

自相位调制对超短脉冲在准周期 Fibonacci 光学超晶格中传输的影响*

高艳霞 俊娜 徐世祥 范滇元

(中国科学院上海光机所高功率激光物理国家实验室 上海 201800)

提要 从准周期 Fibonacci 超晶格的结构特点和超短脉冲的传输特性出发,分析了超短脉冲在 Fibonacci 超晶格中传输时,自相位调制对脉冲频谱的调制,同时考虑了由 SPM 造成的频率啁啾对脉冲特性的影响,发现 SPM 对脉冲特性影响很大,它不但使脉冲频谱展宽,而且限制超晶格的总体长度及基本单元的结构。

关键词 自相位调制,啁啾,准周期 Fibonacci 光学超晶格

1 引言

频率转换是获得短波长可调谐相干光源的有效手段,一般情况下,只有当满足相位匹配条件时,光参量相互作用才能有效地发生。而用超短脉冲做频率转换时,因为超短脉冲包含多个频谱成分,由于各频率分量群速不同,就会造成基波及谐波脉冲在时间上的延迟,使转换效率显著下降。近年来人们一直为解决这一问题而努力,最近有人报道^[1],利用某些特殊结构的晶体,在准相位匹配的条件下,可使转换效率有很大的提高。这种晶体与通常周期结构的晶体不同,它是非周期的,它的空间群对称性较低^[2],能够提供一系列不同的倒格矢,从而可使一些耦合的光参量过程得到有效的转换^[3],这对超短脉冲无疑是很有利的。

本文以具有准周期(设置为光学 Fibonacci 序列)的铁电体铌酸锂层的超晶格为例,具体考察在这种排列的介质中,自相位调制(SPM)和由此产生的频率啁啾对超短脉冲传输的影响,并根据 SPM 和啁啾的理论计算结果给出单元排列的一些最佳的结构参数。

2 理论分析

在研究准稳态和瞬态自聚焦过程中,人们就发现一个很有趣的现象,即发射出来的光呈现很强的谱加宽。实际上,这部分地是由自感应的相位调制引起的。下面用一个简单的模型来说明超短脉冲的这种效应^[4]。

对于超短脉冲,尽管每个脉冲的能量不高,但其脉宽很窄,所以脉冲峰值功率很高。极高的峰值功率会使介质产生一系列非线性效应,从而在客观上表现出介质折射率发生变化。这个变

* 国家高技术 863 主题资助项目。

收稿日期: 1998-03-23; 收到修改稿日期: 1998-05-21

化是光脉冲包络所决定的时间的函数,它满足方程

$$\tau \frac{d\delta n(t)}{dt} + \delta n(t) = n_2 E^2(t) \quad (1)$$

式中, τ 为介质非线性弛豫时间, $E(t)$ 为光脉冲电场包络, 介质折射率为 $n(t) = n_0 + \delta n(t)$, n_0 为与光强无关的线性折射率, n_2 为非线性折射率系数。由此产生的相位移为 $\Phi = \bar{n}k_0 z = [n + n_2 |E(t)|^2]k_0 z$ 。SPM 与脉冲时间包络以及传输的实际情况有关。当脉冲在晶体中传播通过 L 距离后, 由 SPM 产生的相位移 $\delta\Phi_{NL}$ 与 $\int_0^L \delta n(t, z) dz$ 成正比。在忽略色散与 SPM 的耦合效应时, δn 只与时间有关, SPM 产生的相位移与 $\delta n(t)$ 成正比, 因而脉冲在晶体中传播通过长度为 dz 时, 由自相位调制产生的相位移可表示为 $\delta\Phi_{NL}(t) = \frac{\omega_0}{c} \delta n dz$, 结合(1)式可写为

$$\tau \frac{d\delta\Phi_{NL}(t)}{dt} + \delta\Phi_{NL}(t) = \frac{\omega_0 n_2 dz}{2c} E^2(t) \quad (2)$$

