

实现多准位相匹配的一维非周期和无周期光学超晶格的设计方法——自调整方法

路明 陈险峰[†]

(上海交通大学物理系 局域光纤通信网与新型光通信系统国家重点实验室 上海 200240)

摘要 文章作者提出了一种实现多准位相匹配的一维光学超晶格的新的设计方法——自调整方法,详细介绍了用自调整方法设计非周期光学超晶格和无周期光学超晶格的流程,并对结果进行了分析.数值模拟结果表明,自调整方法是一种高效灵活的专用于设计一维光学超晶格的优化算法,与其他优化算法相比,自调整方法能在更短的时间内搜索出更理想的优化结果.此外,自调整方法的优化结果不依赖于参数的设置和初始化条件,运行方便.

关键词 光学,自调整方法,综述,多准位相匹配

Design of 1-dimensional multiple quasi-phase-matched aperiodic and nonperiodic optical superlattices ——a self-adjusting algorithm

LU Ming CHEN Xian-Feng[†]

(Department of Physics; the State Key Laboratory on Fiber Optic Local Area Communication Networks and Advanced Optical Communication Systems, Shanghai, 200240, China)

Abstract A self-adjusting method for realizing multiple quasi-phase-matched nonlinear optical parametric processes in aperiodic and non-periodic optical superlattices is proposed. Numerical simulations show that this self-adjusting algorithm is more flexible and effective than other existing algorithms, and more ideal results can be gained in a much shorter time. In addition, it can avoid blind searching and is independent of the initial conditions.

Keywords optics, self-adjusting method, review, multiple quasi-phase-matching

1 引言

非线性光学是现代光学的一个重要领域,是研究在强光作用下物质的响应与场强呈现的非线性关系的一门学科.1961年, Franken等人利用红宝石激光器获得的相干强光($\lambda = 694.3\text{nm}$)透过石英晶体时,产生了 $\lambda = 347.2\text{nm}$ 的二次谐波,即倍频效应,从而开创了二阶非线性光学及材料的新领域.很多晶体都具有足够大的二阶非线性系数,以实现频率转换或其他非线性过程.然而,由于基波与谐波在晶

体中的传播速度不一致,导致位相失配,从而大大限制了转换效率.

1962年, Armstrong在一篇关于非线性频率转换的论文^[1]中指出,非线性频率变换效应的增强可以通过周期性改变晶体的自发极化符号达到.这样的晶体被称为光学超晶格(optical superlattice).这一相速度匹配的方法被称为准位相匹配(quasi-phase

* 国家自然科学基金(批准号:60477016, 10574092)、国家重点基础研究计划(批准号:2006CB806000)资助项目

2008-01-07收到初稿, 2008-01-15收到修改稿

[†] 通讯联系人. Email: xfcchen@sjtu.edu.cn

matching, QPM). 根据这一原理, 对非线性介质二阶极化率 $\chi^{(2)}$ 的周期性调制可以补偿光在频率转换过程中作用光波因为材料的色散引起的位相差, 使谐波显著增强. 相比较传统的双折射位相匹配技术^[2-4], 准位相匹配技术有着明显的优势. 能利用晶体的最大非线性系数, 从而实现高效率转换; 可以人为地控制光栅周期, 满足在晶体的透明波段内任意波长间的位相失配; 不存在走离效应.

但是, 由于当时无法制备准相位匹配介质, 致使准相位匹配在相当长的一段时间内仅停留在理论阶段, 并没有得到实际应用. 1993年, 室温高压电场极化技术应用于实现铌酸锂、钽酸锂等铁电晶体的畴反转^[5]. 此后, QPM 技术得到广泛应用和发展^[6-16]. 现在, QPM 技术已从最初的倍频, 发展到了和频、差频、光学参量转换、光学滤波器、光脉冲整形、空间光孤子、以及光通信中的全光开关、全光波长变换等多种光学应用领域.

