

利用自相位调制效应提取非线性折射率系数的时域有限差分方法

刘青卫, 宋东谟, 唐志祥

(湖南大学信息科学与工程学院, 长沙, 410082)

摘要: 利用光脉冲在三阶非线性材料中传输时的自相位调制效应提取非线性折射率系数。基于时域有限差分法, 分析不同峰值功率光脉冲经过不同长度三阶非线性材料后的频谱, 根据不同频谱峰值数分别计算得到材料的非线性折射率系数, 对比分析获得高精度非线性折射率系数的相关条件和注意事项。

关键词: 时域有限差分法; 非线性折射率系数; 自相位调制法

中图分类号: 043

FDTD method for retrieving the nonlinear-index coefficient based on self-phase modulation

LIU Qingwei, SONG Dongmo, TANG Zhixiang

(College of Information Science and Engineering, Hunan University, Changsha 410082)

Abstract: In this paper we have retrieved the nonlinear-index coefficient based on the self-phase modulation which is resulted from a high-power laser pulses propagating in a third-order nonlinear optical material. Using the finite-difference time-domain method, the spectrum analyses have been performed with the optical pulses with different peak-powers propagating through the nonlinear optical materials with different lengths. The nonlinear-index coefficients were obtained by using the numbers of the spectrum peaks, and how to improve the accuracy has been discussed.

Key words: Finite-difference time-domain method; Nonlinear refractive index coefficient; Self-phase modulation

0 引言

超常介质是一种人工合成的微结构材料, 具有异于自然材料的特性, 且其性质可视具体应用需求而人为设计^[1]。在研究初期, 人们对超常材料特性的调控主要集中在如何实现不同频率段的负折射材料^[2]。随着研究深入, 人们发现负折射介质嵌入到非线性电介质中可以实现对非线性效应的人为调控^[3-4]。常规介质的非线性特性完全由物质的固有属性所决定, 调控困难, 而超常材料的特性则可根据需要灵活设计。因此, 非线性超常材料的实现激发了人们的研究热情^[5-8]。

获得等效电磁参数是线性超常材料研究和应用的前提。同样地, 利用人造微结构来调控非线性效应, 首先要解决其等效非线性参数表征的问题。传统非线性折射率的测量方法主要有 Z 扫描法^[9], 三/四波混合法^[10]等。本文利用时域有限差分法模拟高斯脉冲在三阶非线性介质中的传输, 通过自相位调制效应导致的频谱展宽来计算非线性折射率。这种方法能方便快捷地应用于表征各种三阶非线性超常材料, 研究超常材料的结构参数和构成超常材料的线性介质的物质参数等对超常材料等效非线性折射率的调控规律。

基金项目: 国家自然科学基金(11076011); 高等学校博士点专项科研基金新教师基金(20090161120029)

作者简介: 1988 年出生, 男, 硕士研究生, 主要研究方向为微结构光子材料的非线性效应

通信联系人: 1978 年出生, 男, 副教授, 主要研究方向为微结构光子器件原理及应用. E-mail: ttx@hnu.edu.cn

1 理论分析

1.1 材料模型

在高强度电磁场的作用下, 电介质对光的响应会变成非线性。对于三阶非线性介质, 介质的折射率与光强有关表示为^[11]

$$n_{tot} = n + n_2 |E|^2 \quad (1)$$

式中, n 是介质的线性折射率, $|E|^2$ 是电场强度的模方, n_2 是与三阶电极化率有关的非线性折射率系数。

我们利用基于时域有限差分法的 EastFDTD 软件来模拟高斯脉冲在非线性超常材料中的传输, 其中的三阶非线性材料可以通过软件中的洛仑兹非线性材料来模拟。只考虑单个谐振频率, 软件中的相对介电常数为

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon + i \frac{\sigma_e}{\omega} + \frac{\omega_p^2}{\omega_a^2 - \omega^2 - i\omega_c\omega} \frac{1}{1 + \chi^{(3)} |E|^2} \quad (2)$$

不考虑色散及损耗, 取 $\sigma_e=0$, $\omega_p=\omega$, $\omega_c=\omega_a=0$, (2)式可简化为

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon - \frac{1}{1 + \chi^{(3)} |E|^2} \quad (3)$$

通常情况下 $\chi^{(3)} |E|^2 \ll 1$, 上式右边第二项展开成泰勒级数并忽略高次项则有

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon' - (1 - \chi^{(3)} |E|^2) = \varepsilon' - 1 + \chi^{(3)} |E|^2 \quad (4)$$

因此, 介质的折射率可表示为

$$n_{tot} = \sqrt{\varepsilon_{tot}} = \sqrt{\varepsilon' - 1 + \chi^{(3)} |E|^2} = \sqrt{\varepsilon' - 1} + \frac{\chi^{(3)} |E|^2}{2\sqrt{\varepsilon' - 1}} \quad (5)$$

