

南京大学

---

硕士学位论文

---

双周期光学超晶格的微结构设计及非线性光学效应的研究

---

姓名：刘照伟

---

申请学位级别：硕士

---

专业：凝聚态物理和光学

---

指导教师：祝世宁

---

2001. 6. 1

## 摘 要

具有人工微结构的光学准位相匹配材料由于具有特殊的光电功能，近年来备受人们的关注。周期结构的光学超晶格已被广泛应用于，激光频率转换，光参量振荡，光学双稳，光开关，光信息处理等非线性光学的不同领域。与此同时，人们对各种复杂结构如准周期、非周期超晶格结构中的光学耦合参量效应及其结构设计也进行了深入的研究。本论文详细介绍了一种新型结构序列光学超晶格—双周期超晶格的设计方案及其在激光变频和其他非线性光学方面的应用研究。主要内容包括以下几个方面：

1. 分析了 LiTaO<sub>3</sub> 晶体的室温极化特性，并对如何优化小周期的极化技术进行了初步的探讨。
2. 系统的研究了双周期超晶格的结构特点及其在准位相匹配耦合参量过程中的应用。详细的介绍了双周期结构应用于三倍频的设计方案，并在此基础上制作了结构参数  $l=6.67\mu\text{m}$ ,  $L=50.08\mu\text{m}$ , 用于对基波光波长为  $1.064\mu\text{m}$  激光实现三倍频的双周期超晶格。
3. 参与研制了一台以双周期超晶格为变频晶体的 LD 泵浦 Nd:YVO<sub>4</sub> 晶体准连续紫外—绿双色激光器。其中 532nm 绿光的输出功率可达 1W, 355 紫外光的输出功率可达 22mW, 稳定度较好。
4. 研究了利用光学超晶格实现三基色激光输出的设计方案。利用两块串连周期超晶格，在 532nm 绿光泵浦条件下，实现 631nm 红光和 460nm 蓝光的同时输出，提出并设计了具有同样功能的双周期超晶格。
5. 设计了能够实现多种谐波同时输出的双周期超晶格。
6. 对双周期超晶格中的双周期孤子进行了初步的探索。

## Abstract

Optical quasi-phase matched (QPM) materials with synthetic microstructure has been paid more attention recently because of its particular photo-electric functions. The periodic optical superlattices have been used in different nonlinear optics fields, such as, optical frequency conversion, OPO, optical bistability and switching, and optical information processing. Recently, the superlattices have also been explored in order to realize the various kinds of coupling optical parametric processes. In this paper, we investigate a novel dual-periodic superlattice, present the engineering details and its applications in nonlinear optical fields. Based on this dual-periodic superlattice, a green and ultraviolet(UV) bicolor laser has been accomplished. The main contents in this paper are described as follows:

1. Studied the poling characteristics of LiTaO<sub>3</sub> crystal at room temperature and optimized the technique for poling small periodic pattern.
2. Systematically studied the structure features of the dual-periodic superlattice and its application in cascaded nonlinear effects. Proposed a scheme to realize an effective frequency tripling in detail, and fabricated an dual-periodic superlattice with structure parameters  $l=6.67\mu\text{m}$ ,  $L=50.08\mu\text{m}$  and achieved the third-harmonic generation (THG) in the superlattice using a 1064nm laser.
3. Accomplished an all solid-state quasi-cw green and UV bicolor laser used the dual-periodic superlattice as the key frequency conversion apparatus. The maximum output power of the green (532nm) is up to 1W, and the UV (355nm) is up to 22 mW.
4. Researched a possible scheme to realize a RGB laser. Red at 671nm and blue at 460 nm were experimental realized in a LiTaO<sub>3</sub> superlattice with

two periodic domain reversal structure in serial as fundamental is 532 nm. A more effective design for the goal using a dual-periodic superlattice is also supplied.

5. Designed a couple of dual-periodic superlattice for various applications, such as multi-wavelength second-harmonic generation (SHG), and multi-harmonic generation simultaneously.
6. Primarily explored the dual-periodic soliton in a dual-periodic superlattice.

## 第一章 前言

自从激光问世以来，非线性光学就一直是科学研究的热点之一，它不仅具有重要的学术意义，而且具有重要的应用价值。光学频率转换及可调谐激光技术是激光及非线性光学领域内的两个重要分支，其目的都是得到不同波长的相干辐射，以适应各种应用的需要。到 80 年代末 90 年代初，在这一领域内有了重大突破，一方面反映在一些新型的非线性光学及激光晶体的成熟及其大量应用，如 KTP 及 KN 晶体的非线性系数很大，而 BBO, LBO, LAP 等可使频率变换的波段延伸到深紫外；另一方面反映在使用这些新型晶体的频率变换技术及全固态可调谐激光技术得到飞速发展，如利用 KTP 晶体的腔内倍频 YAG 激光器，倍频输出功率可达到几十瓦<sup>(1)</sup>，脉冲 YAG 激光的倍频效率可达到 80%，使用 KTP, BBO 及 LBO 的光学参量振荡器调谐范围可由可见光到 4.5 微米，并实现了单纵模运转。当然这些应用都是以 Kleinman 在 1961 年提出的双折射相位匹配理论(BPM)为基础的。

1962 年 Bloembergen 等人<sup>(2)</sup>和 1963 年 Franken and Ward<sup>(3)</sup>分别独立提出准位相匹配(QPM)的概念，即通过晶体的非线性系数的周期性调制来补偿光参量过程中由于折射率色散引起的位相失配。QPM 与 BPM 相比有其独特的优点，它可以将匹配的范围覆盖到材料整个透明波段而无需特殊的角度、温度要求，光波的偏振方向可都沿着晶体的  $z$  轴，可利用非线性系数中较大的对角元素，并且没有走离效应，从而获得较高的频率转换效率。但是由于制备工艺发展的相对滞后，在八十年代以前准位相匹配技术并没有象位相匹配技术那样得到应用。进入八十年代后，虽然小型实用化的近红外半导体激光器的材料制备与器件技术已日臻成熟，但由于材料本身的局限，实用半导体激光器的输出波段主要在近红外区。由于高技术的发展提出了对不同波段实用化激光器的需求，其中用于信息存储的紫外、近紫外光，用于水下通讯的海军蓝光，用于光纤通讯的 1.3-1.6 $\mu\text{m}$  的近红外光，以及用于大气和环境监测的中远红外光，仅靠现有的激光器不能覆盖。利用非线性光学晶体的非线性效应展宽现有激光器所覆盖的频段，已成为物理界、光学界、材料界与技术界都非常关注的问题。这些原

因刺激了人们对畴调制结构介电超晶格的研究。在材料制备方面，除了完善原有的 Czochralski 生长工艺外<sup>(4,5)</sup>，又发展了激光基座法<sup>(6)</sup>、电子束扫描<sup>(7)</sup>、和杂质离子扩散<sup>(8,9)</sup>等制备铁电微米超晶格的新技术，先后在块状和波导 LN、LT 和 KTP 中实现了高效的 QPM 倍频、和频以及光参量振荡。利用微结构优化材料性能，获得均匀材料所不具备的新效应受到普遍关注。1993 年，Yamada 等人首次利用脉冲电场极化技术制备了厚 0.2mm 的周期 LN 超晶格材料<sup>(10)</sup>。与别的极化方法相比，这种方法的极化图案是预先做在光刻版上的，图案的周期能够精确的控制，通过施加高电压脉冲可在晶体中得到比较理想的畴结构。近几年来，室温极化技术又有了新的突破，2000 年 Hatanaka 等人实现了厚度不小于 2mm 的理想配比 LN 光学超晶格<sup>(11)</sup>；Shur 还利用极化的回转效应，通过对极化电压图形的控制获得了具有纳米量级的 LN 超晶格<sup>(12)</sup>；超晶格的结构也从一维扩展到了二维，英国南安普顿大学的 Broderick 等人首先报道了他们实验组制备的六角点阵二维 LN 超晶格，并观察到了更加丰富多彩的非线性光学效应<sup>(13)</sup>。室温极化技术已成为超晶格制备方法中发展的最成熟、应用最广泛的技术。

迄今为止，具有不同周期结构的介电体光学超晶格，如 PPLN、PPKTP 和 PPLT 等，不仅已经广泛的应用于不同波段的倍频(SHG)<sup>(14,15,16)</sup>、和频(SFG)<sup>(17)</sup>和参量振荡器(OPO)等各种激光器件当中<sup>(18)</sup>，而且在光压缩<sup>(19)</sup>、光储存、光学孤子<sup>(20,21)</sup>等新兴领域也得到了大量的应用，开辟了崭新的研究方向。与此同时，各种复杂结构的光学超晶格，诸如准周期的 Fibonacci 结构<sup>(22,23,24,25)</sup>、Thue-Morse 结构<sup>(26)</sup>、Intergrowth 结构<sup>(27)</sup>，以及非周期结构<sup>(28)</sup>也被进行了深入的研究。本实验室从 1990 年开始对各种非周期光学超晶格的研究，将准位相匹配技术推广到耦合参量过程，并于 1996 年利用 Fibonacci 结构的超晶格实现了转换效率为 23% 的绿光三倍频。由于正空间与倒空间的对应关系，复杂结构材料的非线性光学特性也表现出多样性，因此，他们大多被应用到多波长的倍频和参量耦合器件当中。

由于各种不同应用的需求，人们希望能通过对介电超晶格结构的不同设计实现不同的光学参量输出，这样，在最近几年一种被称为 Superlattice Engineering 的分支学科被逐渐建立和发展起来。在这样的背景下，本论文主要工作集中在一种新型的双周期超晶格的结构设计及其在非线性光学领域中的

应用。文中详细的介绍了双周期超晶格的结构特点和针对三倍频器件的设计方案，并利用双周期的 LT 超晶格制作了一台能够同时输出倍频和三倍频的紫外-绿双色激光器的原型器件。本文还提出了若干种利用光学超晶格实现三基色激光输出的设计方案，对双周期超晶格结构中可能出现的空间光孤子及其特征也进行了初步探讨。本文共分为六章。第二章介绍了介电超晶格的制备方法。第三章介绍了双周期超晶格的结构设计方法以及用这种超晶格作为主要变频器件的紫外-绿双色激光器研制。在第四章中对双周期超晶格在其他耦合参量过程中的应用进行了简单的介绍。第五章中探讨了一种双周期超晶格中的空间孤子。最后是本论文一些主要结论。

## 参 考 文 献

1. T. S. Fahen et al., CLEO'84, Thg, Anaheim, Ca., U. S. A., June 1984.
2. J. A. Armstreng, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan, *Phys. Rev.* **127**, 1918 (1962).
3. P. A. franken and J. F. Ward, *Rev. Mod. Phys.* **35**, 23 (1963).
4. N. B. Ming, J. f. Hong, and D. Feng, *J. Mater. Sci.* **17**, 1663 (1982).
5. Y. L. Lu, L. Mao, and N. B. Ming, *Opt. Lett.* **19**, 1037 (1994).
6. G. A. Magel, M. M. Fejer, and R. L. Byer, *Appl. Phys. Lett.* **56**, 108 (1990).
7. H. Ito, C. Takyu, and H. Inaba, *Electron. Lett.* **27**, 1221 (1991).
8. J. Webjorn, F. Laurell, and G.arvidsson, *J. Lightwave Tech.* **7**, 1597 (1989).
9. E. J. Lim, M. M. Fejer, and R. L. Byer, *Electron. Lett.* **25**, 174 (1989).
10. M. Yamada, N. Nada, etal., *Appl. Phys. Lett.* **62**, 435 (1993).
11. T.Hatanaka, K.Nakamura, T.Taniuchi, H.Ito, Y.Furukawa, K.Kitamura, *Opt. Lett.* **25**, 651 (2000).
12. V. Ya. Shur, E. L. Rumyantsev, E. V. Nikolaeva, E. L. Shishkin, D. V. Fursov, R. G. Batchko, L. A. Eyres, M. M. Fefer, and R. L. Byer, *Appl. Phys. Lett.* **76** 143 (2000).
13. N.G.R.Broderick, G.W.Ross, H.L.Offerhaus, D.J.Richardson, and D.C.Hanna, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 4345 (2000).
14. M. Yamada, N. Nada, M. Saitoh, and K. Watanabe, *Appl. Phys. Lett.* **62**, 435 (1993).
15. R. G. Batchko, Martin M. Fejer, Robert L. Byer, Dirk Woll, Richard Wallenstein, Vladimir Y. Shur and Levent Erman, *Opt. Lett.* **24**, 1293 (1999).
16. Fujimura M, Suhara T, Nishihara H, *B Mater. Sci.* **22**, 413 (199)
17. Koch K, Moore GT, "Singly resonant cavity-enhanced frequency tripling," *J. Opt. Soc. Am. B* **16**, 448 (1999).
18. L. E. Myers, R. C. Eckardt, M. M. Fejer, R. L. Byer, W. R. Bosenberg, and J. W. Pierce, *J. Opt. Soc. Am. B* **12**, 2102 (1995).

