

文章编号: 1001-3806(2006)02-0186-03

窄带三次谐波转换的逆问题

李 琨, 张 彬*

(四川大学 电子信息学院, 成都 610064)

摘要: 以分步离散傅里叶变换和四阶 R-K 法为基础, 给出了解决激光三次谐波转换逆问题 (即已知输出三倍频光场分布以及三次谐波转换器参数的情况下, 求解输入基频光场分布) 的方法, 对三次谐波转换的逆问题进行了数值计算和分析, 并讨论了逆算的初始光场条件对迭代计算次数及计算精度的影响。结果表明, 对于设定的输出三倍频光场分布, 可通过逆解三次谐波转换过程及数值迭代方法, 求得相应的输入基频光场分布。

关键词: 非线性光学; 三次谐波转换; 逆问题; 迭代算法; 数值模拟; 位相调制

中图分类号: O437.1 文献标识码: A

Inverse problem of monochromatic third-harmonic generation

LI Kun, ZHANG Bin

(College of Electronic Information, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

Abstract Based on some numerical techniques such as split step Fourier transformation, fourth order Runge-Kutta and iteration method, the method for solving the inverse problem of monochromatic third-harmonic generation (i.e. the fundamental field is calculated from the given third-harmonic field) is proposed. The numerical calculation is performed and analyzed. The effects of the initial fields on the time and the precision of the iterative calculation are also discussed. It can be shown that our method is available and efficient.

Key words nonlinear optics; third-harmonic generation; inverse problem; iteration method; numerical calculation; phase modulation

引 言

ICF 研究中, 要求将高功率钕玻璃固体激光装置输出的基频光经过三次谐波转换后, 利用三倍频光驱动靶丸产生聚变。物理实验成功与否的关键在于三倍频光能量及焦斑形态能否达到物理实验的要求, 也即经过三次谐波转换得到的三倍频光的特性必须满足物理实验要求。迄今为止, 基于倍频与和频效应的三次谐波转换理论及数值计算方法已经较为成熟^[1~4], 这些方法是在通过不断调整输入基频光的条件和优化倍频系统参数来尽可能获得满足物理实验要求的三倍频光。对实际工作更有意义的则是, 由已知的满足物理实验要求的三倍频光场分布直接经过计算得到相应的输入基频光光场分布, 从而通过严格控制基频光光场分布来获得满足物理实验要求的三倍频光场分布。在此基础上, 也可根据要求得到的三倍频光的特性, 对三

倍频系统的参数进行优化设计, 结合对基频光的控制以提高三倍频转换效率, 从而对三倍频的优化提供了一种新的可能途径。本文中给出了由指定的三倍频光求解输入基频光的三倍频逆问题的数值计算方法, 对三倍频的逆问题进行了研究。

1 三倍频理论及数值计算过程

1.1 理论模型

对 I 类匹配的二倍频过程, 谐波转换的耦合波方程组为^[4]:

$$\frac{\partial^2 A_{1\omega}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{1\omega}}{\partial y^2} + i2n_{1\omega} \frac{\omega_{1\omega}}{c} \left[\frac{\partial A_{1\omega}}{\partial z} + \frac{1}{v_{1\omega}} \frac{\partial A_{1\omega}}{\partial t} \right] = -\frac{\omega_{1\omega}^2}{c^2} \chi_{1\omega}^* A_{2\omega} \exp(i\Delta k_{SHG} z) - i \frac{n_{1\omega} \omega_{1\omega}}{c} a_{1\omega} A_{1\omega} \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 A_{2\omega}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{2\omega}}{\partial y^2} + i2n_{2\omega} \frac{\omega_{2\omega}}{c} \left[\frac{\partial A_{2\omega}}{\partial z} + \rho_c(\theta) \frac{\partial A_{2\omega}}{\partial y} + \frac{1}{v_{2\omega}} \frac{\partial A_{2\omega}}{\partial t} \right] = -\frac{\omega_{2\omega}^2}{2c^2} \chi_{1\omega}^2 \exp(i\Delta k_{SHG} z) - i \frac{n_{2\omega} \omega_{2\omega}}{c} a_{2\omega} A_{2\omega} \quad (2)$$