随着非线性光学及光通信技术的飞速发展, 人们不再满足于在一块晶体上实现单一的准位相匹配过程, 多准位相匹配 (multiple QPM) 的概念被提出, 即在一块晶体上设计出特定的畴反转结构, 以同时满足多个准位相匹配过程. 基于固体物理的知识, 周期性畴反转的晶体结构能提供一个倒格矢 G (reciprocal vector), 以满足一个准位相匹配过程. 以倍频为例, 设基频光的波矢为 k_{ω} , 倍频光的波矢为 $k_{2\omega}$, 由于色散的存在, 一般有: $k_{2\omega} > 2k_{\omega}$, 从而引起位相失配. 当晶体的结构提供了适当的倒格矢 G , 使得 $k_{2\omega} = 2k_{\omega} + G$ 成立, 位相匹配. 若适当打乱周期性的畴反转结构, 使光学超晶格能够提供多个倒格矢, 便能同时满足多个准位相匹配过程. 由此可以在一块光学超晶格上实现多波长二倍频 (multiple SHG)、三倍频 (THG)、四倍频 (FHG) 或其他频率转换过程. 最早提出的多准位相匹配光学超晶格是准周期结构的光学超晶格 (quasi-periodic optical superlattice, QOS). 1997年, 南京大学固体微结构物理国家重点实验室在钽酸锂晶体上构建出基于 Fibonacci 数列的准周期结构, 同时实现了多个波长的二倍频^[17]. 同年, 在一块准周期结构的钽酸锂晶体上实现了三倍频^[18]. 此后, 非周期结构的光学超晶格 (aperiodic optical superlattice, AOS) 被提出^[19]. 构造 AOS 通常有两种思路: 一是将晶体沿通光方向划分成若干个相同长度的畴, 畴长一般在微米量级, 然后通过优化算法, 确定每一个畴的极化方向^[19-30]; 另一种是对周期性结构外加一个函数进行调制^[31-39].

AOS 突破了 QOS 对于周期性的限制, 可以灵活高效地提供多个倒格矢, 同时实现多个准位相匹配过程. 2000年, 无周期结构的光学超晶格 (nonperiodic optical superlattice, NOS) 被提出^[40]. 相比于 AOS, NOS 是一种近似“完全自由”的畴结构, 畴的长度可以在工艺达到的范围内取任意值. 设计更灵活, 转换效率更高.

在设计 AOS 和 NOS 的过程中, 需要使用优化算法. 一般的优化算法, 如遗传算法、退火算法、粒子群算法等, 可以设计出较理想的一维多准位相匹配光学超晶格. 然而, 随着对光学超晶格的功能及精度的要求不断提高, 此类算法暴露出一定的缺陷, 如运算量过大, 运算时间过长, 容易陷入局部最优值, 结果与初始条件有关等等. 本文提出了一种全新的算法——自调整方法, 能有效地解决这些问题. 本文第二部分介绍了用自调整方法设计一维非周期和无周期光学超晶格的过程以及优化结果, 并进行了分析. 第三部分将自调整方法和其他优化算法进行了比较, 并对全文进行了总结.

2 算法介绍与应用

2.1 非周期光学超晶格 (AOS) 的设计

首先介绍一维非周期光学超晶格 (AOS) 的设计^[41]. 以基于 LiNbO_3 的光学超晶格为例, 设计目标是实现四波长的二倍频, 要求转换效率彼此相等且尽可能高. 选定的 4 个基波波长分别为 $\lambda_1 = 1060\text{nm}$, $\lambda_2 = 1082\text{nm}$, $\lambda_3 = 1283\text{nm}$, $\lambda_4 = 1364\text{nm}$. 为利用 LiNbO_3 的最大非线性系数 d_{33} , 晶体采用 z 切割, 总长度为 9.9mm . 设光的传播方向为 z 轴, LiNbO_3 晶体的自发极化方向为 y 轴. 沿 z 轴将晶体均匀分为 3000 个畴, 单个畴长 $\Delta L = 3.3\mu\text{m}$, 每个畴的极化方向沿 y 轴的正向或反向, 如图 1 所示.