19. M. A. Arbore, O. Marco, and M. M. Fejer, *Opt. Lett.* **22**, 865 (1997).
20. Carl Balslev Clausen, Ole Bang and Yuri S. Kivshar, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4749 (1997)
21. Carl Balslev Clausen, Yuri S. Kivshar, Ole Bang, and Peter L. Christiansen, *Phys. Rev. Lett* **83**, 4740 (1999).
22. S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, and N. B. Ming, *Science.* **278**, 843 (1997).
23. S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, Y. Q. Qin, H. F. Wang, C. Z. Ge and N. B. Ming, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 2752 (1997).
24. Keren Fradkin-Kashi and Ady Arie, *IEEE J. Quantum Electron.* **35**, 1649 (1999).
25. Y. B. Chen, C. Zhang, Y. Y. Zhu, S. N. Zhu, H. T. Wang, N. B. Ming, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 577 (2001).
26. Xianjie Liu, Zhenlin Wang, Jun Wu, and Naiben Ming, *Chin. Phys. Lett.* **15**, 426 (1998).
27. Xianjie Liu, Zhenlin Wang, Xiaoshu Jiang, Jun Wu, and Naiben Ming, *J. Phys. D:Appl. Phys.* **31**, 2502 (1998).
28. Ben-Yuan Gu, Bi-Zhen Dong, Yan Zhang, and Guo-Zhen Yang, *Appl. Phys. Lett.* **75**, 2175 (1999).

## 第二章 介电超晶格的室温极化制备工艺

制备介电超晶格的方法主要有 Czochralshi 生长法，激光基座法，电子束扫描法，室温外电场极化法，杂质离子扩散等方法。由于室温极化方法的设备、原理比较简单，还可以通过光刻来控制最终的极化图形，近年来得到了广泛的应用。利用这种方法制备 LT、LN 以及 KTP 的工艺也得到了长足的发展，逐渐成为介电超晶格制备的主要方法。

### 2.1 脉冲室温极化方法

众所周知，非线性的光学介电材料在外场的诱导下会实现畴结构的反转，下图是室温极化工艺的设备简图<sup>(1)</sup>。

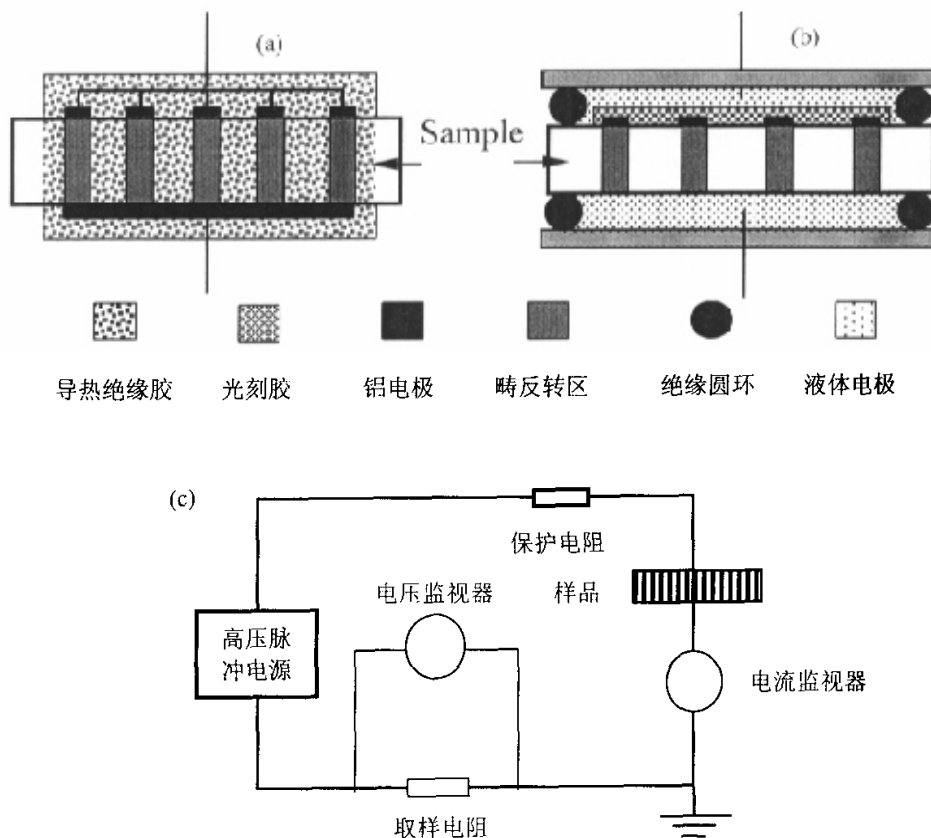


图 2-1 (a) 固体电极样品 (b) 液体电极样品 (c) 室温极化装置示意图

图 2-1 是我们对 LN、LT 进行室温极化的设备及样品处理示意图。高压脉冲电源提供高压的脉冲电场，其脉宽一般在  $10\mu\text{s}\sim 2\text{s}$  之间调节。保护电阻一般在  $20\text{M}\Omega$  左右，取样电阻一般在  $10\text{K}\Omega$  左右，通过电压和电流监视器可以推算出极化过程中的电荷转移情况<sup>(2,3,4)</sup>。

被极化的 LN、LT 样品必须进行预处理。晶片的厚度一般在  $0.2\sim 0.8\text{mm}$ ， $z$  切，经过标准工艺抛光清洗。利用固体电极极化时， $\pm C$  面的极化区上均镀上一层铝电极，电极厚度在  $200\sim 500\text{nm}$ 。根据不同的超晶格结构在  $+C$  面光刻、腐蚀出所需要的图案。用导电银胶引出正负两极的导线后，再用导热绝缘胶封好，导热绝缘胶的耐高压性能要好，一般每毫米能承受几万伏的高压，极化时样品放在高压油中以防漏电。过去我们一直用这种方法进行极化，但是焊接引出导线、封装和去除导热绝缘胶比较耗时，而且长时间固化的绝缘胶会对晶片有挟持作用。我们可以用 PVDF 薄膜来代替导热绝缘胶。这种薄膜制作简单，把 PVDF 颗粒溶于二甲基甲酰胺(DMF)中，再将溶液倒在水平的样品上，等溶液挥发后即可。与导热绝缘胶相比，这种薄膜的绝缘性能良好，而且具有弹性，极化完毕后很容易用清水浸泡去除。

利用液体电极进行极化的预处理相对简单，并且电极接触更均匀，所以现在多采用这种方式极化。晶片用两个绝缘的圆环和夹具夹紧，在中间灌入导电的液体作为电极，一般可以是具有一定浓度的 NaCl 或者 LiCl 溶液。

极化时，脉冲电源的正极接样品  $+C$  面电极，样品的  $-C$  面电极接地。完全极化可以采用一个单脉冲一次性完成，也可以用若干个短脉冲分几次完成。当所加电场超过样品的矫顽场时，样品中的电畴开始反转，在极化电路中出现极化电流。极化电流的大小可以通过电流监视器获得，也可以由电路中的电压监视器和取样电阻的大小算出  $i=V/R_0$ 。一次典型的极化电流的波形如图 2-2 所示。

极化电流的出现实质上是电源为样品提供了和原有屏蔽电荷相中和并建立反向极化所需要的电荷。提供电荷的总量为

$$Q = \int i dt = 2P_s A \quad (2.1)$$

其中  $P_s$  是自发极化，对于 LN 和 LT， $P_s$  分别为  $0.70\text{C}/\text{m}^2$ ， $48\sim 52\text{C}/\text{m}^2$ ， $A$  是畴反转区的面积。根据上面的公式，我们可以通过选择合适的极化电流及其相应的脉冲宽度，控制极化电荷的总量，从而有效的控制样品的畴反转区的面积。

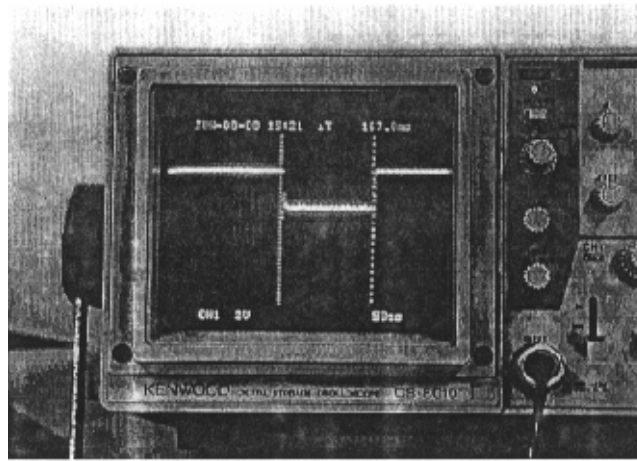


图 2-2 示波器显示的一次极化电流的波形

## 2.2 LT 晶体的畴反转特性及电极图形的设计

许多文献已报道了 LT 的室温极化畴反转特性<sup>(2,6)</sup>，其开关过程可分为反向畴的成核和生长两个主要阶段。反向畴的生长主要是依靠畴壁的扩展，而这种扩展也是通过畴壁上不断成核实现的。下图是畴成核、生长过程的示意图<sup>(5)</sup>：

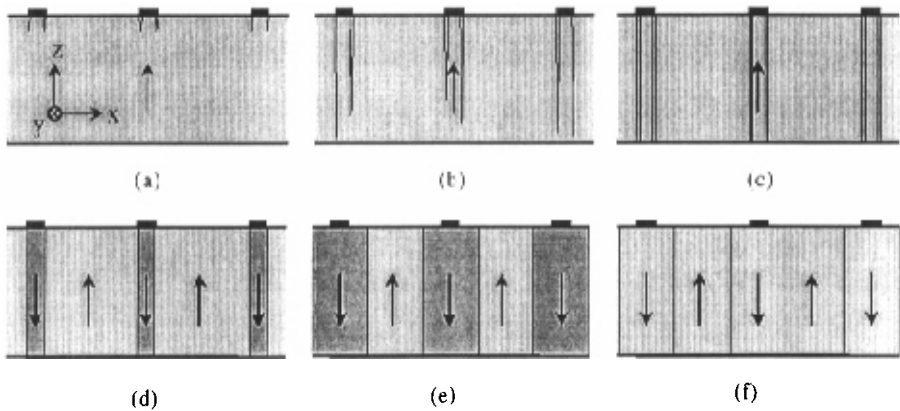


图 2-3 周期介电超晶格极化过程的六个阶段

畴反转的第一个阶段就是成核。由于电极边沿具有较高的极化电场分布，成核往往是从这个地方开始，当然极化电场必须高于矫顽场，才会实现成核生

长，而且和电极的不同材料、均匀性以及表面的附着情况有关。单个反向畴的构型总是近似呈三角形，三角形的边沿着 LT 晶体的 x 轴方向，所以畴壁的扩展总是沿着 y 轴方向，见图 2-4。因此，在电极边缘首先形成劈状反向畴，劈尖状的畴壁的传播就导致了畴的生长变大。畴壁沿纵向和横向的传播速度之比大概在  $10^2 \sim 10^3$  之间，这就导致反向畴快速纵向生长，很快到达 -C 端，形成象图 2-3 (c) 中所示的结构。接下来主要是纵向生长，根据极化电源提供的电荷，扩展到相应的宽度，最后得到我们所要求的超晶格结构。

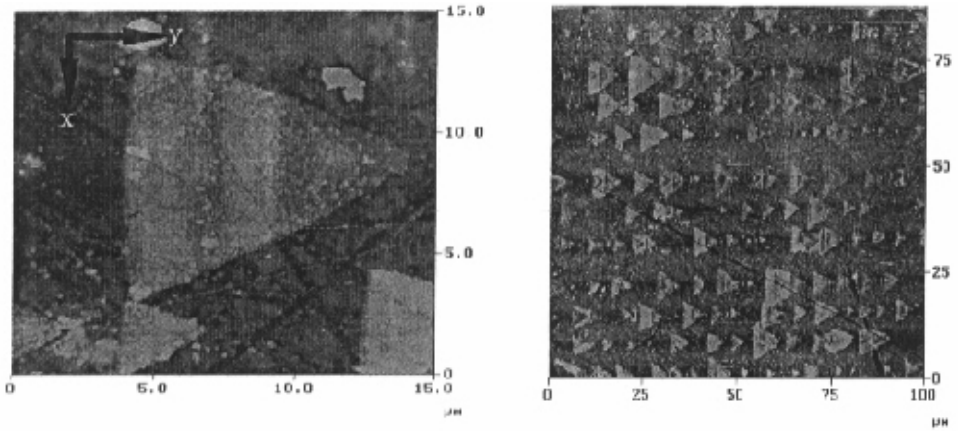


图 2-4 畴壁扩展过程中的 AFM 相片

在图 2-3 中我们看到，电极的宽度和最终的畴反转区是有差别的，这就要求我们必须找到它们之间的关系，针对不同的结构尺寸的超晶格设计不同的电极。当超晶格周期比较小时(小于  $10\mu\text{m}$ )，我们可近似的认为畴壁在电极正下方和不在电极正下方的扩展速度是相等的，这样设计电极的宽度大概是要求反转区宽度的  $1/2$ 。当超晶格的周期到达  $20\mu\text{m}$  或者更大时，考虑到畴壁不在电极正下方的扩展速度要小一点，可适当选择电极宽度大约是反转区宽度的  $2/3 \sim 3/4$ 。在我们制备的双周期超晶格中，最小反转的单畴宽度约为  $3.38\mu\text{m}$ ，实际设计的电极宽度为  $1.5\mu\text{m}$  和  $2\mu\text{m}$  两种。实验结果表明，前者的实际反转区跟要求的占空比更为相近，说明我们这种设计电极的方法基本可行。