对 II 类匹配的和频过程, 谐波转换的耦合波方程组为:

$$\frac{\partial^2 A_{1\omega}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{1\omega}}{\partial y^2} + i2n_{1\omega} \frac{\omega_{1\omega}}{c} \frac{\partial A_{1\omega}}{\partial z} + \rho_c(\theta) \frac{\partial A_{1\omega}}{\partial y} + \frac{1}{v_{1\omega}} \frac{\partial A_{1\omega}}{\partial t} =$$

基金项目: 四川省学术和技术带头人培养资金资助项目 (2200306)

作者简介: 李 琨 (1980), 女, 博士研究生, 现主要从事激光物理和技术方面的研究。

* 通讯联系人。E-mail: zhangbin@sohu.com

收稿日期: 2005-01-06 收到修改稿日期: 2005-05-08

$$-\frac{\omega_{1e}^2}{c^2} \bar{\chi}_{2o}^* A_{3e} \exp(i \Delta k_{SFG} z) - i \frac{n_{1e} \omega_{1e}}{c} \alpha_{1e} A_{1e} \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 A_{2o}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{2o}}{\partial y^2} + i 2 n_{2o} \frac{\omega_{2o}}{c} \left[\frac{\partial A_{2o}}{\partial z} + \frac{1}{v_{2o}} \frac{\partial A_{2o}}{\partial t} \right] =$$

$$-\frac{\omega_{2o}^2}{c^2} \bar{\chi}_{1e}^* A_{3e} \exp(i \Delta k_{SFG} z) - i \frac{n_{2o} \omega_{2o}}{c} \alpha_{2o} A_{2o} \quad (4)$$

$$\frac{\partial^2 A_{3e}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{3e}}{\partial y^2} + i 2 n_{3e} \frac{\omega_{3e}}{c} \left[\frac{\partial A_{3e}}{\partial z} + \beta_{3e}(\theta) \frac{\partial A_{3e}}{\partial y} + \frac{1}{v_{3e}} \frac{\partial A_{3e}}{\partial t} \right] =$$

$$-\frac{\omega_{3e}^2}{c^2} \bar{\chi}_{1e} A_{2o} \exp(-i \Delta k_{SFG} z) - i \frac{n_{3e} \omega_{3e}}{c} \alpha_{3e} A_{3e} \quad (5)$$

(1)式~(5)式中, A_j 为光场复振幅; n_j 为折射率; α_j 为吸收系数; $\beta_j(\theta)$ 为 e 光的走离系数; v_j 为群速度; ω_j 为光频率; 下标 $j = 1o, 2e, 1e, 2o, 3e$ 分别代表基频 o 光、二倍频 e 光、基频 e 光、二倍频 o 光及三倍频 e 光; θ 是光传播方向 z 与光轴的夹角; ϵ_0 为自由空间介电常数; Δk_{SHG} 及 Δk_{SFG} 分别为二倍频及和频过程中的位相失配量; c 为真空中的光速; $\bar{\chi}$ 为有效非线性系数。

1.2 数值计算方法

逆过程的计算通常采用迭代算法, 对激光的放大及传输逆过程的计算已有研究^[5,6]。三倍频的逆算仍然基于离散傅里叶变换和四阶 R-K 积分方法^[7], 在已知输出三倍频光以及谐波转换器参数的情况下, 通过迭代算法, 计算得到相应的输入基频光参数。

在逆解三倍频耦合波方程组时, 对于每个晶体薄片, 在频域中计算传输过程, 可按照处理逆衍射问题的方法^[6]来处理空间走离和时间走离等过程的逆算; 用 R-K 方法逆解非线性常微分方程组时, 初始值为每一薄片的剩余基频光、二倍频光及三倍频光的复振幅。

迭代过程的具体步骤如下:

(1) 将任意取值的基频光 $E_{1\omega}$ 、二倍频光 $E_{2\omega}$ 以及已知的满足要求的三倍频光 $E_{3\omega}$ 作为初值, 带入逆解三倍频耦合波方程组过程, 得到输入基频光 $E_{1\omega}'$ 。

(2) 将逆算得到的基频光 $E_{1\omega}'$ 作为初值, 带入三倍频的正算过程, 比较正算得到的三倍频光 $E_{3\omega}$ 的复振幅与要求得到三倍频光复振幅 $E_{3\omega_0}$, 用二者的均方根 σ 为标准做判据:

$$\sigma = \frac{\sqrt{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^{ny} \sum_{k=1}^{nt} (|E_{3\omega} - E_{3\omega_0}| - \bar{E}_{3\omega_0})^2}}{nx \cdot ny \cdot nt} \quad (6)$$

式中,

$$\bar{E}_{3\omega} = \frac{\sum_{i=1}^m \sum_{j=1}^{ny} \sum_{k=1}^{nt} |E_{3\omega} - E_{3\omega_0}|}{nx \cdot ny \cdot nt} \quad (7)$$

如果均方根 σ 小于设定误差值时, 则可认为 $E_{3\omega}$ 与 $E_{3\omega_0}$ 在设定误差范围内符合较好, 可停止运算, 否则, 将正算得到的 $E_{1\omega}', E_{2\omega}'$ 及要求得到的 $E_{3\omega_0}$ 作为初值再

次带入逆算过程。

(3) 重复上述过程, 直至 $E_{3\omega}$ 与 $E_{3\omega_0}$ 在设定误差范围内符合较好为止。

2 数值模拟结果及分析

计算中采用的晶体参数如下: 对于 I 类匹配的二倍频过程, KDP 晶体有效非线性系数 $\bar{\chi} = -\chi_s \sin \theta \sin 2\varphi$, $\chi_s = 0.78 \text{ pm/V}$, 方位角 $\varphi = 45^\circ$, 位相匹配角为 $41^\circ 11'$, 二倍频晶体厚度为 1.1 cm , 失谐角为 $220 \mu\text{rad}$ 对于 II 类匹配的和频过程, $\bar{\chi} = \chi_s \sin 2\theta \cos 2\varphi$, 方位角 $\varphi = 0^\circ$, 位相匹配角为 59° , 和频晶体厚度为 0.9 cm , 失谐角为 $0 \mu\text{rad}$ 对基频 o 光、基频 e 光、二倍频 o 光、二倍频 e 光及三倍频 e 光, KDP 晶体的折射率分别为^[3]: $n_{1o} = 1.4945$, $n_{1e} = 1.4603$, $n_{2o} = 1.5132$, $n_{2e} = 1.4711$, $n_{3e} = 1.4868$ 。为了简化计算, 本文中假定光束为矩形脉冲。

图 1 为均方根 σ 随迭代计算次数变化的情况。

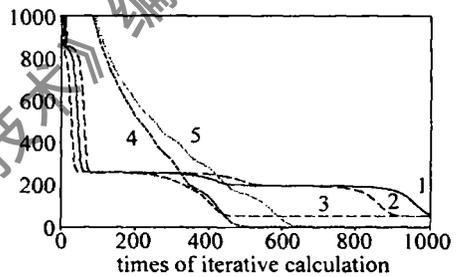


Fig 1 Variety of the times of iteration with σ

1—0.4:0.4:1, super-Gaussian $I = 4 \text{ GW/cm}^2$ 2—0.2:0.4:1, super-Gaussian $I = 4 \text{ GW/cm}^2$ 3—1:1:1, super-Gaussian $I = 4 \text{ GW/cm}^2$ 4—0.4:0.4:1, Gaussian $I = 4 \text{ GW/cm}^2$ 5—0.4:0.4:1, Gaussian $I = 3 \text{ GW/cm}^2$