在小信号近似与慢变振幅近似下, 二次谐波的转换效率 η 为

$$\eta = \frac{8\pi^2 |d_{33}|^2 I_{\omega} L^2}{c \varepsilon_0 \lambda^2 n_{2\omega} n_{\omega}^2} \left| \frac{1}{L} \int_0^L d(z) e^{i\Delta k(\lambda) z} dz \right|^2 \quad [40]$$

其中 ε_0 为真空中的介电常数, $d(z)$ 是描述畴反转结构的函数, 当 $d(z) = 1$ 时, 表示极化方向沿 y 轴正向; 当 $d(z) = -1$ 时, 表示极化方向与 y 轴反向. $\Delta k'(\lambda) = k_{2\omega} - 2k_{\omega}$ 为波矢失配量, $k_{2\omega}$ (k_{ω}) 分别为二次谐波 (基波) 的波矢. 定义有效非线性系数

$$d_{\text{eff}}[\Delta k(\lambda)] = \left| \frac{1}{L} \int_0^L d(z) e^{i\Delta k(\lambda) z} dz \right|, \quad d_{\text{eff}}[\Delta k(\lambda)] \text{ 可}$$

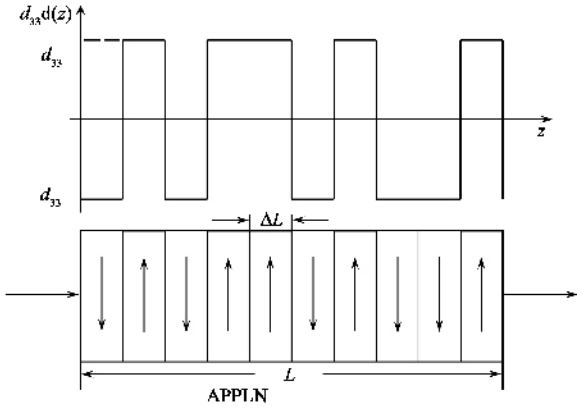


图1 一维非周期光学超晶格结构示意图.基波和二次谐波均沿z轴传播,箭头代表各个畴的极化方向

用来描述二次谐波的转换效率.由于晶体在通光方向被均匀地划分成了N个畴,所以,

$$\begin{aligned}
 d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda)] &= \left| \frac{1}{L} \int_0^L d(z) e^{i\Delta k(\lambda)z} dz \right| \\
 &= \frac{1}{L} \left| \sum_{q=0}^{N-1} d(z_q) \int_{z_q}^{z_{q+1}} e^{i\Delta k(\lambda)z} dz \right| \\
 &= \frac{1}{L} \left| \sum_{q=0}^{N-1} d(z_q) \frac{e^{i\Delta k(\lambda)z_{q+1}} - e^{i\Delta k(\lambda)z_q}}{i\Delta k(\lambda)} \right| \\
 &= \frac{1}{L\Delta k(\lambda)} \left| \sum_{q=0}^{N-1} d(z_q) \chi \left(e^{i\Delta k(\lambda)z_{q+1}} - e^{i\Delta k(\lambda)z_q} \right) \right|,
 \end{aligned}$$

其中波矢失配量为 $\Delta k(\lambda) = k_{2\omega} - 2k_{\omega} = \frac{n_{2\omega} \cdot 2\omega}{c} -$

$\frac{2n_{\omega} \cdot \omega}{c} = \frac{2\omega}{c} (n_{2\omega} - n_{\omega})$. 我们定义一个新的矢量

$U_q(\lambda) = \frac{1}{L\Delta k(\lambda)} (e^{i\Delta k(\lambda)z_{q+1}} - e^{i\Delta k(\lambda)z_q})$. 因为在AOS中每个畴长度相等,对应一个基波波长 λ , $U_q(\lambda)$ 是一组N个长度相等、方向不同的的矢量集合.当 $d(z_q) = 1$ 时,对应的 $U_q(\lambda)$ 矢量方向不变;当 $d(z_q) = -1$ 时,对应的 $U_q(\lambda)$ 矢量反向.有效非线性

折射率可表示为 $d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda)] = \left| \sum_{q=0}^{N-1} d(z_q) U_q \right|$.

