q = 0$, что означает переход к однородной среде и делокализацию моды (9). С увеличением амплитуды накачки растет глубина модуляции индуцированной решетки (5), и добавка к волновому числу стремится к своему пределу $q_{\text{lim}} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{4D_2}{(\Lambda - a_1)^2}$. Например, в решетке, формируемой пучками $D_2 = 0.25$, $\Lambda = 1$, $a_1 = 0.5$ в среде с нелинейностью $\frac{\gamma_2 \gamma_3 A_{10}^2}{\Delta k} > 20$,

предельное изменение нормированного волнового числа $q_{\text{lim}} = \pi^2 \cong 9.87$. При этих данных было проведено численное моделирование захвата сигнала в нелинейный волновод (рис. 1, б).

4. Наклонное распространение сигнального пучка

Рассмотрим случай, когда сигнальный пучок подается на вход под некоторым малым углом θ :

$$A_2(x) = A_{20} \exp\left(- (x/a_2)^2 + ik_2 \theta x\right). \quad (11)$$

По аналогии с хорошо изученными системами связанных волноводов можно показать, что индуцированная решетка обладает анизотропией – зависимостью продольной составляющей волнового вектора k_z от поперечной составляющей k_x , а именно $k_z \sim \cos(k_x \Lambda)$ [6]. Если сигнальный пучок входит под углом θ , то $k_x = k_2 \theta$. В этом случае коэффициент дискретной дифракции определяется следующим соотношением:

$$D = D_0 \cos(k_2 \theta \Lambda), \quad (12)$$

где D_0 – коэффициент дискретной дифракции при нормальном падении сигнального пучка в среду. Как следует из (12), дискретная дифракция исчезает ($D = 0$) для пучков с углом наклона

$$\theta = \pm \pi / (2k_2 \Lambda). \quad (13)$$

Это соответствует бездифракционному распространению наклонного сигнального пучка, при котором его поперечный размер не меняется с расстоянием (рис. 2). Заметим, что направление распространения пучка не соответствует наклону его

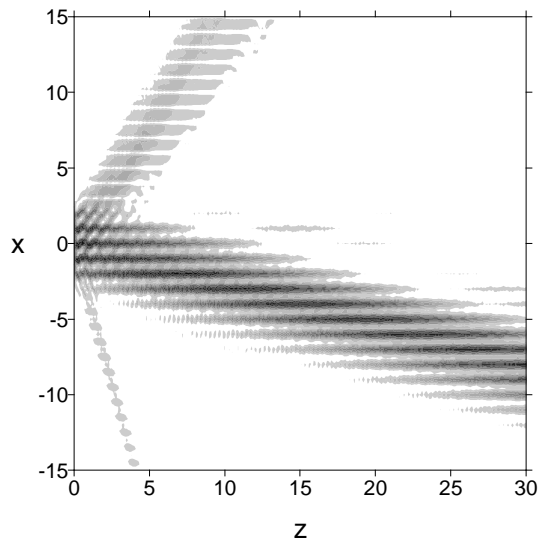


Рис. 2. Бездифракционное распространение сигнального пучка

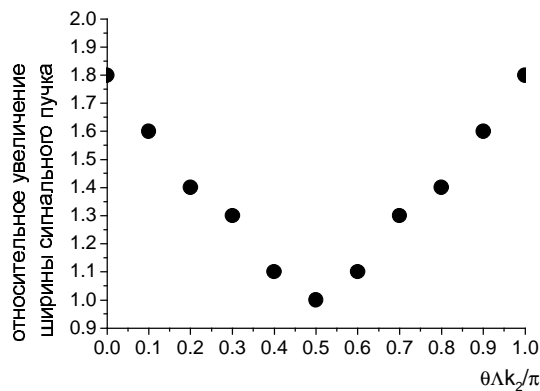


Рис. 3. Зависимость величины дифракционного расплывания сигнального пучка от угла наклона волнового фронта на входе в среду

волнового фронта на входе в среду, а зависит от глубины модуляции показателя преломления.

На рис. 3 показан график зависимости величины дифракционного расплывания сигнального пучка от угла наклона волнового фронта на входе в среду. Видно, что минимум дискретной дифракции достигается при выполнении условия (13).

Приведем оценки параметров оптических пучков, требуемых для экспериментальной проверки описанных выше эффектов. В качестве нелинейной среды можно взять кристалл ниобат лития LiNbO_3 длиной порядка 4 см, а в качестве накачки использовать лазерный пучок шириной $a_1 = 30$ мкм на длине волны $\lambda_1 = 1.06$ мкм при соотношении других частот: $\omega_2 = 2\omega_1$, $\omega_3 = 3\omega_1$. Тогда дифракционная длина составит $L_d = 2$ см; при плотности мощности накачки на оси $I_{01} = 680$ МВт·см $^{-2}$, нелинейная длина равна $L_{nl} = \gamma_1 A_{10} L = 2$ мм.