计算中假设三倍频光空间分布为 12 阶超高斯光束, 峰值光强为 4 GW/cm^2 , 逆算输入的初始剩余基频光、剩余二倍频光及设定的三倍频光光束形状相同、初始光强之比分别为 0.4:0.4:1, 0.2:0.4:1 及 1:1:1 时, 计算得到的均方根 σ 随迭代计算次数的变化分别如图 1 中曲线 1、曲线 2、曲线 3 所示。分析图 1 可见, 剩余基频光和二倍频光以及三倍频光的初始光强之比不同时, 迭代计算的收敛速度不同, 但计算结果的精度 (即计算结果趋于收敛时得到的均方根值) 相同, 因此在计算时可任意选取逆算输入的初始基频光、二倍频光 (一般将逆算输入基频光、二倍频光的光强假设为小于三倍频光, 这样比较接近三倍频转换的实际情况), 经过一定次数的重复计算以后, 逆算所得到的基频光即为所求的输入基频光。此外, 图中还给出了逆算输入的初始剩余基频光、剩余二倍频光以及设定的三倍频光光强之比为 0.4:0.4:1, 设定的三倍频光分别为峰值光强 4 GW/cm^2 , 3 GW/cm^2 的高斯光束时的计算结果, 分别用曲线 4、曲线 5 表示。可以看出, 逆算输入光场的光强之比相同而设定的三倍频光光强不同时,

迭代计算的收敛速度有所不同,但计算结果的精度差异不大。同时,进一步比较图 1中曲线 1与曲线 4可见,逆算输入初始光场与设定的三倍频光的光强相同时,输入光场强度的分布情况对迭代计算的收敛速度及结果的精度影响很大:逆算输入光场分布为高斯分布时的收敛速度要大于超高斯分布,这是由于本文中正算得到的三倍频光与要求得到的三倍频光之间的差异是采用均方根作为判据的标准,而高斯光束边缘光强较小,迭代计算得到的三倍频光与要求得到的三倍频光在高斯光束边缘处的差异较小,因此,整个光束口径范围内的收敛速度较快,并且计算得到的结果的精度较高。同理,在输入基频光分布相同而峰值光强较大时,结果趋于收敛时逆算得到的三倍频光与要求得到的三倍频光之间的差异也较大。

图 2中给出了逆算得到的基频光、三倍频光及设

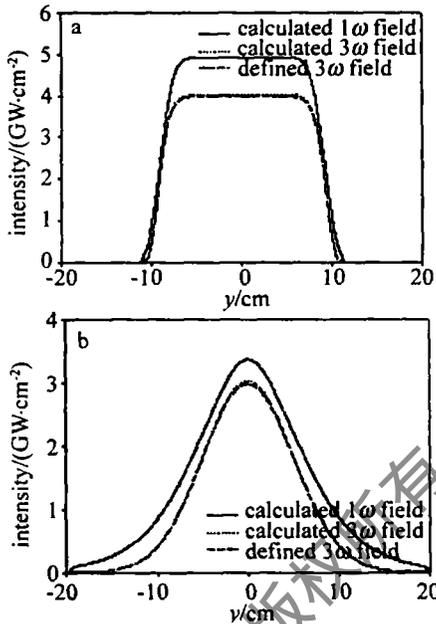


Fig 2 The spatial distribution of the inversely calculated 1ω intensity normally calculated 3ω intensity and the defined 3ω intensity

定的三倍频光光强分布。设定的三倍频光为峰值光强为 $4\text{GW}/\text{cm}^2$ 的 12阶超高斯光束(如图 2a短虚线所示)时,逆算得到的基频光和三倍频光光强分布分别如图 2a中实线和点线所示。逆算时迭代计算 4000次得到的均方根值为 27.6560 ,为了便于比较,对于设定的三倍频光为峰值光强 $3\text{GW}/\text{cm}^2$ 的高斯光束时的计算结果示于图 2b。此时,迭代计算 1027次得到的均方根为 9.8863×10^{-4} 。