对比(1)式可得

$$\varepsilon' = n^2 + 1; \quad \chi^{(3)} = 2nn_2 \quad (6)$$

以二硫化碳为例, $n = 1.63$, $n_2 = 1.44 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ 。根据(6)式我们可以得到 EastFDTD 软件中剩下的两个参数分别为: $\varepsilon' = 3.6569$, $\chi^{(3)} = 4.6944 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{V}^2$ 。

1.2 非线性折射率系数的提取

不考虑色散和吸收的影响, 均匀平面波经过长度为 L 的非线性介质后, 其时域波形可表示为^[11]

$$E(L, T) = E(0, T) \exp[i\varphi_{NL}(L, T)] \quad (7)$$

$$\varphi_{NL}(L, T) = n_2 |E(0, T)|^2 k_0 L \quad (8)$$

其中 $|E(0, T)|$ 为光脉冲在非线性介质入射端的振幅, $\varphi_{NL}(L, T)$ 为光脉冲经过非线性介质时由于其本身随时间变化的强度引起的非线性相移。非线性相移将导致入射脉冲的频谱展宽, 出射脉冲频谱由(7)式的傅立叶变换得到

$$S(\omega) = \left| \int_{-\infty}^{\infty} E(0, T) \exp[i\varphi_{NL}(L, T) + i(\omega - \omega_0)T] dT \right|^2 \quad (9)$$

研究表明, 当非线性 $\varphi_{NL}(L, T)$ 较大时频谱 $S(\omega)$ 的峰值数 M 与最大非线性相移 φ_{\max} 的关

系可近似表示为^[12]

$$\varphi_{\max} \approx \left(M - \frac{1}{2} \right) \pi \quad (10)$$

如果以非啁啾高斯脉冲入射, 设脉冲光电场强度峰值为 $|E(0,T)|_{\max} = E_0$, 则由(8)式和(10)式可得材料的非线性折射率系数为

$$n_2 \approx \left(M - \frac{1}{2} \right) \frac{\lambda_0}{2LE_0^2} \quad (11)$$

因此, 我们可以首先利用软件仿真得到高斯脉冲经过非线性介质后的时域波形, 然后通过傅立叶变换获得频谱的峰值数, 最后根据(11)式即可得到超常材料的等效非线性折射率系数。

2 各向同性均匀非线性材料的验证

本论文使用基于时域有限差分法的 EastFDTD 软件, 仿真二氧化碳激光脉冲(中心波长为 $\lambda_0 = 10.6\mu\text{m}$)经过一段二硫化碳液体的非线性过程, 其中二硫化碳采用上文所描述的洛仑兹色散模型, 忽略色散及损耗效应, 则软件中洛仑兹非线性材料的相关参数分别为: $\varepsilon' = 3.6569$, $\chi^{(3)} = 4.6944 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{V}^2$, $\sigma_e = 0$, $\omega_p = 2\pi c/\lambda_0 = 177.71 \text{ THz}$, $\omega_c = \omega_a = 0$ 。

我们以非啁啾高斯脉冲入射, 脉冲中心频率为 $f_0 = c/\lambda_0 = 28.283 \text{ THz}$ 即二氧化碳激光器的中心频率, 脉冲 $1/e$ 全宽为 5 ps 。考虑到从洛仑兹色散模型简化到克尔介质模型过程中采用了一些数学近似, 这些数学近似带来的误差在满足条件 $\chi^{(3)}|E|^2 \leq 0.1$ 时基本可以忽略。因此, 对于二硫化碳这种介质, 脉冲电场强度峰值平方不能超过 $2.13 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{V}^2$ 即 $E_0^2 \leq 2.13 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{V}^2$ 。

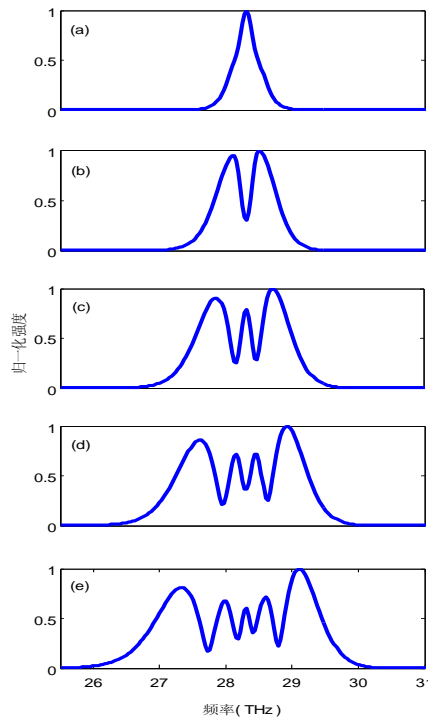


图1 不同强度高斯脉冲经过厚度为 $1325\mu\text{m}$ 的二硫化碳后的频谱: (a) $E_0^2 = 0.15 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{V}^2$; (b) $E_0^2 = 0.40 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{V}^2$; (c) $E_0^2 = 0.65 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{V}^2$; (d) $E_0^2 = 0.90 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{V}^2$; (e) $E_0^2 = 1.15 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{V}^2$ 。