### 2.3 室温极化技术的改进和发展

随着人们对介电超晶格器件特性要求的提高，室温极化技术必须逐步解决如下的两个问题：一是如何实现小周期（亚微米甚至纳米量级）介电超晶格的极化，二是如何提高极化样品的厚度。

利用上面提到过的室温极化设备，我们可以制备最小周期为几个微米到几十个微米的介电超晶格，周期为  $10\mu\text{m}$  以上的超晶格制备已经比较完善，极化后样品的图形均匀清晰，当周期逐渐变小时，-C 面的条纹开始变得不太平整，出现三角形的阵列，如图 2-5 所示。图中的双周期超晶格的最小周期参数为  $6.76\mu\text{m}$ ，极化过的样品除去表面的绝缘胶后，再用 NaOH 溶液腐蚀掉表面的铝电极，最后放在硝酸和氢氟酸中腐蚀 10 个小时左右，或者放在浓氢氟酸中腐蚀 5~20 分钟。由于正负畴区在酸中的腐蚀速度不一样，腐蚀后样品的正负畴区的高低就不同，我们可以通过这种方法来检验超晶格的极化反转情况。

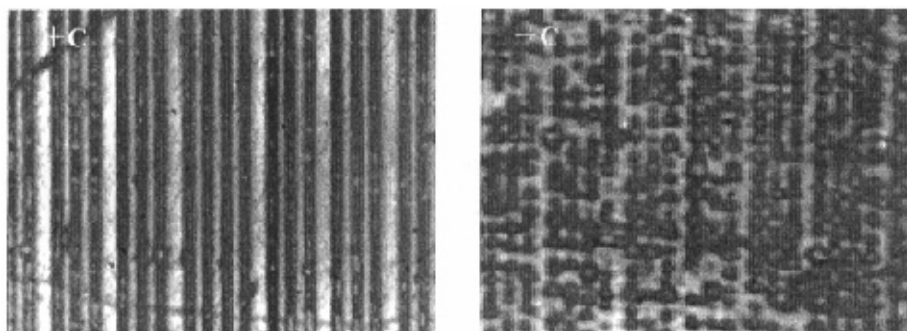


图 2-5 双周期超晶格的光学腐蚀显微照片 (a) +C 面；(b) -C 面

美国 Stanford 大学的 Edward L. Ginzton 实验室在 1995-1996 年的年度报告中给出了他们所极化的周期为  $7.5\mu\text{m}$  的 LT 超晶格，同我们的实验结果十分相似。同样是样品的 +C 面条纹清晰，-C 面出现三角形的阵列<sup>(6)</sup>。当周期小到  $1.75\mu\text{m}$  时，就连 +C 面附近的极化也非常的不均匀了。因此，通过这种方法进行更小周期的超晶格极化已经不太实际。但在随后的几年中，他们相继报道了成功极化的周期为  $1\sim 2\mu\text{m}$ ，甚至是亚微米的介电超晶格。我们来看看他们是怎么样来实现亚微米超晶格极化的。

一种调制的极化脉冲图形被用来代替原来的矩形脉冲实现所谓的反向退极化(backswitched poling)<sup>(7)</sup>。反向退极化的典型电压脉冲波形如图 2-6 所示。整个电压输出波形中的电压可以分为“高压区”、“低压区”、和“稳定区”三个部分。在“高压区”实现由单畴开始的极化反转，“低压区”实现已经极化的反向畴的退极化回返。整个的极化过程通过调节图中的 $\Delta t_{sp}$ 、 $\Delta E$ 以及“低压区”的时间来完成。其实这样的退极化过程我们在矩形脉冲的极化中早就发现过，但大都认为是负面的影响加以控制。

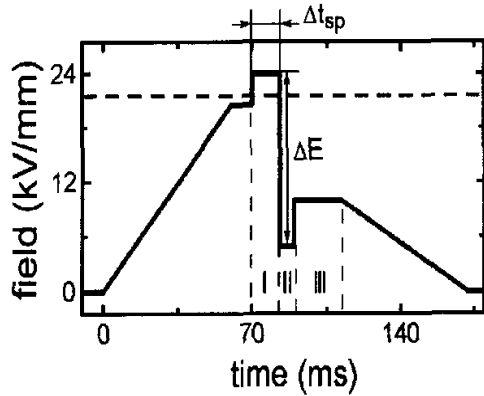


图 2-6 脉冲电源的电压输出波形

图 2-6 显示了用这种波形进行极化的不同阶段的示意图，白色箭头代表畴壁的运动方向。整个极化过程开始于沿 +C 面电极边缘上的成核[图 2-7(a)], 这些核迅速生长形成了平面的畴壁，畴壁先向外扩展，当到达“低压区”时向相反的方向运动，导致精细畴结构的出现。这种精细的畴结构可以通过对极化电压波形参数的调节有所不同，图 2-8、图 2-9、和图 2-10 是他们提供的利用这种方法对 LN 进行极化的部分实验结果。

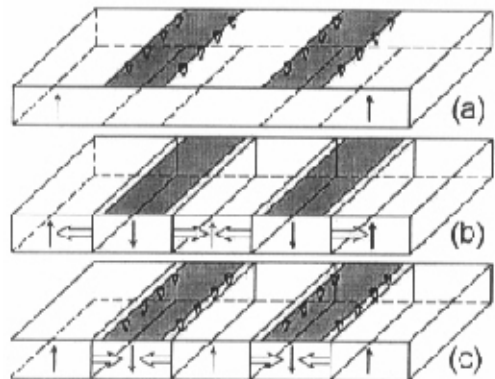


图 2-7 反向退极化的示意图

从图中我们可以看出，当畴结构为亚微米时，还能够形成比较好的周期条纹，当小到纳米量级时条纹的规律性明显降低，畴的边界也变得很粗糙。因为 LN 晶体的畴界是由许多小的六边型畴壁生长而成的，所以要制作周期性很好的纳米量级的一维 LN 超晶格是非常困难的。我们猜测，把极化电极设计成小六

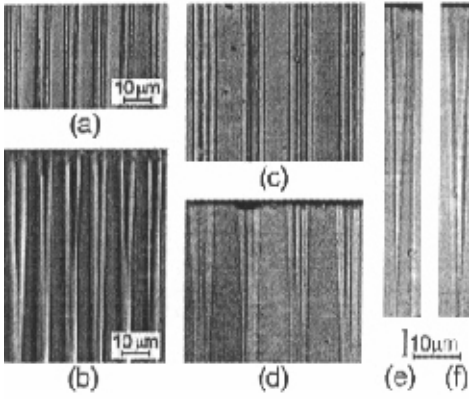


图 2-8 反向退极化后畴结构频率的增加 (a) 和 (b) “frequency doubling”, (c) 和 (d) “frequency tripling”, (e) “erasing”, (f) “splitting”, (a)、(c)+C 面, 其他为 Y 面。

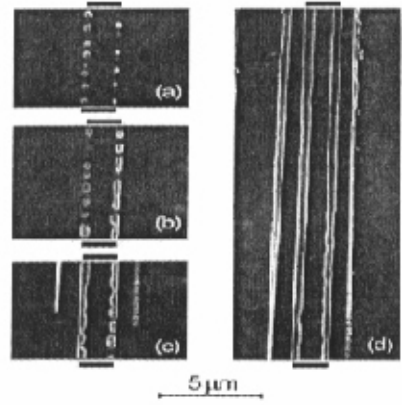


图 2-9 +C 表面的 SEM 说明了沿电极边缘的周期畴结构条纹的形成过程。

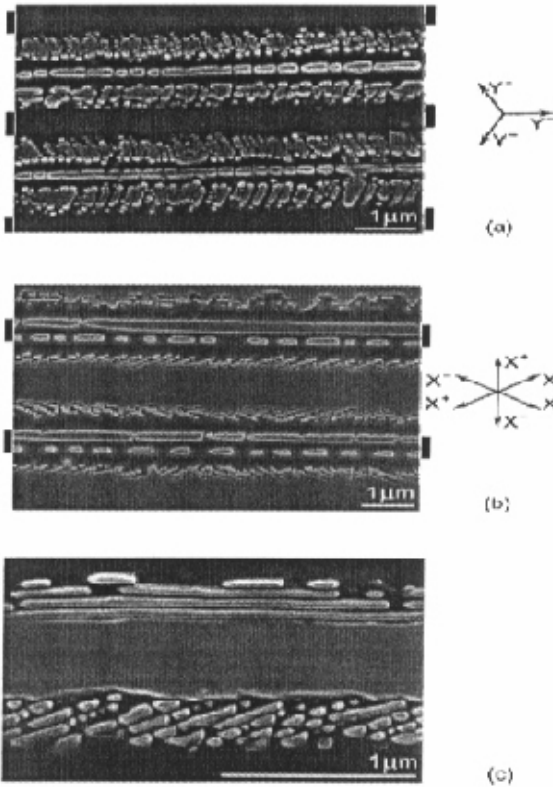


图 2-10 沿不同轴向纳米畴结构的 SEM 相片。它们由于受晶体对称性的限制只会沿某些固定的方向。

边形按一定的点阵方式排列，并且六边形的方向和 LN 的对称性相对应，这样的两维纳米量级超晶格的制备或许比一维的更容易实现。同样对 LT 晶体，可以把电极设计成小三角形，其底边沿 x 轴方向。

实现纳米畴结构反转的另一可行方法是利用 SFM 的针尖进行极化<sup>(8,9,10)</sup>，这是最近几年才发展起来的一种畴反转工艺，在此不再阐述。

从图 2-8 的 Y 面我们看到，这种小周期的畴结构的极化厚度有很大的限制，这也是脉冲电场极化这种畴加工工艺所面临的一个重要问题。通常情况下，周期为几个微米的 LN、LT 超晶格的厚度一般在 0.5mm，而由于较小的矫顽场，KTP 超晶格的厚度则可以做到 2mm。最近，日本的 Ito, Kitamura 等人报道了他们制备 2mm 厚度 LN 超晶格的实验结果<sup>(11)</sup>，实验中的 LN 晶体经过特殊处理，使其具有相同的化学配比，这样就可以降低晶体的矫顽场，从而实现更厚的超晶格极化。

通过上面的介绍，我们知道为了提高介电超晶格的精度和厚度，调整极化电压的波形和研制介电材料适当的化学成份以降低矫顽场是两个切实可行的有效方法，但这两个方面又是相互影响相互制约的。

## 参 考 文 献

1. S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, Y. Q. Lu, N. B. Ming, *Phase Transitions*. **72**, 239 (2000).
2. Doctor dissertation of Shining Zhu. Department of Physics, Nanjing University. June 1996.
3. Doctor dissertation of Yiqiang Qin. Department of Physics, Nanjing University. June 1998.
4. S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, H. F. Wang et al., *J. Appl. Phys.* **77**, 5481 (1995).
5. Doctor dissertation of Gregory David Miller. Department of Electrical Engineering of Stanford University. July 1998.
6. Annual Report August 1995-1996, Center for Nonlinear Optical Materials, Stanford University.
7. V. Ya. Shur, E. L. Rumyantsev, E. V. Nikolaeva, E. L. Shishkin, D. V. Fursov, R. G. Batchko, L. A. Eyres, M. M. Fefer, and R. L. Byer, *Appl. Phys. Lett.* **76**, 143 (2000).
8. Lukas M Eng, *Nanotechnology*. **10**, 405 (1999).
9. L. M. Eng, M. Abplanalp, P. Gunter, *Appl. Phys. A*. **66**, S679 (1998).
10. L. M. Eng, H. -J. Guntherodt, G. A. Schneider, U. Kopke, and J. Munoz Saldana, *Appl. Phys. Lett.* **74**, 233 (1999).
11. T. Hatanaka, K. Nakamura, T. Taniuchi, H. Ito, Y. Furukawa, K. Kitamura *Opt. Lett.* **25**, 651 (2000)