在本例中,为使4个二次谐波的转换效率彼此相等且尽可能高,即要求在 $d(z_q)$ 函数的调制下,

4个矢量和 $\sum_{q=0}^{N-1} d(z_q) U_q(\lambda_1), \sum_{q=0}^{N-1} d(z_q) U_q(\lambda_2),$

$\sum_{q=0}^{N-1} d(z_q) U_q(\lambda_3), \sum_{q=0}^{N-1} d(z_q) U_q(\lambda_4)$ 在一组“最佳”

的角度 $\{\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4\}$ 下达到最大值,且彼此相等,见图2.通过优化算法搜索出这一“最佳”角度将是一个非常复杂的过程,在自调整算法中,将4个矢量和的角度定义为 $\{0, \rho, 0, \rho\}$,即让4个矢量和的方

向都指向实轴正向,此时每个 $U_q(\lambda)$ 的虚部彼此抵消,总和接近为0.矢量 $U_q(\lambda)$ 可简化为标量: $U_q(\lambda) = \frac{1}{L\Delta k(\lambda)} [\cos(i\Delta k(\lambda)z_{q+1}) - \cos(i\Delta k(\lambda)z_q)]$.数值模拟证明,在畴的数量N足够大的情况下,矢量和的绝对长度与角度无关,即二次谐波的转换效率与矢量和的角度无关.

于是A个二次谐波的有效非线性系数可表示成

$$\begin{cases}
 d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda_1)] = \left| \sum_{q=0}^{N-1} d(z_q) U_q(\lambda_1) \right|, \\
 d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda_2)] = \left| \sum_{q=0}^{N-1} d(z_q) U_q(\lambda_2) \right|, \\
 d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda_3)] = \left| \sum_{q=0}^{N-1} d(z_q) U_q(\lambda_3) \right|, \\
 d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda_4)] = \left| \sum_{q=0}^{N-1} d(z_q) U_q(\lambda_4) \right|.
 \end{cases}$$

在晶体还未极化时(晶体中各处的 $d(z_q) = 1$),在一个畴内,即当 $z \in [z_{q+1}, z_q]$ 时A个二次谐波的

有效非线性系数之和为 $d_{\text{refl}}(q) = \sum_{i=1}^4 U_q(\lambda_i)$.对于

每个畴,当对应的 $d_{\text{refl}}(q) \geq 0$ 时,极化方向依然沿y轴正向,即 $d(z_q) = 1$;当 $d_{\text{refl}}(q) < 0$ 时,极化方向需要逆转,即 $d(z_q) = -1$.当基波通过这样结构的AOS,

$d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda_1)], d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda_2)], d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda_3)]$ 和 $d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda_4)]$ 的值分别为0.166, 0.187, 0.283和0.307,如图3(a)所示.

$\sum_{i=1}^4 d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda_i)] = 0.943$,为理论上的最大值.

为使4个有效非线性系数相等,需要一个自调整过程.引入权值数组 (r_1, r_2, r_3, r_4) ,用 $d'_{\text{refl}}(q) =$

$\sum_{i=1}^4 r_i \cdot U_q(\lambda_i)$ 代替 $d_{\text{refl}}(q)$,重新确定每个畴的极化方向.

(r_1, r_2, r_3, r_4) 的初始值设为 $(1, 1, 1, 1)$.第一步后 (r_1, r_2, r_3, r_4) 的值调整为

$$\left(\frac{1}{0.166}, \frac{1}{0.187}, \frac{1}{0.283}, \frac{1}{0.307} \right),$$

然后进入第二步优化,得到4个峰值分别为0.258, 0.232, 0.196, 0.206.在每一步优化后 (r_1, r_2, r_3, r_4) 自动调整为

自动调整为

$$\left(\frac{r_1}{d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda_1)]}, \frac{r_2}{d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda_2)]}, \frac{r_3}{d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda_3)]}, \frac{r_4}{d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda_4)]} \right),$$

然后进入下一步.7步优化后, $d_{\text{refl}}[\Delta k(\lambda_1)],$

$d_{\text{refl}}[\Delta k'(\lambda_2)]$, $d_{\text{refl}}[\Delta k'(\lambda_3)]$ 和 $d_{\text{refl}}[\Delta k'(\lambda_4)]$ 的值均为 0.229, 见图 3(c). 代价是 $\sum_{i=1}^4 d_{\text{refl}}[\Delta k'(\lambda_i)]$ 的值略有减小, 为 0.916. 每一步优化的 $d_{\text{refl}}[\Delta k'(\lambda_i)]$ 值见图 3(d).