当光场具有一定的空间位相扰动时,仍可利用本文中提出的逆算方法,根据输出三倍频光以及谐波转换器参数计算得到输入基频光参数。计算中假设三倍频光光强分布为:

$$I(y) = I_0 \exp - \frac{y^{12}}{w_0^{12}} - i\Phi(y) \quad (8)$$

式中,空间位相调制函数可表示为:

$$\Phi(y) = 2\pi\sigma \sin(2\pi y/l) \quad (9)$$

σ 为调制深度, l 为空间调制频率。

图 3为三倍频光有空间位相扰动时的逆算结果。

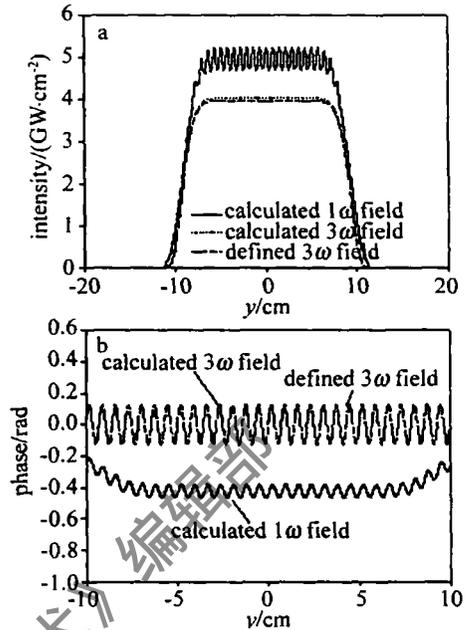


Fig 3 a- distribution of the intensity of the calculated 1ω field 3ω field and the defined 3ω field b- distribution of the phase of the calculated 1ω field 3ω field and the defined 3ω field

计算所用参数 $I_0 = 4.0\text{GW}/\text{cm}^2$, $w_0 = 10\text{cm}$, $\sigma = 0.02$, $l = 0.2\text{cm}$ 。逆算得到的基频光、三倍频光及设定的三倍频光光强分布如图 3a所示,相应的位相分布如图 3b所示。

由图 3可见,计算得到的三倍频光与设定的三倍频光的光强及位相分布均符合较好;如果已知倍频系统对光场引入的空间位相扰动情况,可根据三倍频逆算得到的输入基频光光场分布,预先对输入基频光的振幅和位相进行适当调整,从而得到满足要求的三倍频光光强分布。

值得指出的是,由于逆算时的初值(即设定的三倍频光的光强)为均匀分布,该逆算方法只适用于有规律分布的、并且扰动幅度较小情况,对于扰动幅度较大及随机的位相扰动情况,三倍频的耦合波方程组并不存在相应的解,因此,无法确定相应的输入基频光。如果逆算的初值为实验测得的三倍频光光强及位相分布情况,则仍可通过该逆算方法计算得到相应的基频光分布。

3 结 论

基于分步傅里叶变换和四阶 R-K 法,并采用数值迭代算法,对高功率激光三次谐波转换的逆问题进行了数值模拟计算和分析。研究结果表明,提出的迭代

(下转第 191页)

的均匀波导,其中传输的光更多能量被限制在波导内部,相应的传输损耗就比较小。另外,对于有源光波导,提高波导对光场的限制作用,就可以提高其增益:更多的光能量集中在波导中时,对于抽运光就有更多的能量被吸收,增加了离子反转数,也就提高了抽运效率;对于信号光,波导中有源粒子对信号光的吸收增加,使得更多的有源粒子参与激光放大,这样就可以有效地提高有源光波导的增益。

实验结果表明,电场辅助离子交换制作的波导比热交换制得波导具有更好的光学特性,因为具有较好的模场限制,更适合做集成光器件和有源光器件。

3 结 论

在玻璃上用热交换和电场辅助离子交换技术制备了平板光波导,通过比较发现,热交换制作的波导,有效折射率分布为渐变型,而电场辅助离子交换制作的波导有效折射率分布为阶跃型,并且电场辅助离子交换,可以更方便地通过调整交换条件控制波导折射率剖面,能够通过实验条件的控制制作与光纤匹配的掩埋波导。经过数值计算得出,电场辅助离子交换方法制作的光波导具有更好的光学特性,这种方法用于制作有源玻璃光波导能够提高增益。实验研究为在有源或无源玻璃上制作平板波导,条形波导或掩埋波导具