### 第三章 双周期超晶格的结构设计及其在三倍频中的应用

早在 1962 年发展的准位相匹配 (QPM) 理论为介电超晶格在非线性光学领域的应用奠定了基础。由于一段时间内超晶格制备技术发展的相对滞后, 使得超晶格的研究受到限制。直到 90 年代, 随着超晶格加工工艺的不断提高, 尤其是室温极化技术的突破, 介电超晶格得到了迅速的发展, 并在非线性光学领域开创了新的研究热点。

人们在对各种不同晶体材料, 如 LN<sup>(1,2,3,4,5,6)</sup>、LT<sup>(7,8,9,10,11)</sup>、KTP<sup>(12)</sup>, 不同大小周期的超晶格进行广泛研究的同时, 也十分关注对结构更为复杂的超晶格的研究<sup>(10,11,13,14,15)</sup>, 包括准周期、非周期的结构, 因为与周期结构相比这些结构能提供更多的倒格矢, 这些倒格矢可被设计用来参与不同的准位相匹配过程, 导致不同的参量过程出现级联, 直接产生高次谐波。

本章着重介绍双周期超晶格的结构特点及其在三倍频中的应用。

#### 3.1 双周期超晶格

双周期结构是介于周期和准周期之间的一种结构, 顾名思义该结构受到两种周期的调制。我们定义这两种调制的周期分别为  $l$ 、 $L$ , 不妨令  $l < L$ , 双周期结构就是用  $L$  为周期对周期为  $l$  的结构进行调制所得到的<sup>(16,17)</sup>。如果两个周期结构的傅立叶展开分别为:

$$\begin{aligned} f_1(x) &= \sum_{m=-\infty}^{\infty} g_m e^{-iG_m x} \\ f_2(x) &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} g_n e^{-iG_n x} \end{aligned} \quad (3.1)$$

那么双周期结构就可以表示成为

$$f(x) = f_1(x)f_2(x) = \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} g_m g_n e^{-i(G_m+G_n)x} = \sum_{m,n=-\infty}^{\infty} g_{mn} e^{-iG_{m,n}x} \quad (3.2)$$

其中的  $G_{m,n} = G_m + G_n$ ,  $g_{m,n} = g_m g_n$ , 双周期结构的倒格矢可表示为

$$G_{m,n} = G_m + G_n = mG_l + nG_L \quad (3.3)$$

其中的  $G_l = 2\pi/l$ ,  $G_L = 2\pi/L$ , 分别是这两个周期的一阶倒格矢。3-1 图是通过两次周期调制形成双周期结构的示意图。

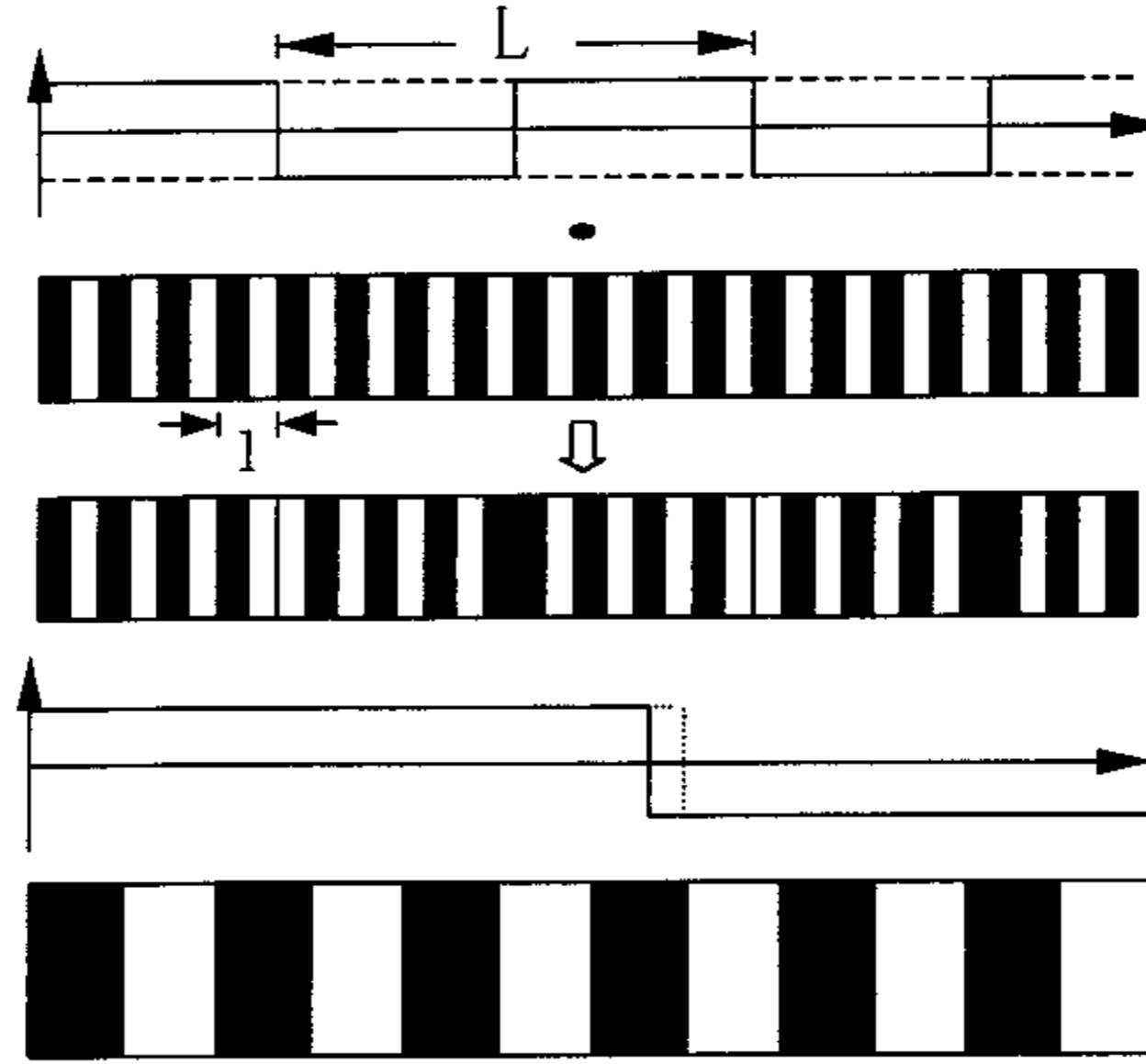


图 3-1 通过两次周期调制形成的双周期结构

### 3.2 利用双周期超晶格实现高效三倍频输出

要实现三倍频的有效输出必须满足倍频  $\omega + \omega \rightarrow 2\omega$  和和频  $\omega + 2\omega \rightarrow 3\omega$  这两个过程中的位相匹配条件。通常情况下，可以通过两块串连双折射晶体的位相匹配或者两块串连的周期超晶格的准位相匹配实现，在这两种情况下，倍频与和频的位相匹配是分别在两块晶体或者两块超晶格中各自完成的。这一技术路线常常被称之为“二步法”。由于二步法光路复杂，自然能否通过一块晶体获得高效三倍频引起人们的重视，这种“一步法”的技术路线要求在一块变频晶体内部能同时实现倍频与和频两个过程的位相匹配。图 3-2 给出了这两种方法实现三倍频的原理图。由于要求一块超晶格同时提供能参与倍频与和频准位相匹配的两个倒格矢，这样的结构必须经过特定的设计。下面将介绍如何利用双周期结构设计实现能对任意基波波长三倍频的光学超晶格。

如果忽略不参与位相匹配的傅立叶分量，光在超晶格结构中传播的非线性三波耦合方程可表示为

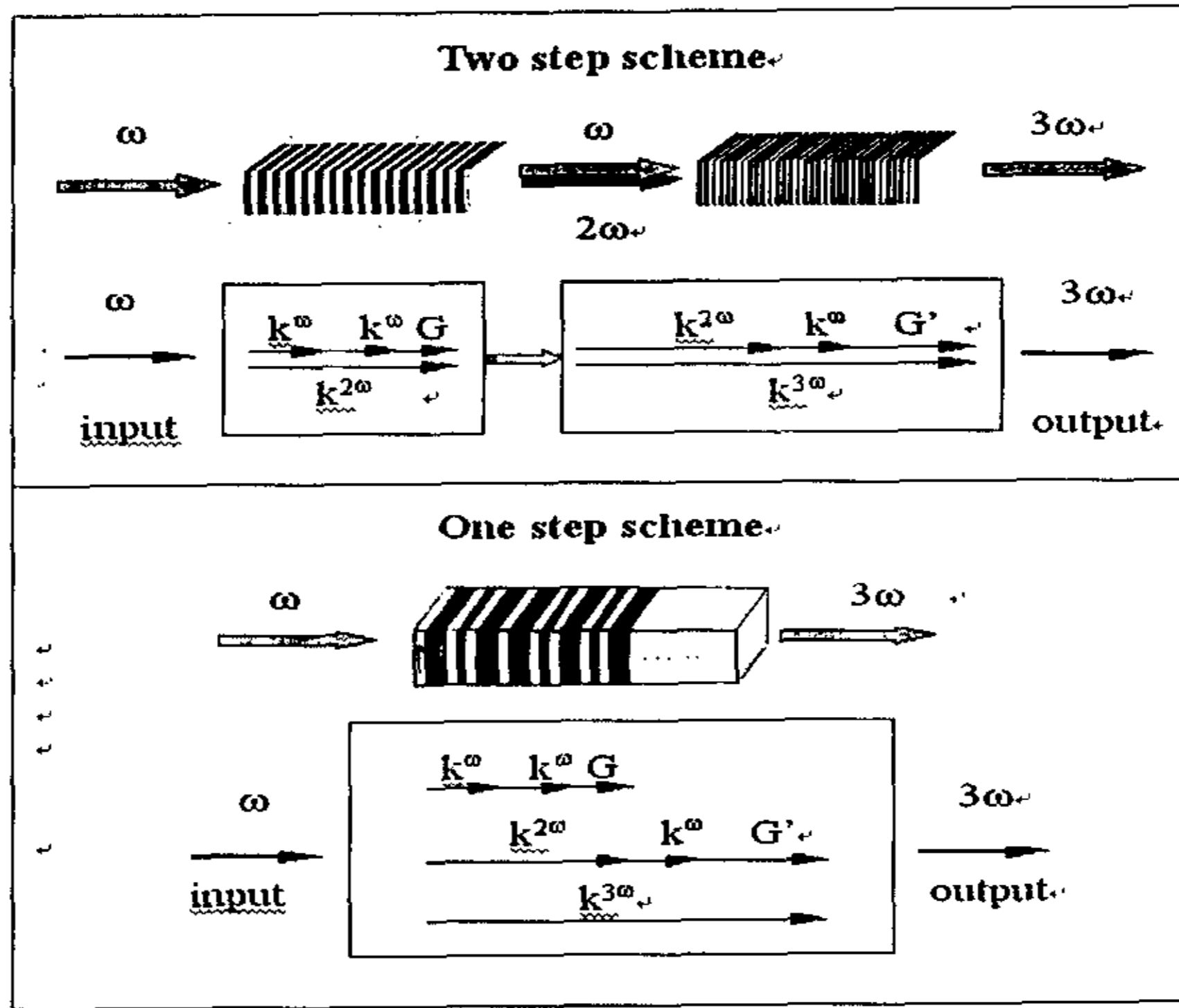


图 3-2 实现有效三倍频输出的两种方法

$$\begin{cases} \frac{dA_1}{dx} = i\kappa_2 A_3 A_2^* e^{-i\Delta k_2 x} - i\kappa_1 A_2 A_1^* e^{-i\Delta k_1 x} \\ \frac{dA_2}{dx} = -i\kappa_2 A_3 A_1^* e^{-i\Delta k_2 x} - \frac{i}{2}\kappa_1 A_1^2 e^{i\Delta k_1 x} \\ \frac{dA_3}{dx} = -i\kappa_2 A_1 A_2 e^{i\Delta k_2 x} \end{cases} \quad (3.4)$$

其中

$$\Delta k_1 = \frac{4\pi}{\lambda}(n_2 - n_1) = k^{2\omega} - 2k^\omega - G_{m,n}$$

$$\Delta k_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(3n_3 - 2n_2 - n_1) = k^{3\omega} - k^{2\omega} - k^\omega - G_{m',n'}$$

$$\kappa_1 = \frac{d_{m,n}}{c} \sqrt{\frac{\omega_2 \omega_1^2}{n_2 n_1^2}}$$

$$\kappa_2 = \frac{d_{m',n'}}{c} \sqrt{\frac{\omega_3 \omega_2 \omega_1}{n_3 n_2 n_1}}$$

$\omega_i$  和  $n_i$  分别是  $i$  次谐波的频率和折射率， $G_{m,n}$  和  $G_{m',n'}$  是超晶格结构中的两个倒