2.2 无周期光学超晶格(NOS)的设计

为了追求更高的转换效率, 我们尝试用自调整算法进行 NOS 的设计. 沿用先前的例子, 在相同的 LiNbO₃ 晶体上, 构造 NOS 实现相同的目标. 此时, 不必在晶体上划分长度相等的单元畴. 为描述 4 个二次谐波的有效非线性系数的加权和, 引入函数 $d''_{\text{refl}}(z) = \sum_{i=1}^4 \left[r_i \cdot \frac{\cos(\Delta k(\lambda_i) \cdot z)}{L\Delta k(\lambda_i)} \right]$, 权重 r_i 的初始值设为 (1, 1, 1, 1), 绘出 $d''_{\text{refl}}(z) - z$ 的曲线. 将曲线划分为单调递增和单调递减的若

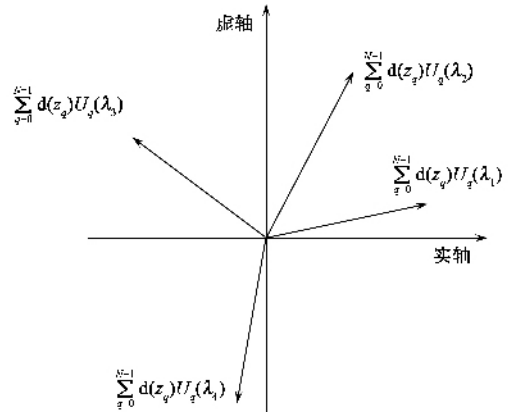


图 2 在 $d(z_q)$ 函数的调制下, 四组矢量和 $\sum_{i=1}^4 U_q(\lambda_1)$, $\sum_{i=1}^4 U_q(\lambda_2)$, $\sum_{i=1}^4 U_q(\lambda_3)$ 和 $\sum_{i=1}^4 U_q(\lambda_4)$ 在一组“最佳”的角度 $\{\theta_1, \theta_2, \theta_3, \theta_4\}$ 上达到最大值, 且彼此相等