Fig.1 Spectrums of the pulses propagating through 1325 μm -thick CS_2 with different peak-powers: (a) $E_0^2 = 0.15 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{v}^2$; (b) $E_0^2 = 0.40 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{v}^2$; (c) $E_0^2 = 0.65 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{v}^2$; (d) $E_0^2 = 0.90 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{v}^2$; (e) $E_0^2 = 1.15 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{v}^2$

95

我们首先仿真脉冲分别以不同功率穿过厚度为 1590 μm 的二硫化碳介质后频谱如图 1 所示, 从图中我们可以清楚地看到, 当 E_0^2 为 0.4、0.65、0.9 和 $1.15 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{v}^2$ 时, 出射脉冲频谱的峰值数分别为 2、3、4 和 5。将参数代入(11)式计算得到 n_2 分别为: 1.25、1.282、1.296 和 $1.304 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, 相对于理论值 $1.44 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$ 的误差分别为 13.19%、10.97%、9.98% 和 9.42%。计算结果表明, 非线性相移越大, 根据(11)式计算得到非线性折射率系数越准确。

100

105

非线性介质长度和光脉冲电场强度峰值在一定范围内的改变并不会引起出射频谱峰值数的变化。图 2 为不同入射功率光脉冲通过厚度为 2014 μm 后的频谱变化图, E_0^2 从图 2(a) $E_0^2 = 0.95 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{v}^2$ 开始以 $0.02 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{v}^2$ 为步长递增至图 2(j) $E_0^2 = 1.15 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{v}^2$ 。很显然, 图 2(a)、(b)和(c)具有相同的峰谷值, 但对应的脉冲峰值功率并不一样。同样地现象也发生在图 2(f)-(j)。因此这种方法得到的非线性折射率系数并不具有唯一性。

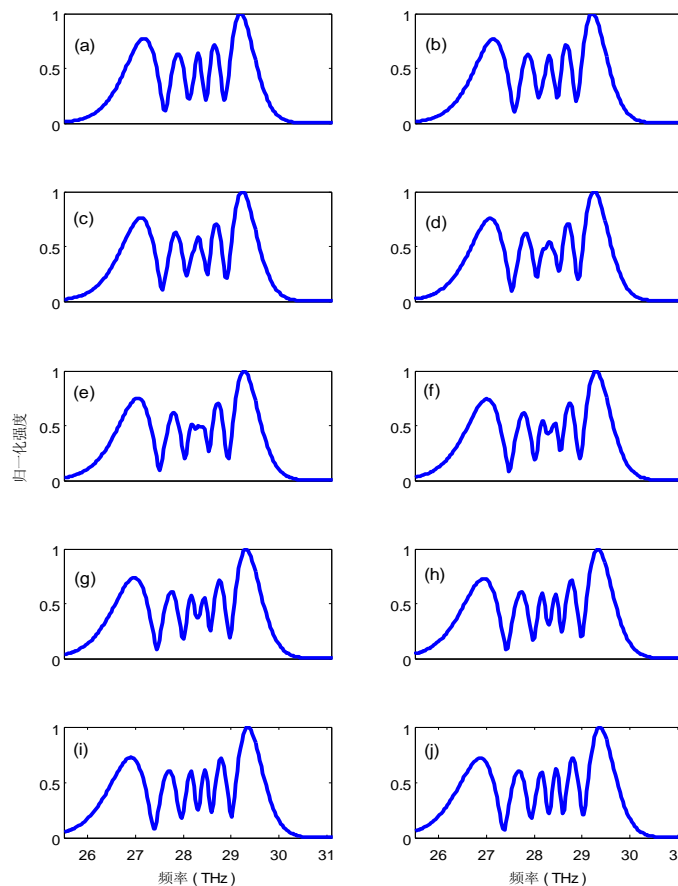


图 2 不同强度高斯脉冲经过厚度为 2014 μm 的二硫化碳后的频谱: 从(a) $E_0^2 = 0.95 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{v}^2$ 以 $0.03 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{v}^2$ 为步长递增至(j) $E_0^2 = 1.15 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{v}^2$ 。

110

Fig.2 Spectrums of the pulses propagating through 2014 μm -thick CS_2 with different peak-power: E_0^2 is increased from (a) $E_0^2 = 0.15 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{v}^2$ to (j) $E_0^2 = 1.15 \times 10^{18} \text{ m}^2/\text{v}^2$ with equal increment.