格矢，分别可用来补偿倍频和和频中的波矢失配。因此在两阶非线性介质中通过耦合效应产生三倍频的准位相匹配条件是

$$\Delta k_1 = k_2 - 2k_1 - G_{m,n} = 0 \quad (3.5)$$

$$\Delta k_2 = k_3 - k_2 - k_1 - G_{m',n'} = 0 \quad (3.6)$$

从上述方程我们可以获得双周期结构的倒格矢与波矢失配的关系为

$$\begin{cases} G_{m,n} = mG_l + nG_L = \Delta k_1 = \frac{4\pi}{\lambda}(n_2 - n_1) = \frac{2\pi m}{l} + \frac{2\pi n}{L} \\ G_{m',n'} = m'G_l + n'G_L = \Delta k_2 = \frac{2\pi}{\lambda}(3n_3 - 2n_2 - n_1) = \frac{2\pi m'}{l} + \frac{2\pi n'}{L} \end{cases} \quad (3.7)$$

$\lambda$  是入射基波的波长，如果我们知道折射率，选择合适的倒格矢阶数，就可以用 3.7 式算出所需要的双周期结构的主要结构参数。

取基波波长  $\lambda = 1.064\mu\text{m}$ ，选择不同的  $m, n, m',$  and  $n'$ ，根据文献 18 中的折射率公式，选择匹配温度为  $50^\circ\text{C}$ ，我们可以构造如下的四种双周期 LT 超晶格。(a)  $m=1, n=-1, m'=3, n'=1, l=6.77\mu\text{m}, L=50.86\mu\text{m}$ . (b)  $m=1, n=-1, m'=3, n'=-1, l=5.67\mu\text{m}, L=25.42\mu\text{m}$ . (c)  $m=1, n=-3, m'=3, n'=-1, l=6.34\mu\text{m}, L=101.67\mu\text{m}$ . (d)  $m=1, n=-3, m'=3, n'=1, l=6.58\mu\text{m}, L=127.08\mu\text{m}$ 。图 3-3(a)~(d)分别给出了这四种双周期超晶格的傅立叶谱，对应于每一种结构，用来参与准位相匹配的两个倒格矢都在图中做了标记。

从图 3-3 中我们可以看出，双周期结构的傅立叶谱同周期结构的非常相似，它实际上是两个周期结构傅立叶谱的卷积，而我们用来标定双周期结构倒格矢的两个参数正是把这两个周期结构倒格矢进行线性组合的系数。但由于  $L$  同  $l$  之比往往是非公度的，为了避免很小畴块的出现，我们往往采取图 3-1 中的方法，把第二次调制周期的边界移到最邻近的第一次调制周期的边界。

上面我们是在倒空间中讨论了双周期超晶格设计，下面我们回到实空间来分析双周期结构中如何通过耦合参量过程来实现三倍频输出的。

众所周知，在均匀的单畴 LT 晶体中是不能实现高效三倍频输出的，因为基波、倍频波和三倍频波的波速不同，它们之间的位相关系随空间的传输距离在匹配和完全失配之间变化，因而倍频和三倍频的转换效率非常低，图 3-4 是单畴 LT 晶体中倍频和三倍频的转换效率。我们知道，周期的超晶格可以补偿两波

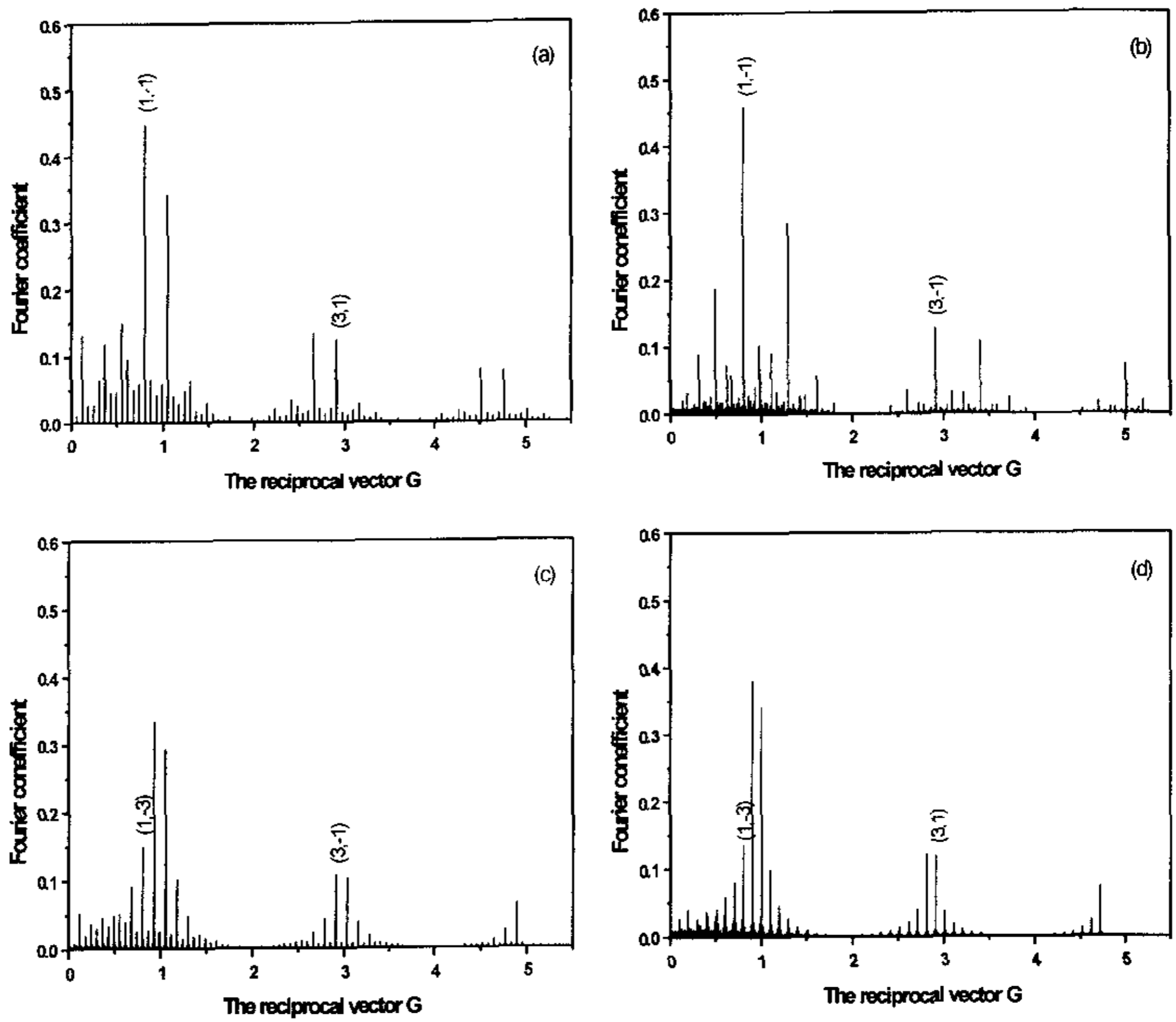


图 3-3 四种不同结构参数双周期结构的傅立叶谱

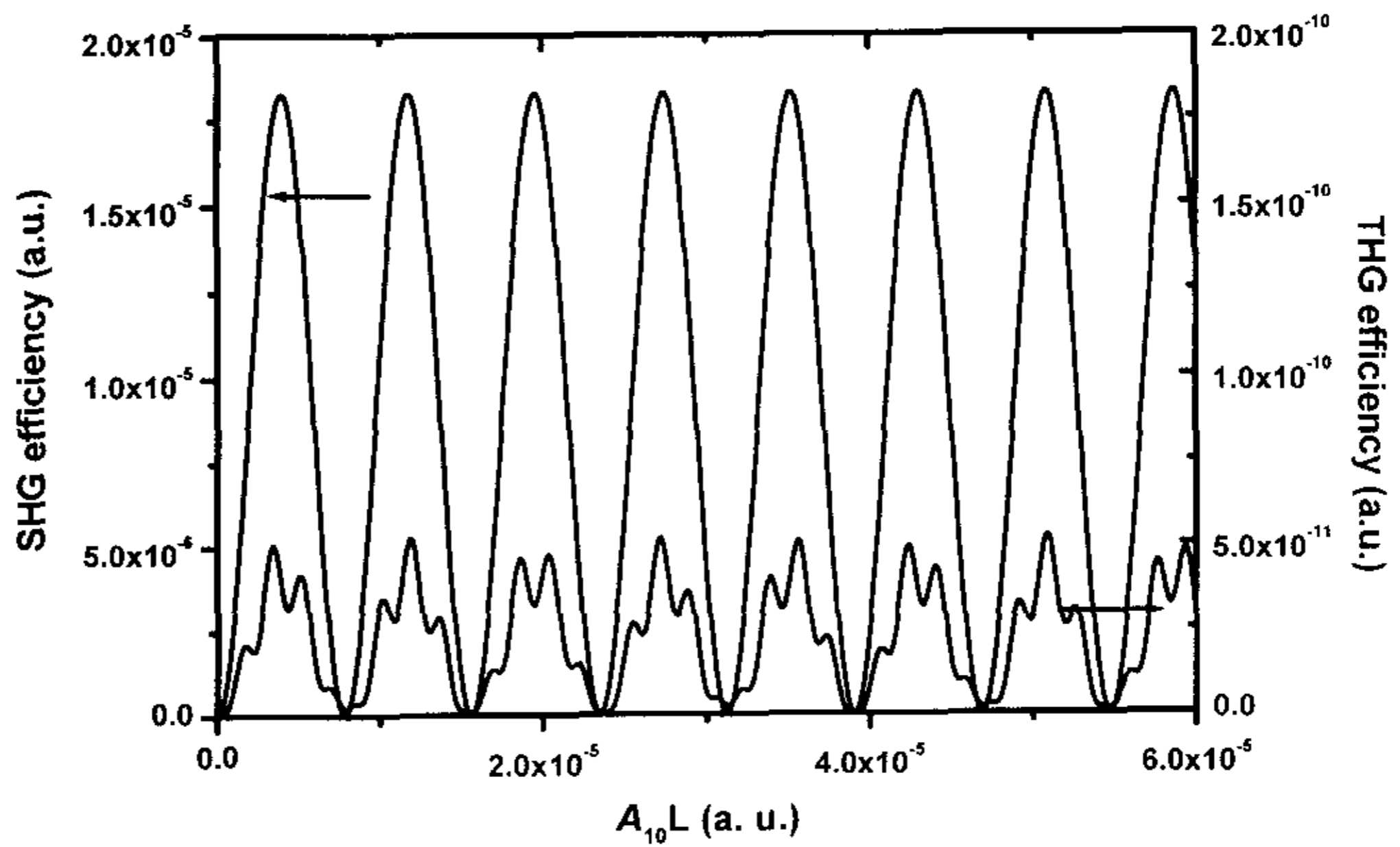


图 3-4 均匀单畴 LT 晶体中倍频和三倍频的转换效率成周期振荡

之间的波矢失配，那么为了实现三波之间的位相匹配，我们可以通过对畴结构的两次周期调制来完成。这就是我们要讲的双周期结构。第一次周期调制后使倍频和和频过程中的波矢失配满足这样的关系：

$$\alpha\Delta k_1 = \beta\Delta k_2 \quad (3.8)$$

其中  $\alpha, \beta = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$  这样，在前一次调制的基础上再进行一次周期调制，倍频和和频这两个过程中的波矢失配将分别被  $\alpha$  阶和  $\beta$  阶的倒格矢所补偿。

我们同样以前面提到过的四种结构作为例子，给出LT晶体在匹配温度为  $50^\circ\text{C}$ ，基波波长为  $1.064\mu\text{m}$  时，实空间中基波谐波的演化规律。在第一次周期调制过程中，我们分别用周期结构的一阶和三阶倒格矢来匹配倍频和和频中的波矢失配，在公式(3.8)中取  $\alpha=1, \beta=-1$ ，此时的  $l=6.77\mu\text{m}$ ，在图3-5(a)的左边显示了在以  $l=6.77\mu\text{m}$  为周期的超晶格中，倍频和三倍频的转化效率。我们看到，由于倍频的能量是振荡的，但振荡的周期  $L$  由于失配的减小比图3-4中的周期明显加长了，曲线中的小尖峰位于正负畴的交界处。此时的三倍频能量呈台阶状上升，由于这两个过程中的波矢失配大小相等，三倍频台阶状增长的周期和倍频的振荡周期是一样的。如果在这个基础上，再以  $L$  为新的调制周期，在原来的周期结构上进行二次调制，就能得到倍频和三倍频的高效输出。图3-5(a)的右图是在这种双周期结构中的三波转换关系，其中的  $L=50.86\mu\text{m}$ 。同上面的过程一样，如果我们在公式(3.8)中取  $\alpha=1, \beta=1$ ，倍频和三倍频在第一次调制的周期结构和两次调制的双周期结构中的能量转换关系如图3-5(b)所示。这种双周期结构的参数是  $l=5.67\mu\text{m}$ ， $L=25.42\mu\text{m}$ 。