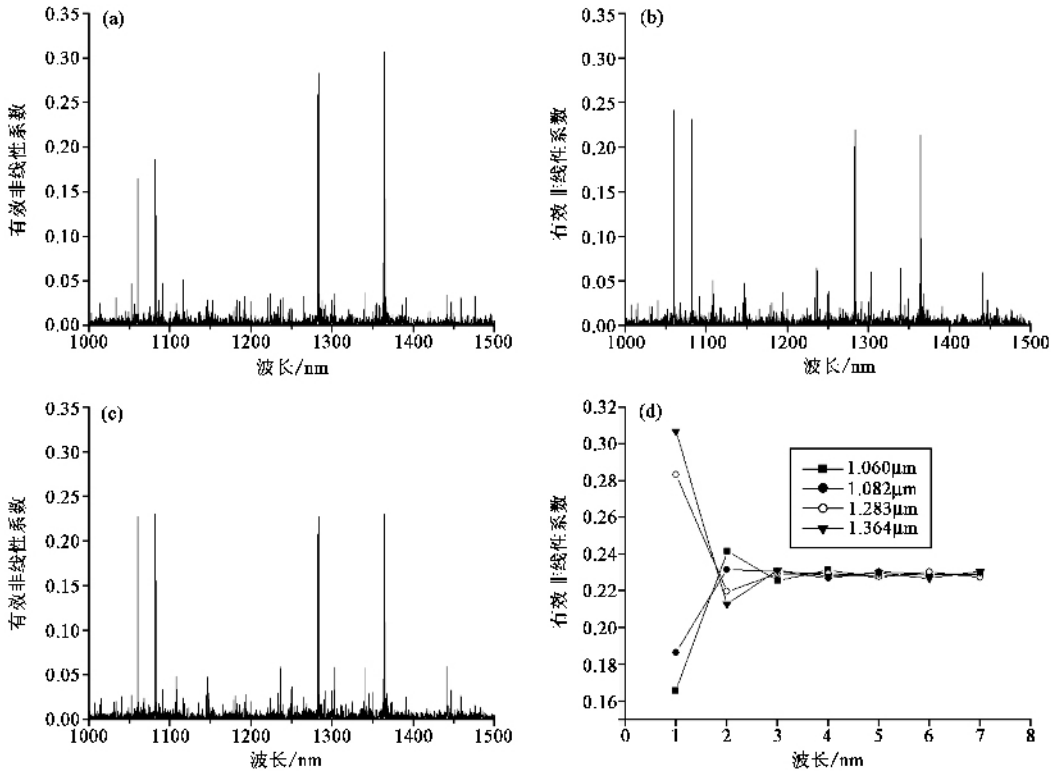


图 3 自调整算法设计非周期光学超晶格的模拟计算结果 (a) 第一步优化后的结果 (b) 第二步优化后的结果 (c) 第七步优化后, 4 个基波对应的有效非线性系数均为 0.229 (d) 每一轮优化的结果

干区域. 对于曲线单调上升的区域, 令 $d(z) = 1$, 即极化方向沿 y 轴向上; 对于曲线单调下降的区域, 令 $d(z) = -1$, 即极化方向逆转. 由于现有极化工艺的限制, 若出现宽度小于 $0.5 \mu\text{m}$ 的畴, 则合并入两旁的畴, 见图 4.

由此得出第一轮计算的 4 个 $d_{\text{refl}}[\Delta k'(\lambda_i)]$

值. 与设计 AOS 的流程一样, 每一步优化后 (r_1, r_2, r_3, r_4) 的值自动调整为

$$\left(\frac{r_1}{d_{\text{refl}}[\Delta k'(\lambda_1)]}, \frac{r_2}{d_{\text{refl}}[\Delta k'(\lambda_2)]}, \frac{r_3}{d_{\text{refl}}[\Delta k'(\lambda_3)]}, \frac{r_4}{d_{\text{refl}}[\Delta k'(\lambda_4)]} \right)$$

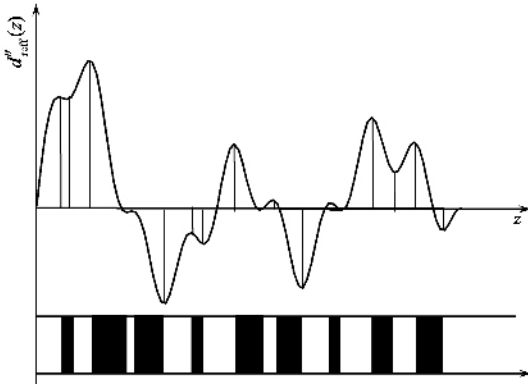


图4 $d''_{ref}(z) - z$ 曲线. 将曲线划分为单调递增和单调递减的不同区域. 对于曲线单调上升的区域, 令 $d(z) = 1$, 即极化方向沿 z 轴向上; 对于曲线单调下降的区域, 令 $d(z) = -1$, 即极化方向向下. 畴宽小于 $0.5 \mu\text{m}$ 的畴合并入两旁的畴

然后进行下一轮循环运算. 三步优化后, 4 个 $d_{ref}[\Delta k'(\lambda_i)]$ 值均调整为 0.283, 见图 5. 此值高于 AOS 的数值, 更高于用遗传退火算法得出的数值^[40]. 这是因为 NOS 在设计上更灵活, 能更有效地利用晶体的非线性系数. 用自调整方法设计 AOS 和 NOS 的流程见图 6.