我们通过改变非线性介质长度以及入射脉冲峰值功率等大量计算发现, 在出射频谱峰值数即将发生跳变的临界状态得到的非线性折射率系数都比较接近于理论真实值。图 2(d)可以视为频谱峰值数从 5 过渡到 6 的萌芽状态, 因此取此时的峰值数为 6, 根据(11)式计算得到

115

非线性折射率系数为 $n_2 = 1.43 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$, 与理论值的误差为 0.7%。即使以图 2(f) 作为 6 个峰值来计算, 误差也仅为 4.8%。但是, 如果以远离过渡区的频谱峰值来计算 n_2 , 则误差会远远大于过渡区得到的结果。

因此, 为了提高非线性折射率系数的精度, 我们一方面应该使用较大非线性相移时的频谱; 另一方面应该找到峰值数过渡区对应的非线性材料的长度和对应的脉冲峰值功率。此外, 还可以改变不同条件如非线性介质厚度等多次计算, 用平均值来保证最终获得的非线性折射率系数的精度。

3 结论

本文利用时域有限差分仿真高斯脉冲在非线性中的传输, 根据自相位调制导致的频谱展宽提取非线性介质的非线性折射率系数。将这种方法应用于常规均匀非线性材料如二硫化碳, 我们发现利用频谱峰值数发生跃变时的非线性材料长度和脉冲峰值功率等是提高非线性折射率系数精度的有效途径。这种基于时域有限差分法的非线性折射率系数提取方法能方便地应用于各种结构超常材料, 研究结构参数和物质参数对超常材料等效非线性折射率系数的调控规律。

[参考文献] (References)

- [1] Zheludev, N. I. and Y. S. Kivshar. From metamaterials to metadevices[J]. Nat Mater, 2012, 11(11): 917-924.
- [2] Shalaev, V. M. Optical negative-index metamaterials[J]. Nat Photon, 2007 1(1): 41-48.
- [3] Alexan der A. Zharov, Ilya V. Shadrivov, Yuri S. Kivshar. Nonlinear properties of left-handed metamaterials[J]. Phys. Rev. Lett., 2003, 91(3): 037401-4
- [4] M. Lapin e, M. Gorku nov, K. H. Ringhofer. Nonlinearity of a metamaterial arising from diode in sections into resonant conductive elements[J]. Phys. Rev. E, 2003, 67(6): 06560
- [5] Ilya V. Shadrivov, Nina A. Zharova, Alexan der A. Zharov et al.. Defect modes and transmission properties of left-handed bandgap structures[J]. Phys. Rev. E, 2004, 70(4): 046615
- [6] Michael W. Feise, Ilya V. Shadrivov, Yuri S. Ki vs har. Tunable transmission and bistability in left-handed band-gap structures[J]. Appl. Phys. Lett. , 2004, 85(9): 1451-1453
- [7] Ravi S. Hegde, Herbert G. Winful. Zero-n gap soliton[J]. Opt. Lett., 2005, 30(14): 1852-1854
- [8] Gius eppe D. Aguan no, Nadia Mat t iucci, Mi chael Scalora et al.. Bright and dark gap solitons in a negative index Fabry-Prot etalon[J]. Phys. Rev. Lett., 2004, 93(21): 213902
- [9] Meng, Z M, Liu H Y, Dai Q F, Wu L J, et al.. Dependence of nonlinearity enhancement on power density in photonic crystals characterized by numerical Z-scan experiments based on the finite-difference time-domain technique[J]. J.Opt. Soc. of Am.B., 2008, 25(4): 555-563
- [10] Rose, A., S. Larouche, et al.. Nonlinear parameter retrieval from three- and four-wave mixing in metamaterials[J]. Phys.Rev. E, 2010, 82(3): 036608-10.
- [11] G. P. Agrawal . Nonlinear Fiber Optics [M]. 3nd edn.. San Diego: Academic, 2001
- [12] R. Cubeddu, R. Polloni, C. A. Sacchi, and O. Svelto, Self-Phase Modulation and "Rocking" of Molecules in Trapped Filaments of Light with Picosecond Pulses[J], Phys. Rev. A. 1970, 2(5): 1955-1963
- [13] Xu Y Z, Ren X M, and Wang Z N, Flat supercontinuum generation at 1550nm in a dispersion flattened microstructure fiber using picosecond pulse[J], Chin. phys. Lett., 2007, 24 (3): 734-737