脉冲的瞬时频率为 $\omega(t) = \omega_0 + \delta\omega(t)$, $\delta\omega(t) = -\frac{\partial\delta\Phi_{NL}}{\partial t}$, 利用(2)式可具体表示为

$$\delta\omega(t) = \frac{\delta\Phi_{NL}(t)}{\tau dt} - \frac{\omega_0 n_2 dz}{2c\tau} E^2(t) \quad (3)$$

$\delta\omega(t)$ 即为自相位调制引起的附加频移, 其中 ω_0 为没有考虑自相位调制时的即时频率。从以上分析中可以看到: 由于自相位调制的存在, 光脉冲在介质中传播时频谱会展宽, 频率也会受到调制, 由此带来的频率啁啾 $C(t)$ 可表示为 $C(t) = \frac{\partial\omega(t)}{\partial t} = -\frac{\partial^2\delta\Phi_{NL}(t)}{\partial t^2}$, 根据(3)式, SPM 产生的频率啁啾可写为

$$C(t) = \frac{\omega_0 n_2 dz}{2c\tau} \left[\frac{E^2(t)}{\tau} - \frac{\delta E^2(t)}{dt} \right] - \frac{\delta\Phi_{NL}(t)}{\tau^2} \quad (4)$$

总的来说, 自相位调制产生的相位移变化除与传播长度有关外, 还取决于入射脉冲的形状, 对于超短脉冲而言, 应考虑双曲正割脉冲, 设入射场形式为

$$E(t) = E_0 \operatorname{sech}\left(\frac{t}{T_0}\right) \exp\left(-\frac{ict^2}{2T_0^2}\right) \quad (5)$$

式中 T_0 与半极大值全宽度(FWHM)的关系是 $T_{FWHM} = 1.763T_0$, c 为初始啁啾, 设初始啁啾为零。根据(5)式入射脉冲形状可表示为

$$I(t) = I_0 \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{T_0}\right) \quad (6)$$

其中 I_0 为峰值功率。下面介绍一下 LiNbO₃ 晶体 Fibonacci 超晶格的结构。

文献[3]提供的 Fibonacci 超晶格是以具有层状结构的铁电体 LiNbO₃ 晶体为基本介质。它包括两个长度分别为 l_A, l_B 的基本单元 A, B , 每个单元包含两个极化矢量方向相反的区域, 如图 1 所示。以此为基础, 构造一个 Fibonacci 排列, 排列方式如下: $S_j = S_{j-1} | S_{j-2}, j \geq 3, S_1 = A, S_2 = AB$, 其中“|”表示级联, 这样就得到一个 LiNbO₃ 晶体的 Fibonacci 超晶格。图 1 中 l_{A1} 和 l_{B1} 表示 A, B 的正区的厚度, l_{A2} 和 l_{B2} 表示负区的厚度, 可设 $l_{A1} = l_{B1} = l, l_{A2} = l(1 + \eta), l_{B2} = l(1 - \eta)$, t, η, l 是可调整的结构参数, 通过调节 t, η, l 的值, 可得到最佳的超晶格结构。

在下面的数值模拟中, 忽略群速色散的影响, 且设介质无损耗, 认为 SPM 是产生位相扰动的唯一原因。根据非线性弛豫时间的快慢, SPM 对脉冲特性影响会有不同, 在我们的具体情况中, 铁电体的 LiNbO₃ 非线性响应可以认为是瞬时的。

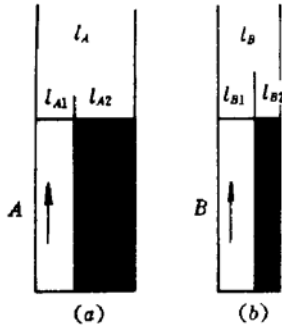


图 1 准周期光学 Fibonacci 超晶格基本单元 A, B 的结构
 Fig. 1 Quasi-periodic optical superlattice made from a LiNbO₃ single crystal, the arrows indicate the directions of spontaneous polarization (a) and (b) two building blocks: A and B, each composed of one positive and one negative ferroelectric domains