有一定的指导意义,并且为进一步制作基于玻璃光波导的光通信或光传感器件提供依据。

参 考 文 献

- [1] JOSE G, SORBELLO G, TACCHIO S *et al* Ag⁺-Na⁺ ion exchange from diluted melt guidelines for planar waveguide fabrication on a commercial phosphate glass [J]. *Optical Materials* 2003, 23(3~ 4): 559 ~ 567.
- [2] FRANCOIS V, OHTSUKI T, PEYGHAMBARIAN N *et al* Thermally silver ion exchange integrated optic lasers in neodymium-doped silicate glass [J]. *Opt Commun*, 1995, 119: 104~ 408.
- [3] WEST B R, MADASAMY P, PEYGHAMBARIAN N *et al* Modeling of ion-exchanged glass waveguide structures [J]. *Journal of Non-Crystalline Solids* 2004, 347(1~ 3): 18~ 26.
- [4] SORBELLO G, TACCHIO S, MARANO M *et al* Comparative study of Ag-Na thermal and field-assisted ion exchange on Er-doped phosphate glass [J]. *Optical Materials* 2001, 17(3): 425~ 435.
- [5] MILDU A, ZHENGUANG H, CHEN H C *et al* Fiber-compatible K⁺-Na⁺ ion-exchanged channel waveguides fabrication and characterization [J]. *IEEE J Q E*, 1989, 25(8): 1889~ 1898.
- [6] RAMASWAMY R V, SRINASTAVA R Ion-exchanged glass waveguides a review [J]. *IEEE Journal of Lightwave Technology* 1988, 6(6): 984~ 1002.
- [7] LI CH H, DAI J Zh, YIP. The influence of the field-assisted ion-exchange on the active waveguides' gain [J]. *Optoelectronic Technology* 2005, 25(1): 24~ 27 (in Chinese).
- [8] LIU Zh, YANG Y P, DAI J Zh *et al* A new kind of advanced FD-BPM [J]. *Journal of Optoelectronics • Laser* 2003, 14(6): 639~ 642 (in Chinese).
- [9] KDP related to the frequency conversion of 1.06 μm laser radiation [J]. *IEEE J Q E*, 1981, QE17(9): 1782~ 1785.
- [4] EMERL D, AUERBACH JM, M LONNIPW. Paraxial wave theory of second and third harmonic generation in uniaxial crystals in narrow-band pump fields [J]. *Journal of Modern Optics* 1995, 42(5): 1037 ~ 1067.
- [5] ZHANG B, LÜ B D. Solution of the inverse of high-power multipass amplifier with improved successive iteration method [J]. *Laser Technology*, 2002, 26(1): 12~ 14 (in Chinese).
- [6] CHU X L, ZHANG B, WEIX F *et al* The inverse problem of chip pulse propagating through Ti:sapphire amplifier [J]. *Optik* 2004, 115(5): 201~ 204.
- [7] AGRAWAL G P. *Nonlinear fiber optics third edition & applications of nonlinear fiber optics* [M]. Beijing Electronics Industry Press 2002, 33~ 35 (in Chinese).

(上接第 188 页)

方法能较好地由设定的输出三倍频光场分布求得入射基频光场分布,且迭代计算的收敛速度较快,计算精度较高,从而为三倍频系统的优化设计提供了一种新的途径。此外,该算法在一定范围内也适用于光场存在空间位相扰动的情况。

参 考 文 献

- [1] WEGNER P J, HENESIAN M A, SPECK D R *et al* Harmonic conversion of large-aperture 1.05 μm laser beams for inertial confinement fusion research [J]. *Appl Opt* 1992, 31(30): 6414~ 6426.
- [2] M LONNIPW, AUERBACH JM, D EMERL D. Frequency conversion modeling with spatially and temporally varying beams [J]. *Proc SPIE*, 1997, 2622: 230~ 241.
- [3] CRAXTON R S, STEPHEN D, JOSEPH E *et al* Basic properties of