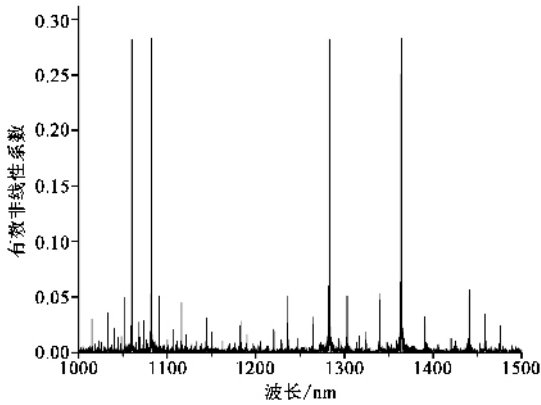


图5 自调整算法设计无周期光学超晶格的模拟计算结果(在三步优化后 4 个基波对应的有效非线性系数均为 0.283)

3 总结与比较

从计算的结果与过程分析, 和普通算法相比(如遗传算法、退火算法等), 自调整方法在设计多准位相匹配一维光学超晶格方面有着明显的优点.

首先, 自调整算法基于非线性频率转换的物理本质, 而普通算法只考虑抽象的数学模型, 不考虑具体的物理过程, 所以在设计多准位相匹配光学超晶格时需要很大的计算量和很长的计算时间. 自调整算法可以避免盲目搜索, 运算速度快. 此外, 除了多波长二倍频, 自调整算法同样能设计应用于三倍频、

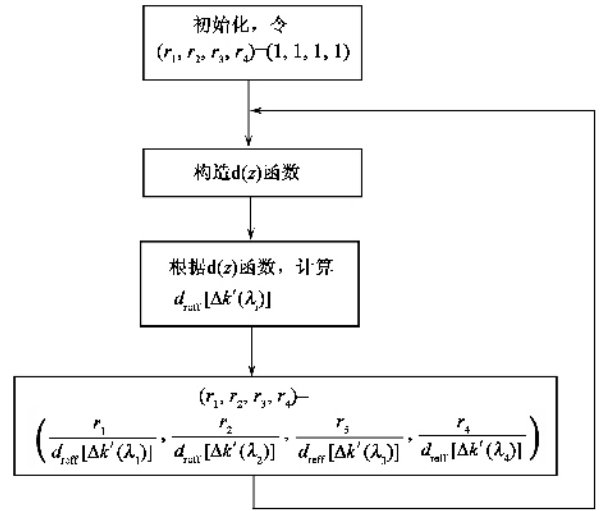


图6 自调整算法流程图

差频、四波混频等多准位相匹配的光学超晶格.

其次, 自调整算法引入了反馈过程, 能有效地避免计算结果陷入局部最优值, 无论是 AOS 还是 NOS, 转换效率都能得到提高.

第三, 自调整算法的结果与参数和初始化条件无关, 应用方便.

总之, 我们提出了一种全新的算法——自调整方法, 用于设计多准位相匹配一维光学超晶格. 无论是设计非周期光学超晶格(AOS), 还是无周期光学超晶格(NOS), 自调整方法都体现出独特的优势, 是一种高效、灵活的算法, 在非线性频率转换领域有着很好的应用前景.

参 考 文 献

- [1] Armstrong J A, Bloembergen N, Ducuing J *et al.* Phys. Rev. , 1962 , 127 :1918
- [2] Shen Y R. The Principles of Nonlinear Optics , New York : Wiley , 1984
- [3] Boyd R W. Nonlinear Optics , Boston : Academic Press , 1992
- [4] 叶佩弦. 非线性光学. 北京: 中国科学技术出版社, 1999[Ye P X. Nonlinear Optics. Beijing: Chinese Science and Technique Press, 1999(in Chinese)]
- [5] Yamada M, Nada N, Saitoh M K *et al.* Appl. Phys. Lett. , 1993 , 62 :435
- [6] Fejer M M, Magel G A, Jundt D H *et al.* IEEE J. Quantum Electron , 1992 , 28 :2631
- [7] PPLN Tutorial , <http://www.gemfirecorp.com> , 1998
- [8] Schiek R, Friedrich L, Fang H. Opt. Lett. , 1999 24 :1610
- [9] Imeshev G, Arbore M A, Fejer M M. J. Opt. Soc. Am. B , 2000 , 17 :1420
- [10] Widiyatmoko M, Imai K, Kourogi M. Opt. Lett. , 1999 24 : 315