3 结果讨论

我们主要对参数值分别为 $t = 1.9, \eta = 0.01, l = 6.08 \mu\text{m}$ 的 LiNbO₃ 超晶格进行分析。取 $T_{\text{FWHM}} = 100 \text{ fs}$, 中心波长 $\lambda_0 = 1.054 \mu\text{m}$ 。为了清晰地看出各个物理量的变化趋势以及体现普遍性, 在模拟计算及绘图中, 均对各物理量做了归一化。

1) SPM 是超短脉冲传输中的一个主要限制因素, 脉冲通过单个 A 或 B 后, SPM 与脉冲存在时间的关系示于图 2。从图中可以看到, SPM 对脉冲不同部分的贡献是不同的。由于 LiNbO₃ 的非线性弛豫时间与脉宽有相同的量级, 因此使得在脉冲的前沿 SPM 具有一长而缓的形状, 这会使另一侧的谱加宽相对大大减小, 因而在实际观察中看到的将是一个不对称的谱加宽, 从模拟的输出谱(图 3)也可清楚地看到这一点。此外还模拟了脉冲通过一个 Fibonacci 数为 25 的超晶格后 SPM 的变化情况(如图 4 所示), 从整个传输过程来看, SPM 的贡献仍然是不对称的, 估计最终的输出谱在精细结

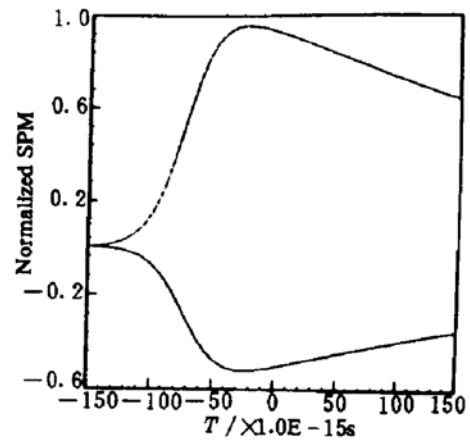


图 2 脉冲单独通过 A, B 后 SPM 与脉冲形状的对应关系

Fig. 2 Illustrates the SPM of the pulse propagating through A (solid line) or B (dashed line) block

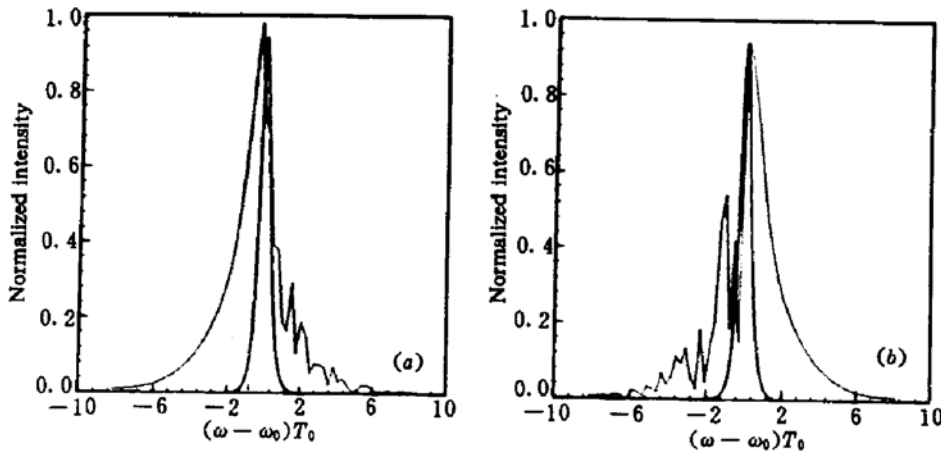


图 3 脉冲通过单元 A(a) 和 B(b) 后的频谱

Fig. 3 Normalized intensity spectra of the input pulse (solid line) and the output pulse (dashed line) after passing through A(a) and B(b)