如果在公式(3.8)中分别取  $\alpha=1, \beta=\pm 3$ ，那么倍频和三倍频分别通过一次、两次周期调制后的转换关系如图3-5中的(c)、(d)所示。由于倍频和和频过程在周期为  $l$  的结构中的失配之必为1:3，经过一次周期调制后倍频和三倍频的振荡周期也明显的表现为1:3。

从图3-5的右半边可以看出，不同结构参数的双周期结构最终的三倍频转换效率有着很大的不同，因此，如何针对不同的实验条件设计不同的结构参数以实现最大的三倍频输出是我们所必须掌握的。

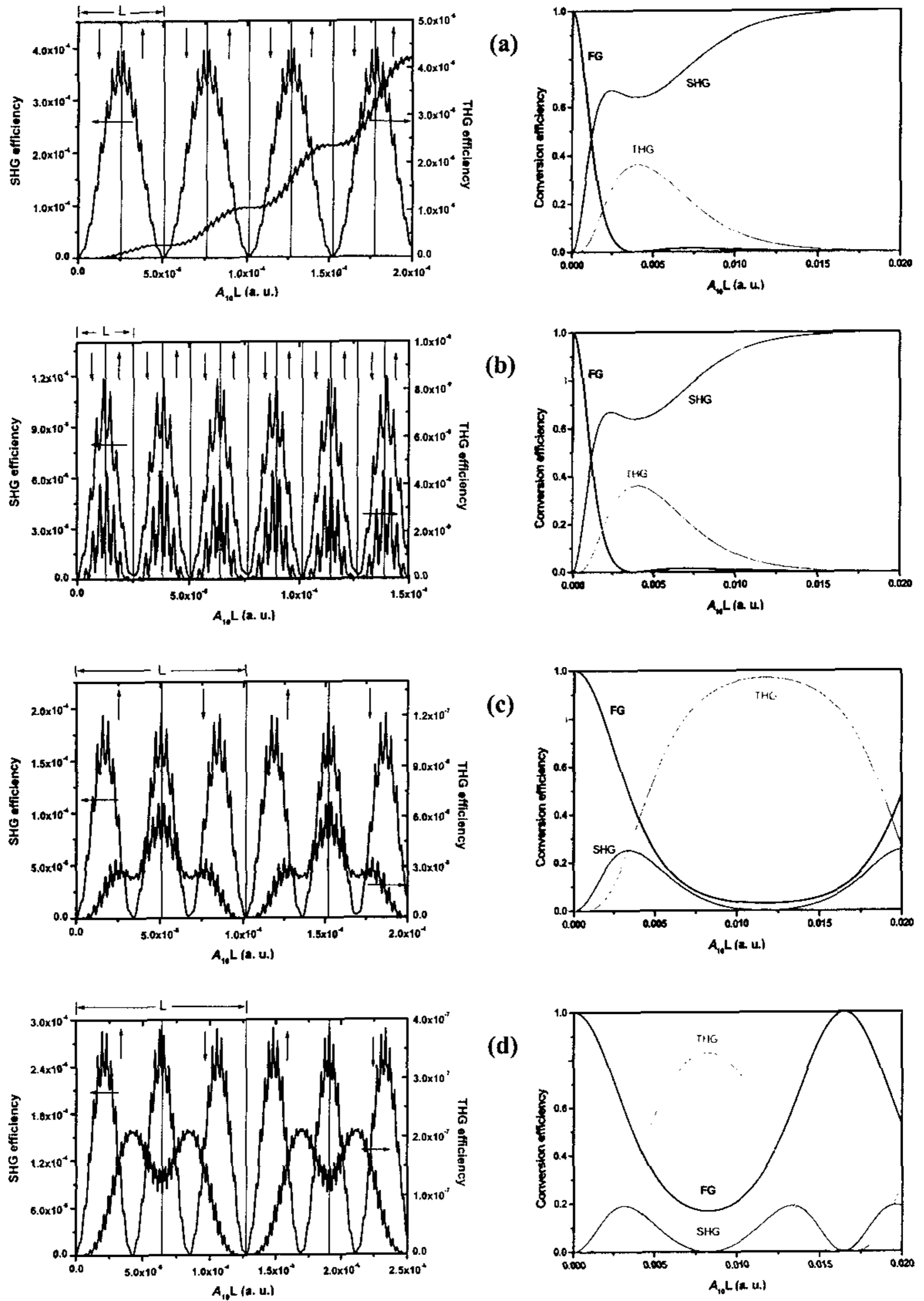


图3-5 左边是经过一次周期为 $l$ 调制后的倍频和三倍频的转换效率图,右边的是再次用周期为 $L$ 进行调制后的三波转换关系。图中的(a),(b),(c),(d)和图3-3中的(a)-(d)的结构参数相对应。

### 3.3 三倍频双周期超晶格的优化设计

表 3-1 是前面介绍的四种双周期结构的结构参数，参与匹配的倒格矢和它们所对应的傅立叶系数。从图 3-5 中我们得到这四种结构的最大三倍频转换效率分别是 36.04%，36.05%，97.01%，83.10%。对三倍频转换效率影响最大的参数是参与位相补偿的两个倒格矢的傅立叶系数之比。由于双周期结构 C 中该参数是 1.388 最接近理想比 1.464<sup>(19)</sup>，因而得到了非常高的三倍频转换效率。

表3-1 四种双周期结构的比较

$l$ ( $\mu\text{m}$ )	$L$ ( $\mu\text{m}$ )	Reciprocal vector used in SHG ( $G_{m,n}$ ) and its corresponding Fourier coefficient ( $g_{m,n}$ )		Reciprocal vector used in THG ( $G_{m',n'}$ ) and its corresponding Fourier coefficient ( $g_{m',n'}$ )		The ratio of the two Fourier coefficient ( $g_{m,n}/g_{m',n'}$ )	The evolution of the three waves
6.76	50.83	$G_{1,-1}$	0.4483	$G_{3,1}$	0.1242	3.610	图3-5(a)
5.67	25.42	$G_{1,-1}$	0.4600	$G_{3,-1}$	0.1275	3.608	图3-5(b)
6.34	101.67	$G_{1,-3}$	0.1487	$G_{3,-1}$	0.1071	1.388	图3-5(c)
6.58	127.08	$G_{1,-3}$	0.1368	$G_{3,1}$	0.1186	1.153	图3-5(d)

我们可以通过选择不同阶数的匹配倒格矢和占空比来调节超晶格结构不同傅立叶分量的比例，从而达到获得最高三倍频转换效率的目的；在另一方面我们还可以利用设计倍频和和频不同的匹配温度来实现最高三倍频转换效率的调节。在图3-6中我们给出了上面列举的四种超晶格中的第一种超晶格，在某特定长度、特定入射强度下的三波能量演化图。结构 I 的倍频和和频的设计匹配温度都在 40°C，如图(a)所示，结构 II 中倍频和和频的设计匹配温度分别 48.5°C 和 42.3°C，如图(b)所示。图(a)中 40°C 时，三倍频的转换效率最高约为 39%，图(b)中 45°C 时，三倍频的转换效率最高约为 59%。这说明结构 II 的这种设计的确能够提高三倍频的转换效率，三倍频在两个设计匹配温度之间出现最大值，这个温度同倍频匹配温度和和频匹配温度之差的比例大约是 1:3，由此可以估计，在三倍频转换效

率极值处的倍频、和频波失配大小相等，方向相反。

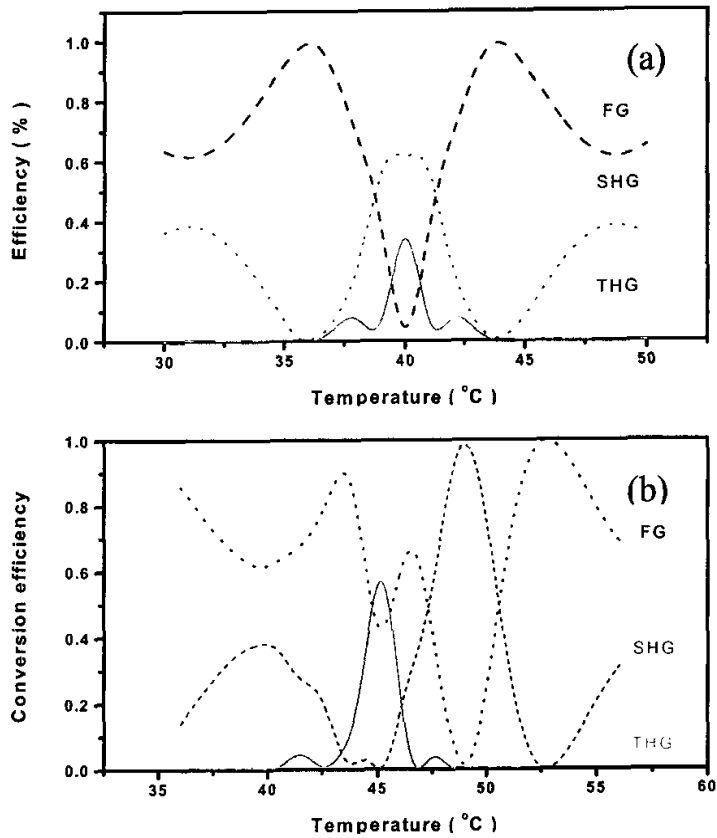


图 3-6 倍频匹配温度同和频匹配温度之间的错开可导致三倍频的增加

我们还计算了结构 II 在高入射功率和低入射功率两种条件下，不同晶体长度、不同温度下的三波转换情况，如图 3-7 所示。可对我们利用双周期结构设计高效的三倍频器件有一定的参考作用。其实，想真正作出倍频和和频能同时处在同一温度的样品还是颇具难度的，但只要他们的匹配温度相差不大，在这两个匹配温度之间总能找一个合适的温度有较高的三倍频输出。