Заключение

Каскадно-индуцированная решетка обладает всеми свойствами обычных оптических периодических структур. Как показывают теоретические исследования и результаты численного моделирования, в ней можно реализовать дискретную дифракцию, бездифракционное распространение и захват пучка в слабоконтрастный волновод. Преимущество индуцированной решетки состоит в том, что ее параметры можно перестраивать, меняя амплитуду и угол схождения опорных волн. С помощью дискретной дифракции на индуцированных волноводных структурах можно мультиплексировать сигнал в системах оптической обработки и передачи информации. В дальнейшем представляет интерес рассмотреть свойства двумерной решетки и перенести эффекты управляемой дифракции на их временные аналоги при взаимодействии волновых пакетов, то есть на случай управляемой дисперсии.

Работа выполнена при поддержке грантами «Ведущие научные школы» (НШ-671.2008.2), РФФИ (проекты № 06-02-1680, 08-02-00717). В.Е. Лобанов и О.В. Боровкова также благодарят за финансовую поддержку Фонд некоммерческих программ «Династия».

Summary

O.V. Borovkova, V.E. Lobanov, A.K. Sukhorukova, A.P. Sukhorukov. Discrete Diffraction and Waveguiding in Optical Cascade-Induced Lattices.

Features of anisotropic discrete diffraction of the signal Gaussian beam in cascade-induced lattice created by two crossed pump waves in the quadratically nonlinear medium are investigated. The transitions from diffraction of a signal beam in free space to discrete diffraction and then to waveguiding in induced lattice are traced with increasing pump intensity. The diffractionless propagation of a tilted beam is obtained.

Key words: photonics, cascade interaction, induced structures, optical arrays, discrete diffraction.

Литература

1. *Lan S., Del Re E., Chen Z., Shih M., Segev M.* Directional coupler with soliton-induced waveguides // *Opt. Lett.* – 1999. – V. 24. – P. 475–477.
2. *Sukhorukov A.P., Chuprakov D.A.* Optical spatial structures in a quadratically nonlinear medium // *Laser Phys.* – 2005. – V. 15, No 4. – P. 582–589.
3. *Guo A., Henry M., Salamo G.J., Segev M., Wood G.L.* Fixing multiple waveguide induced by photorefractive solitons: directional couplers and beam splitters // *Opt. Lett.* – 2001. – V. 26, No 16. – P. 1274–1276.
4. *Petter J., Schroder J., Trager D., Denz C.* Optical control of arrays of photorefractive screening solitons // *Opt. Lett.* – 2003. – V. 28, No 6. – P. 438–440.
5. *Martin H., Eugenieva E.D., Chen Z., Christodoulides D.N.* Discrete solitons and soliton-induced dislocations in partially-coherent photonic lattices // *Phys. Rev. Lett.* – 2004. – V. 92, No 12. – P. 123902-1–123902-4.
6. *Eisenberg H.E., Silberberg Y., Morandotti R., Boyd A.R., Aitchison J.S.* Discrete spatial optical solitons in waveguide arrays // *Phys. Rev. Lett.* – 1998. – V. 81, No 16. – P. 3383–3386.
7. *Fleische J.W., Segev M., Efremidis N.K., Christodoulides D.N.* Observation of two-dimensional discrete solitons in optically induced nonlinear photonic lattices // *Nature.* – 2003. – V. 422 – P. 147–150.

8. Лобанов В.Е., Сухоруков А.П. Параметрическое отражение волновых пучков при несинхронном трехчастотном взаимодействии // Изв. РАН. Сер. физ. – 2005. – Т. 69, № 12. – С. 1775–1778.
9. Pertsch T., Zentgraf T., Peschel U., Brauer A., Lederer F. Anomalous refraction and diffraction in discrete optical systems // Phys. Rev. Lett. – 2002. – V. 88, No 9. – P. 093901-1–093901-4.

Поступила в редакцию
06.02.08

Боровкова Ольга Владимировна – студент кафедры фотоники и физики микроволн (радиофизики) физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

E-mail: *borovkovaolga@yahoo.co.uk*

Лобанов Валерий Евгеньевич – кандидат физико-математических наук, старший преподаватель кафедры фотоники и физики микроволн (радиофизики) физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

E-mail: *vallobanov@gmail.com*

Сухорукова Анна Константиновна – профессор Российского государственного геологоразведочного университета им. Серго Орджоникидзе.

E-mail: *apsmsu@gmail.com*

Сухоруков Анатолий Петрович – доктор физико-математических наук, профессор, заведующий кафедрой фотоники и физики микроволн (радиофизики) физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

E-mail: *apsmsu@gmail.com*