构上,也将是一个非对称的加宽形式。

2) 由于单元 A, B 的正、负区厚度不同,因而 SPM 所产生的频率啁啾也不相同,如图 5 所示。从图中可看到, A, B 作用互为补偿,只是这种作用较弱,而且受单元排列方式的限制,随着序列的增加,啁啾会有所缓和,预计这也是利用这种超晶格使得转换效率提高的原因之一。

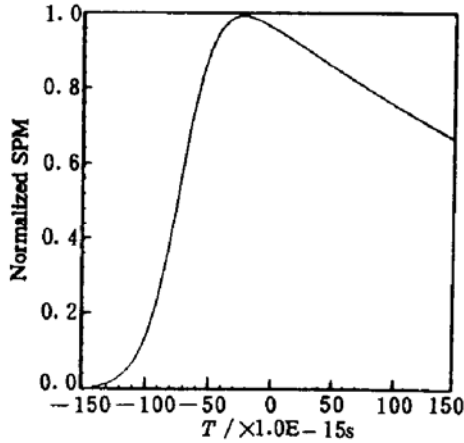


图 4 脉冲通过 Fibonacci 数 25 的超晶格时 SPM 的情况
Fig. 4 Total SPM versus time and the crystal with the Fibonacci number being 25

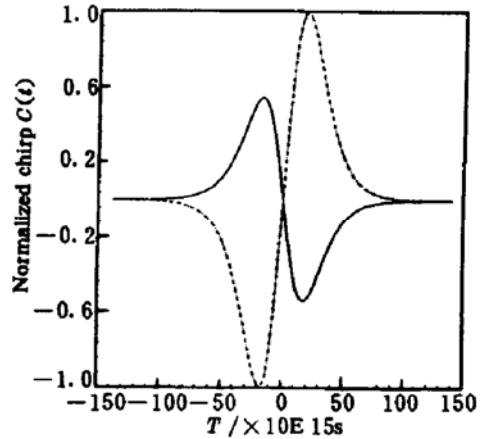


图 5 脉冲单独通过 A, B 的啁啾形式
Fig. 5 The pulse through A (solid line) or B (dashed line) chirp

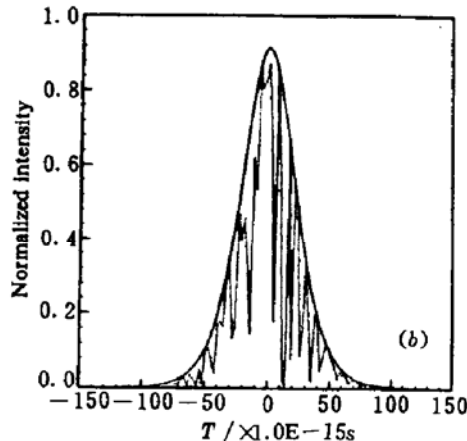
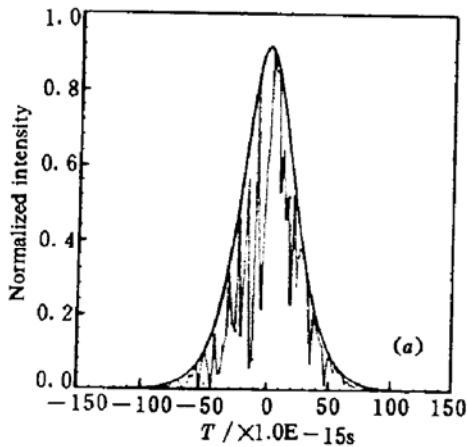


图 6 脉冲通过 Fibonacci 数 10 (a) 及 20 (b) 的超晶格后,输出与输入波形的比较
Fig. 6 Illustrates the input pulse shape (solid line) and the shape (dashed line) of the output pulse after propagating through a crystal with Fibonacci numbers being 10 (a) and 20 (b)

3) 图 6 (a) 是脉冲传播通过 Fibonacci 数为 10 的超晶格后的脉冲形状,图 6 (b) 的 Fibonacci 数为 20,从这两张图可以看到,脉冲各点的值起伏剧烈,甚至使脉冲峰值移位,估计这主要是由于脉冲传播过程中 A, B 是交替出现的,而且周期性不强,这样就会使脉冲波形受到强烈调制。但整个脉冲包络的形变很小,所以在这样的超晶格中,SPM 将主要调制脉冲的频谱,对脉冲形状的影响很小。