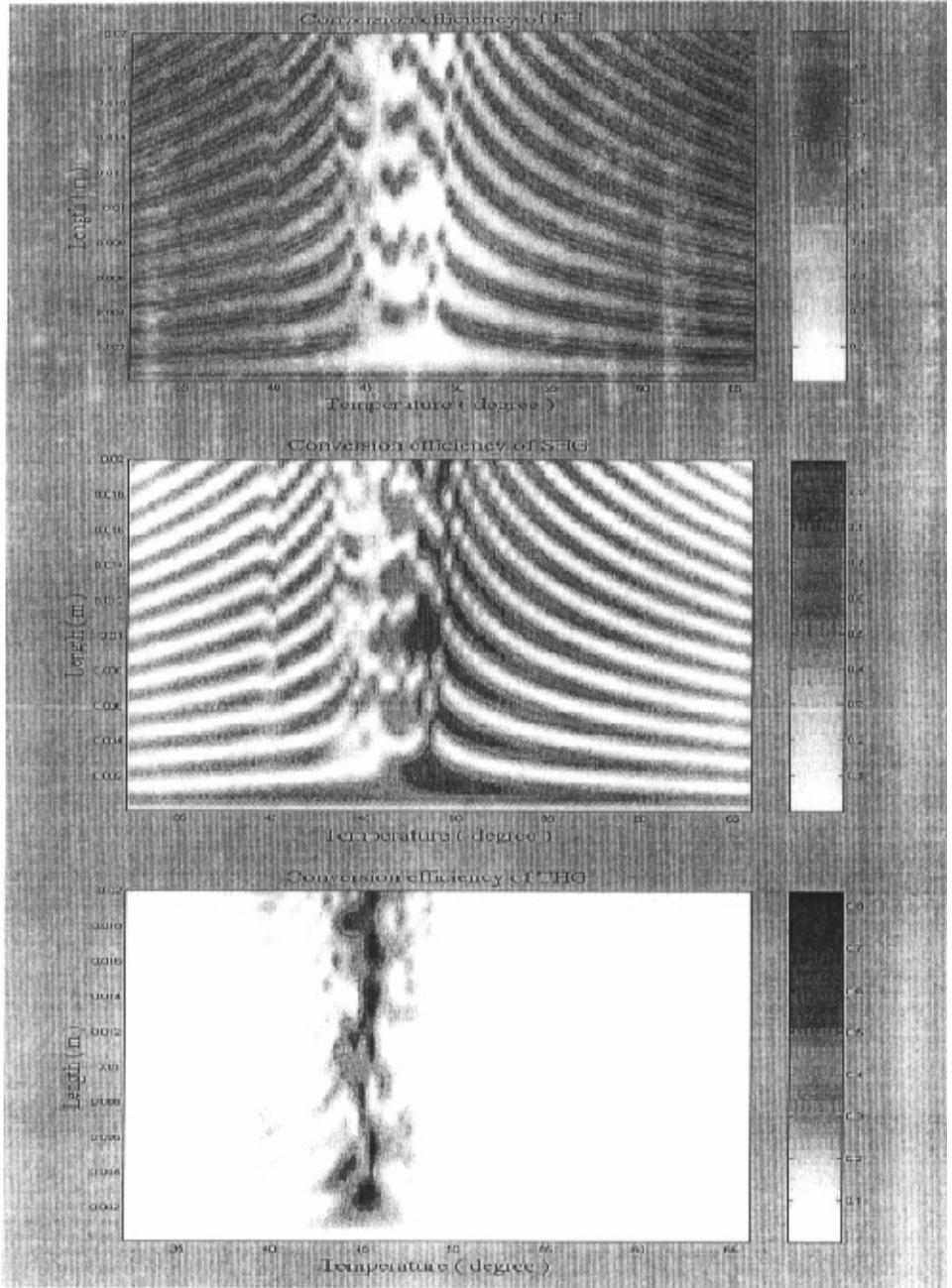


图 3-7 (a) 高入射功率情况下，结构 II 中三波演化图

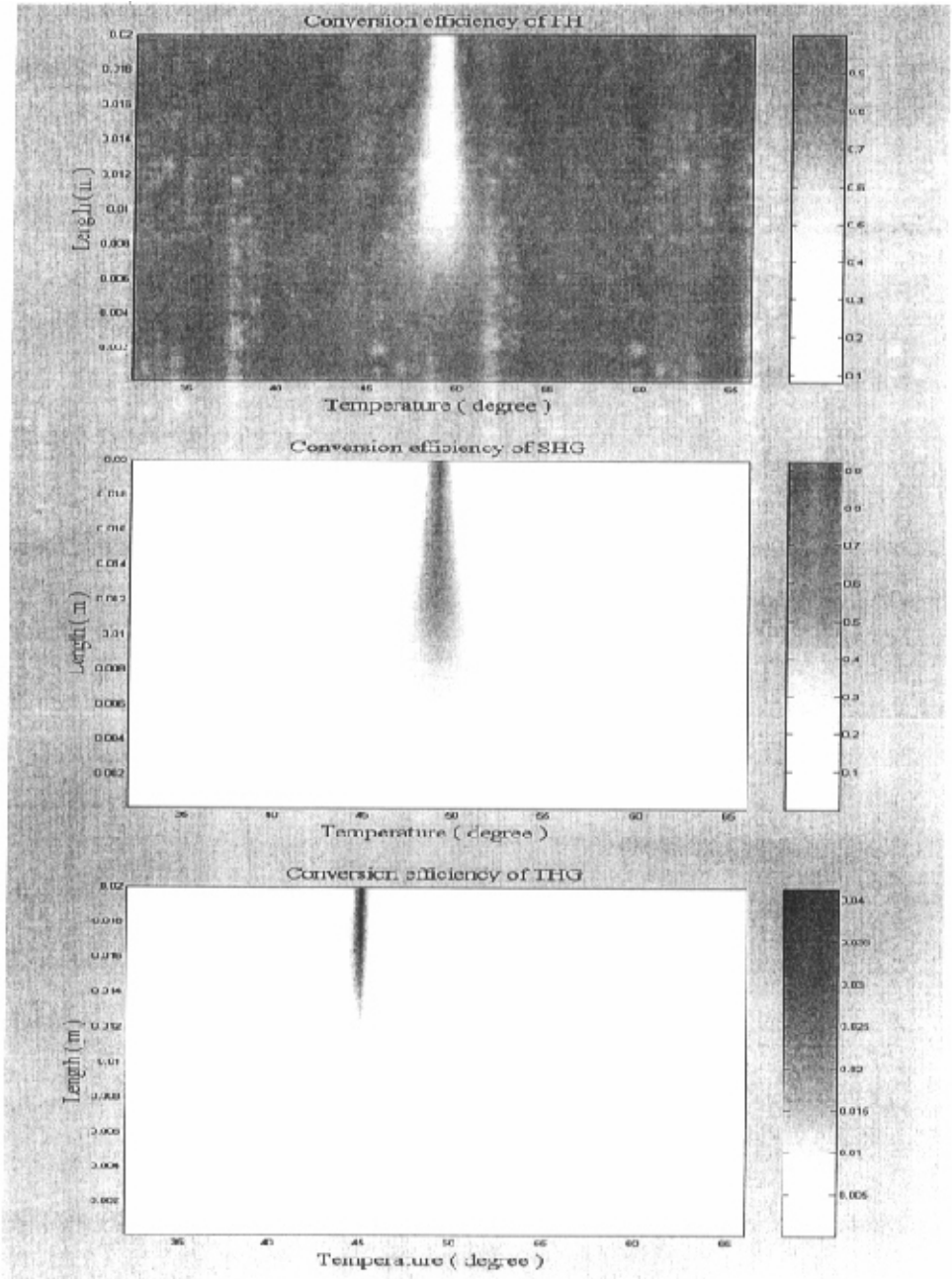


图 3-7(a) 低入射功率情况下，结构 II 中三波演化图

### 3.4 全固态准连续紫外-绿双波长激光器

近年来, 紫外、近紫外激光的应用发展迅速, 特别是在光谱学、医学诊断、生物分子及生物制药、光储存技术等方面有重要的应用。因此能够实现轻型的全固态紫外、近紫外激光器显的尤为重要。通常情况下, 利用气体、半导体和晶体均可获得紫外的激光输出。但是气体激光器不能实现全固态, 也很难实现小型化; 半导体激光器的发散角太大, 光束质量较低, 必须经过特殊的准直系统才好利用; BBO、LBO 等晶体在位相匹配的条件下可以得到较好的紫外激光, 但因为它们是双轴晶体, 光学走离效应限制了其紫外激光的转换效率。

准位相匹配技术为实现全固态近紫外的小型激光器提供了可能性, 文献 16 中就报道了利用周期结构的  $\text{LiTaO}_3$  超晶格实现有效倍频紫外输出的结果。本实验室在实现高效三倍频绿光<sup>(10)</sup>的基础上, 又利用准周期 Fibonacci 超晶格得到了高效的 480nm 蓝光三倍频输出, 利用周期超晶格得到了高效的 447nm 蓝光三倍频输出。由于  $\text{LiTaO}_3$  的透明波段的下限在 280nm, 所以我们可以利用同样的方法将三倍频的输出波段移到紫外。如果用 1064nm 激光作为基波光源, 就可以同时得到 355nm 的紫外三倍频和 532nm 的绿光倍频。

图 3-8 是这种激光器的基本原理图。

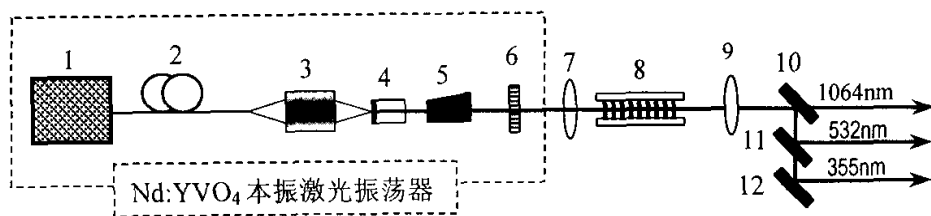


图 3-8. 全固态准连续紫外-绿双波长激光器光路图

1. LD 泵浦源, 2. 耦合光纤, 3. 准直聚焦系统, 4.  $\text{Nd:YVO}_4$  激光晶体 (前表面兼作谐振腔反射镜), 5. 声光开关, 6. 耦合输出镜, 7. 聚焦透镜, 8. 光学超晶格晶体及控温炉, 9. 准直透镜 10、11、12. 分光反射镜。

掺  $\text{Nd}^{3+}$  的  $\text{YVO}_4$  激光晶体在 808nm LD 的泵浦下会发射 1.064 $\mu\text{m}$  的特征谱线, 设计合适的腔镜膜系就可输出 1.064 $\mu\text{m}$  的激光, 在腔内置入一个声光开关,

用声光开关驱动器 (QSGSU-6Q) 控制光脉冲重复率, 就可以实现准连续的激光输出。Nd:YVO<sub>4</sub> 本振激光振荡器输出的 1.064 $\mu$ m 准连续激光作为激光变频的入射基波。用 Tektronix TDS-380 示波器配快速二极管测量 1.064 $\mu$ m 激光脉冲的特性如图 3-9 所示, 脉冲宽度约为 150ns, 重复频率为 13KHz。

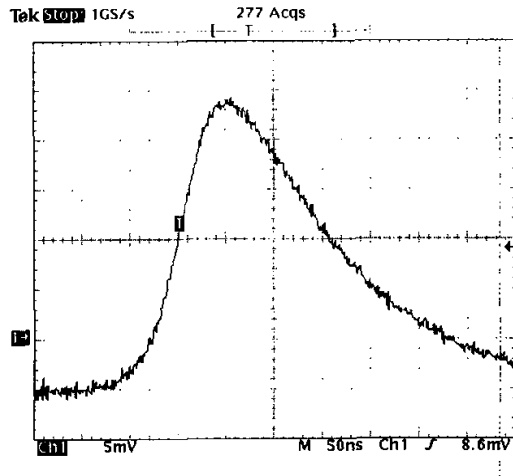


图 3-9 1.064 $\mu$ m 准连续脉冲激光的脉宽

基波经过透镜聚焦后耦合到双周期超晶格中, 超晶格的两个通光面(x 面)都经过抛光处理, 但没有镀任何增透膜。超晶格样品的基本参数: 基本周期  $l = 6.65 \mu\text{m}$ , 调制周期  $L = 51 \mu\text{m}$ , 样品尺寸  $18 \times 3 \times 0.5 \text{ mm}$  (长 $\times$ 宽 $\times$ 厚)。实验中透镜的焦距为 50mm, 聚焦后的基波束腰大约在 0.2mm。基波和谐波的偏振方向都沿 LT 晶体的 z 轴方向, 传播方向沿 x 轴方向。超晶格样品放在一个控温炉中(Model OTC-PPLN-20, Super Optonics Lt.)调节温度, 温度的调节精度在 0.1 $^{\circ}\text{C}$ 。

图 3-10(a)是输出的倍频和三倍频的温度调谐曲线。倍频和三倍频的匹配温度分别在 50.5 $^{\circ}\text{C}$  和 49 $^{\circ}\text{C}$ 。用 Moletron 公司的 EPM1000 型灵敏功率计 (探头 MP3) 测量激光器的平均输出功率。当入射的平均功率为 1.1W 时(如果考虑到前表面 13%的 Fresnel 反射, 实际上只有 0.96W 能入射到晶体内部), 最大的倍频、三倍频输出平均功率分别为 95mW 和 3.6mW。两个匹配温度还是有 1.5 $^{\circ}\text{C}$

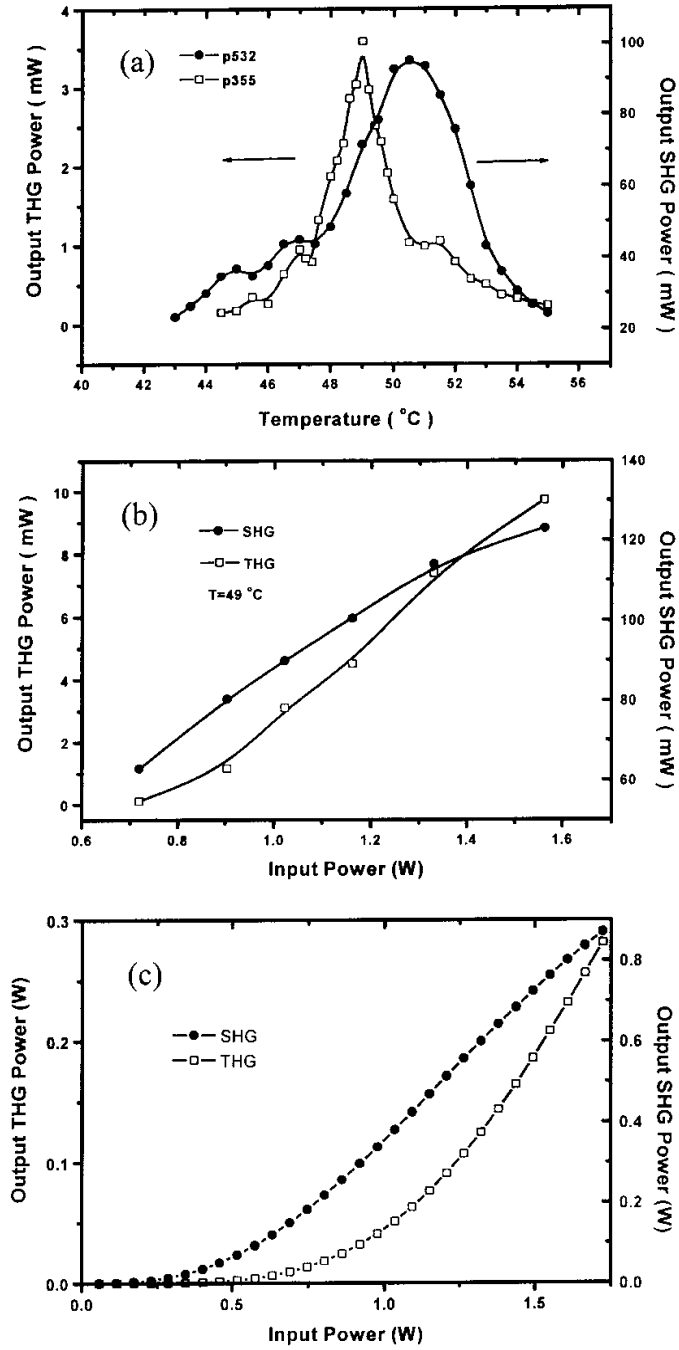


图 3-10 (a) 倍频和三倍频的温度调谐曲线  
 (b) 倍频和三倍频随入射平均功率的变化关系  
 (c) 理论计算的倍频和三倍频随入射平均功率的变化关系