- [11] Myers L E , Eckardt R C , Fejer M M . J. Opt. Soc. Am. B , 1995 ,12 :2102
- [12] Byer R L . J. Nonlinear Optical Physics & Materials ,1997 ,6 :549
- [13] Bortz M L , Field S J , Fejer M M *et al.* Trans. on Quantum Electron. ,1994 ,30 :2953
- [14] Rustagi K C , Mehendale S C , Meenakshi S. IEEE J. Quantum Electron. ,1982 ,18 :1029
- [15] Stegeman G I , Hagan D J , Torner L. Opt. Quantum Electron. ,1996 ,28 :1691
- [16] Karlsson H , Laurell F , Cheng L K. Appl. Phys. Lett. ,1999 ,74 :1519
- [17] Zhu S N , Zhu Y Y , Qin Y Q *et al.* Phys. Rev. Lett. ,1997 ,78 :2752
- [18] Zhu S N , Zhu Y Y , Ming N B. Science ,1997 :278 843
- [19] Gu B Y , Dong B Z , Zhang Y *et al.* Appl. Phys. Lett. ,1999 ,75 :2175
- [20] Gu B Y , Zhang Y , Dong B Z. J. Appl. Phys. ,2000 ,87 :7629
- [21] Bortz M L , Fujimura M , Fejer M M. Electron. Lett. ,1994 ,30 :34
- [22] Zeng X L , Chen X F , Wu F *et al.* Opt. Commun. ,2002 ,204 :407
- [23] Gallo K , Assanto G , Stegeman G I. Appl. Phys. Lett. ,1997 ,71 :1020
- [24] Xie W , Chen X F , Chen Y P *et al.* Opt. Commun. ,2005 ,251 :179
- [25] Zhang Y , Gu B Y , Opt. Commun. ,2001 :192 417
- [26] Reid D T. J. Opt. A : Pure and Appl. Opt. ,2003 ,5 :S 97
- [27] Liu H , Zhu Y Y , Zhu S N *et al.* Appl. Phys. Lett. ,2001 ,79 :728
- [28] Liu H , Zhu S N , Zhu Y Y *et al.* Appl. Phys. Lett. ,2002 ,81 :3326
- [29] Liao J , He J L , Liu H *et al.* Appl. Phys. Lett. ,2003 ,82 :3159
- [30] Liao J , Liu H , Du J *et al.* Appl. Phys. Lett. ,2003 ,83 :228
- [31] Chou M H , Parameswaran K R , Fejer M M *et al.* Opt. Lett. ,1999 ,24 :1157
- [32] Mizuuchi K , Yamamoto K , Kato M *et al.* IEEE J. Quantum Electron. ,1994 ,30 :1596
- [33] Liu X , Zhang H , Guo Y *et al.* IEEE J. Quantum Electron. ,2002 ,38 :1225
- [34] Liu Z W , Zhu S N , Zhu Y Y *et al.* Chin. Phys. Lett. ,2001 ,18 :539
- [35] Gao S M , Yang C X , Xiao X S *et al.* Opt. Commun. ,2004 ,233 :205
- [36] Suhara T , Nishihara H. IEEE J. Quantum Electron. ,1990 ,26 :1265
- [37] Asobe M , Tadanaga O , Miyazawa H *et al.* Opt. Lett. ,2003 ,28 :558
- [38] Lee Y W , Fan F C , Huang Y C *et al.* Opt. Lett. ,2002 ,27 :2191
- [39] Bang , Clausen C B , Christiansen P L *et al.* Opt. Lett. ,1999 ,24 :1413
- [40] Chen X F , Wu F , Zeng X L *et al.* Phys. Rev. A ,2004 ,69 :013818
- [41] Lu M , Chen X F , Chen Y P *et al.* Appl. Opt. 2007 ,46 (19) :138