4) 我们还发现,SPM 的大小对晶格长度的限制比较严格。图 7 是在两类晶格参数下,脉冲峰值处的 SPM 随 Fibonacci 数的变化关系,分析表明,最佳的基本结构参数(图中虚线所示)也

只能保持到 Fibonacci 数为 16 左右,此后 SPM 会显著增加,这必然会使脉冲波形及频谱出现频繁的振荡结构。因而 Fibonacci 数应小于 15,估计其他晶体类的超晶格也会存在这样的限制,晶格不能过长。

4 总 结

通过以上分析可知,SPM 主要影响脉冲的频谱,是限制晶体长度的主要原因。实际上超短脉冲传输时是存在时空耦合的,但是在准单色近似下,时空耦合可以忽略。一般情况下,如果脉冲的 $1/e$ 脉宽大于 10 fs(半高宽大于 16.7 fs),可近似认为准单色近似已经很好地满足,因而本文没有考虑时空耦合对折射率的影响。

另外,本文仅考虑了 SPM 对超短脉冲在 Fibonacci 超晶格中传输的影响,实际上在超短脉冲传输中,自相位调制与群速度色散是同时存在的,啁啾和群速度色散是影响超短脉冲传播的两个重要因素。

参 考 文 献

- 1 Jing Feng, Yong-yuan Zhu. Harmonic generations in an optical Fibonacci superlattice. *Phys. Rev. B*, 1990, 41 (9):5578~5582
- 2 Yong-yuan Zhu, Nai-ben Ming. Second-harmonic generation in a Fibonacci optical superlattice and the dispersive effect of the refractive index. *Phys. Rev. B*, 1990, 42(6):3676~3679
- 3 Shi-ning Zhu, Yong-yuan Zhu, Yi-qing Qin *et al.*. Experimental realization of second harmonic generation in a Fibonacci optical superlattice of LiTaO₃. *Phys. Rev. Lett.*, 1997, 78(14):2752~2755
- 4 F. Shimizu. Frequency broadening in liquids by a short light pulse. *Phys. Rev. Lett.*, 1967, 19(19):1097~1100

Ultra-short Pulse Propagation through a Fibonacci Quasi-periodic Optical Superlattice Influenced by Self Phase Modulation

Gao Yanxia Jun Na Xu Shixiang Fan Dianyuan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Abstract In this paper, based on the structural feature of the Fibonacci optical superlattice and the propagating characteristics of the ultra-short pulse, the spectrum modulated by SPM and influenced by chirp based on SPM is studied. The results confirm that the spectrum is broadened, and the total length of the optical superlattice is confined by SPM.

Key words self phase modulation, chirp, quasi-periodic Fibonacci optical superlattice

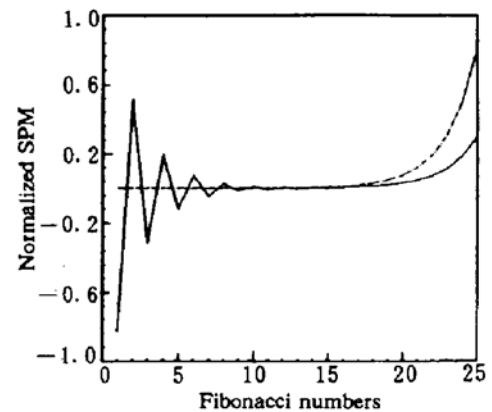


图 7 在两种不同的超晶格中,SPM 随 Fibonacci 数的变化情况

Fig. 7 SPM vs Fibonacci number in two different superlattices. Solid line is $l = 10.7 \mu\text{m}$, $\eta = 0.23$, $t = (1 + \sqrt{5})/2$, dashed line is $l = 6.08 \mu\text{m}$, $\eta = 0.01$, $t = 1.9$