的偏移，尽管我们已经在前面工作的基础上进行了调整，结果证实这种由 Sellmeier 公式和光刻误差造成的偏移还是没有完全纠正。图 3-10(b)是温度固定在 49℃时，倍频和三倍频随入射平均功率的变化关系。当入射基波平均功率增加到 1.56W 时，三倍频紫外光的输出接近 10mW。由于此时的温度已经偏离倍频的最佳匹配温度，倍频绿光的输出只有 120mW，远低于 50.5℃时的 300mW。与图 3-10(c)的理论数据相比较，实验中的转换效率明显偏低。

影响倍频、三倍频转换效率的原因是多方面的，首先，LT 晶体在 355nm 处已经有一定的吸收，它会直接影响输出三倍频紫外光的效率。我们在实验中用的是声学级的 LT 晶体，如果换成是光学级的 LT 晶体应该会减小在 355nm 处的吸收，提高紫外的输出效率。测试中发现在 50℃ 附近，LT 晶体仍然具有很强的光折变效应，特别在短波长区间，它会改变晶体的折射率，破坏位相匹配条件，使光束弥散，降低谐波的转换效率。可以预料提高样品的相位匹配温度到(参照有关结果，相位匹配温度提高到 200℃ 左右)，紫外区间光折变效应将会大大被压低，输出将会得到明显的改善。当然超晶格的极化均匀性，占空比的偏移也都是造成转换效率降低的直接原因。

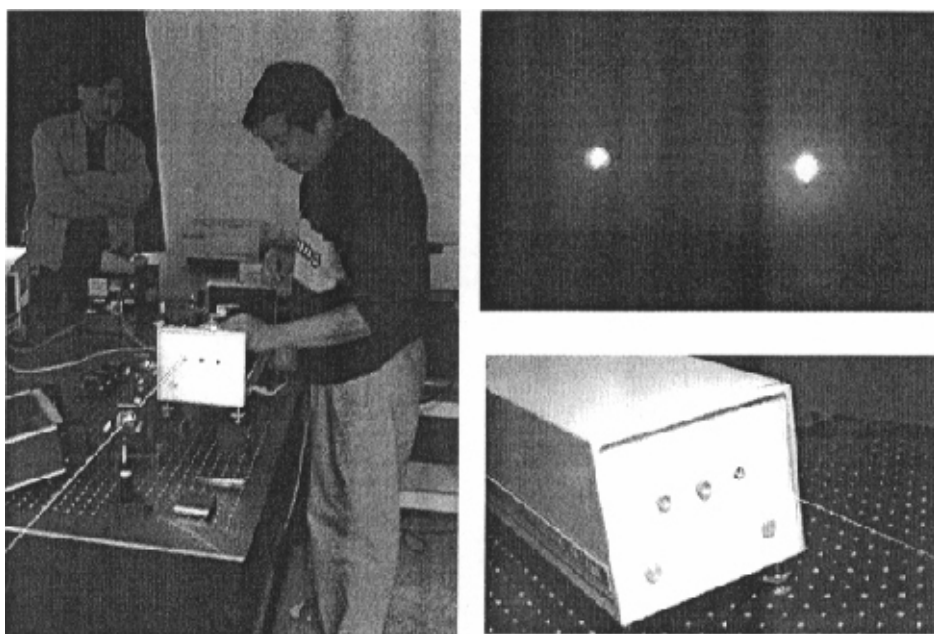


图 3-11 全固态准连续紫外-绿双色激光器 (OSL-UV&G-1)

我们又重新设计了匹配温度在  $100^{\circ}\text{C}$  附近的双周期超晶格，并在此基础上制作完成了全固态准连续紫外-绿双色激光器的样机(图 3-11)。这台样机的各项性能和先前的相比已经有了很大的提高。经过 863 项目成果鉴定专家组验收通过的技术指标为：紫外光， $355\text{nm}$ ， $21\text{W}$ ；绿光， $532\text{nm}$ ， $343\text{mW}$ ；红外光， $1064\text{nm}$ ， $393\text{mW}$ 。倍频绿光和三倍频紫外光在短时间内的的工作稳定度如图 3-12。

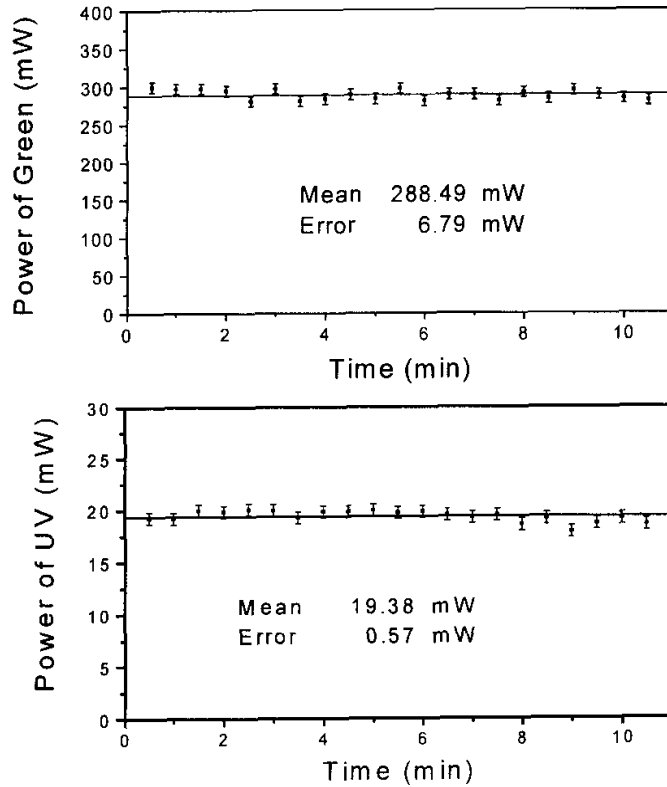


图 3-12 OSL-UV&G-1 激光器的工作时间稳定性

考虑到入射基波光是准连续的，平均功率密度不是很高，所以在 OSL-UV&G-1 样机中的双周期超晶格是选用了图 3-5 中(a)的设计方案，因为在这种强度的输入功率条件下，不同参数双周期结构三倍频的转换效率相近。理论上我们应该可以根据图 3-5 给出的结果，根据基波光源的强度和光束参数来选取不同的结构参数与样品的长度以获得最大的转换效率，但在实际的测试条件下，由于很多参数难以精确估计，造成了理论结果与实验测量的结果较大的

偏差，深入的研究还在继续。

我们针对图 3-5(a) 对应的耦合参量过程进行了计算机模拟，假设入射基波是一个标准的高斯波束，在它进入超晶格后三波强度的空间分布及演变如图 3-13 所示。当有效超晶格长度在接近最佳三倍频点(约化长度为 0.005)时，基波的能量在大量转向倍频和三倍频，其光斑也由原先的高斯型变成了一个圆环，而倍频和三倍频基本上是高斯型，如图 3-14 中的第一排所示。随着超晶格有效长度的增加，三倍频的转换效率越过最佳位置开始下降，其能量逐渐向基波和倍频转移，由于光束能量高的地方这种能量的转移也高，所以三倍频光束中间的亮度开始降低，基波和倍频光束中间的能量逐渐变高。结果基波的光斑在圆环的中间出现亮点，而倍频光斑基本维持了高斯型。如图 3-14 中的中间一排。如果有效超晶格长度继续增加，由于三倍频光束中间的能量大量转移到基波和倍频，光斑开始变成圆环。而此时尽管三倍频的许多能量返回了基波，但更多的基波能量从光束中间又转移到了倍频，这就导致了基波光斑变成了两个同心的圆环，倍频光斑则相对比较稳定，仍然保持高斯形状，如图 3-14 最下面的一排。

因此，在实验中，我们可以根据三倍频的光斑有没有表现出圆环来判断超晶格有没有超过最佳的长度。显然，这对光束质量要求非常之高，超晶格极化的不均匀，和通光端面非理想抛光所造成的散射很容易把这个现象所淹没，这也可能就是我们在实验中为什么没观察到三倍频圆环的原因。除此以外也不排斥基波不是理想高斯型光束以及基波功率不是足够强，倍频还没有达到所需的转换效率等因素。造成光束轮廓演变的物理起源可以简单理解如下：在小信号近似下，谐波的转换效率是和基波的功率成正比的，此时尽管已经不再满足小信号近似，但三波之间能量转换的速率与其能量的空间分布密切相关。也就是说，光束能量比较集中的地方在三波能量转换中所占的比重也就比较大。这样，基波、倍频和三倍频三光束在空间不同位置的能量传递方向和速率是不同的，这导致了三波光束形貌演化的基本规律，由于三波之间能量传递的速率和方向同超晶格的具体结构密切相关，所以不同的超晶格结构会导致不同的三波光束形貌演化规律。

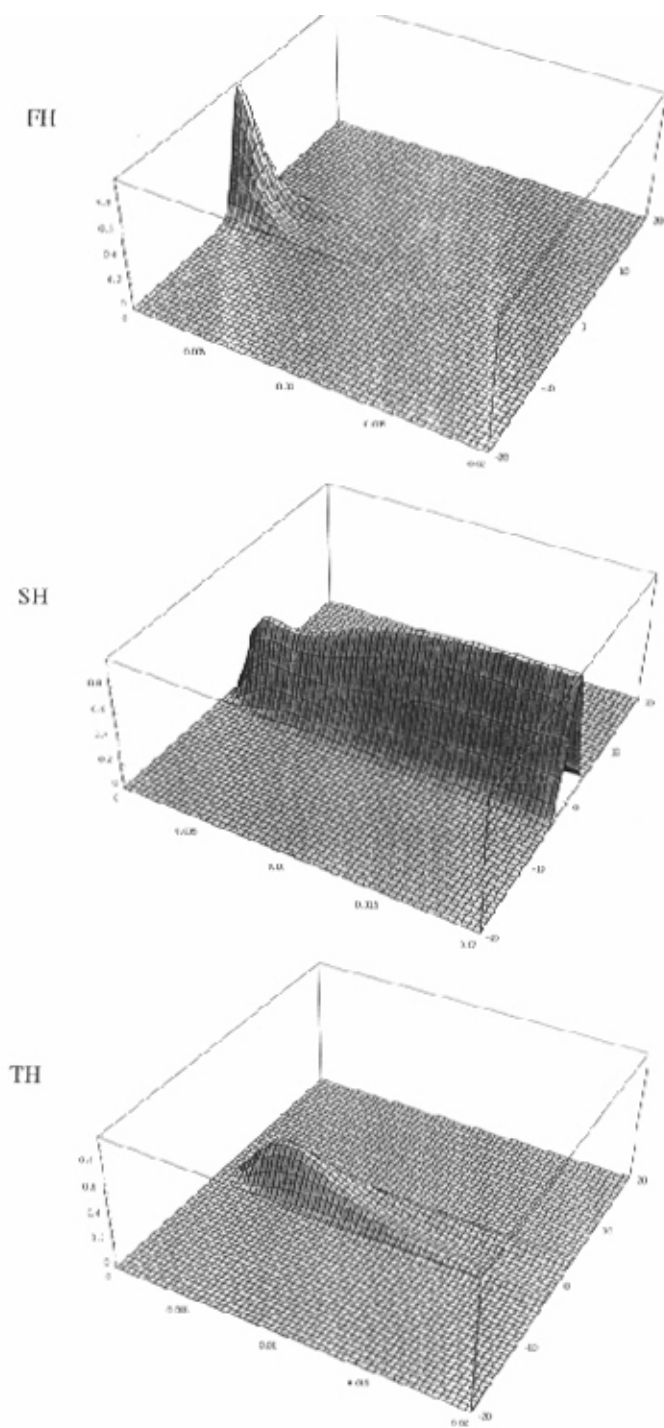


图 3-13 高斯波束在双周期超晶格中的三波演化关系