

在单晶硅中用相干光耦合方法 压缩短脉冲和超短脉冲

黄宏一 华仁忠 范滇元

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 提出一种新型的相干光耦合压缩短脉冲和超短脉冲的方法。以硅为非线性材料, 经计算表明: 在材料的破坏阈值之内, 出射信号光脉冲的脉宽可被压缩到入射光脉宽的 70%。计算了泵浦能量密度, 泵浦光与信号光夹角等与脉宽压缩量的关系。

关键词 硅, 脉冲压缩, 相干光耦合。

1 引 言

$\text{Si}^{[1]}$ 、 $\text{GaAs}^{[2]}$ 、 CdS 、 CdSe 和 $\text{ZnSe}^{[3]}$ 等半导体材料多年来被用于对调 Q 脉冲和锁模脉冲进行光放大。光放大的两束光的入射结构实际上是一种同向光束耦合过程。两束光强相差较大的泵浦光和信号光在半导体内以一定夹角相交, 它们在半导体内由于干涉形成接近于平行 z 轴的干涉条纹。当载流子光栅的寿命接近或与入射激光脉冲寿命可相比时, 泵浦光和信号光之间发生能量转移, 使得弱光束的光强得到放大。这种光放大常常被用来构成自泵浦的相位共轭反射镜和用于低噪声的光放大^[4, 5]。在以前的工作中, 人们已经用解析^[6]和数值方法^[7, 8]研究了这种双光束耦合过程, 理论得到的信号光的能量增益与实验值吻合。Eichler 和 Khoo 着重分析了多波耦合过程对增益的影响, 但他们所用的泵浦脉冲和信号脉冲的时间形状均为方波^[6, 7]。Valley 等假设了这些激光脉冲是高斯型的, 但他们在描述光场的方程中没有考虑对时间的偏导数项^[8]。可见对半导体中的双光束耦合过程中脉冲的时间形状变化还未深入研究。而这种变化对于进一步理解这一物理过程及其可能的新应用是有必要的。

分析硅片中双光束耦合过程中的时间变化发现: 不管是纳秒脉冲还是皮秒脉冲, 在泵浦脉冲和信号脉冲同时入射时, 放大的信号光的脉宽会明显变窄, 这是以前未被论述过的。另外, 由于这一脉宽段的腔内^[9]或腔外脉宽压缩方法较少或较复杂, 要改变调整良好的激光器的脉宽亦非易事, 故上述研究对脉宽有特别要求的场合提供了新的腔外脉宽调整途径。

2 同向相干光耦合的理论模型

用双光束耦合模型研究了同向相干光耦合过程中信号光的时间形状的变化特性。这个模

型在泵浦光和信号光的夹角较大时是正确的^[6-8]。因为在硅中自由载流子是由单光子吸收形成的, 并且用其所做的双光束耦合实验相当丰富, 本文主要研究了以硅为双光束耦合介质的情况。

尽管严格的相干光耦合问题需要采用多波耦合模型和数值计算方法, 但是鉴于上一节的一些理由, 也为了在物理上能够更直观些, 作者用解析的方法描述了双光束耦合过程, 其中所用的数学方法为一阶的逐级近似法。此法给出的信号光的增益和脉冲形状与文献所报道的结果相当吻合^[10]。

假设硅片双面镀有增透膜。按照文献[6, 7], 当 θ 大于 3.9° 时, 高阶衍射光由于相消干涉而猝灭, 仅包含 E_p 和 E_s 的双光束耦合模型可替代多束耦合模型。设硅片中的光场 E 和感生介电常数增量 $\Delta\epsilon$ 为

$$E = E_p \exp [i(\omega t - k_z z + k_x x)] + E_s \exp [i(\omega t - k_z z - k_x x)] \quad (1)$$

$$\Delta\epsilon = \epsilon_2(z, t) \exp(i2k_x x) + \epsilon_2^*(z, t) \exp(-i2k_x x) \quad (2)$$

其中 ϵ_2 和 ϵ_2^* 为 $\Delta\epsilon$ 的傅里叶分量, k_z 、 k_x 为硅片中波矢在 z 轴和 x 轴上的投影, 输入的泵浦光 E_{p0} 和信号光 E_{s0} 为

$$E_{s0} = \{A \exp [(-2 \ln 2)/(t - z/u)^2]\} / \tau_0^2 \quad (3)$$

$$E_{p0} = \{\sqrt{M} A \exp [(-2 \ln 2)/(t - z/u)^2]\} / \tau_0^2 \quad (4)$$

其中 τ_0 为初始脉宽, u 为群速度, M 是泵浦光与信号光的能量比。按照文献[1]、[8], 决定泵浦光、信号光光场和 ϵ_2 的方程为

$$\frac{\partial E_p}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial E_p}{\partial t} = -i\delta_0 E_s \epsilon_2 - \frac{\alpha'}{2} E_p \quad (5)$$

$$\frac{\partial E_s}{\partial z} + \frac{1}{u} \frac{\partial E_s}{\partial t} = -i\delta_0 E_p \epsilon_2^* - \frac{\alpha'}{2} E_s \quad (6)$$

$$\frac{\partial \epsilon_2}{\partial t} = \beta E_p E_s^* - \frac{\epsilon_2}{\tau} \quad (7)$$

上述方程中

$$\delta_0 = \frac{k_0^2}{2k_z} = \frac{\pi}{\lambda_0 \sqrt{n^2 - \sin^2(\theta/2)}}$$

$$\beta = -2n\alpha N_{ch}/h\nu$$

$$\tau^{-1} \approx 4D_x k_x^2$$

$$\alpha' \approx \alpha[1 + \sigma_{e-h} E_{dp}/h\nu]$$

式中 k_0 、 k_z 、 k_x 为真空中的波矢及它们在 z 轴和 x 轴上的投影, θ 为空气中两光束的夹角。 λ_0 为真空中的波长, h 为普朗克常数, ν 为光频, n 为硅的折射率, α 为线性吸收系数, α' 是由于电子-空穴等离子体产生的附加吸收系数^[6]。 N_{ch} 为电子-空穴色散体积, D_x 为双极扩散系数, τ 为自由载流子光栅的寿命, σ_{e-h} 为自由载流子的吸收截面, E_{dp} 为泵浦光的能量密度。

为了用逐次逼近法解(5)~(7)式, 假设泵浦光与信号光的能量比较大, $M \gg 1$, 这样泵浦光的能量耗尽问题可忽略。在实际应用中, 因为被放大且脉宽被压缩的信号光也还要用于其它地方, 因此 M 也不能太大, 以保证放大后的信号光具有足够的能量。在以上的假设下, 有 $E_p \approx E_p^0$, 另外, 为解(6)式, 令 $E_s = E_s^+ + E_s^-$ 。这里 E_p^0 和 E_s^0 是(5)式和(6)式在没有考虑非线性耦合项时的解。为了得到 E_s^+ , 先以 E_p^0 和 E_s^0 替代 E_p 和 E_s 代入(7)式以求得 ϵ_2 。将 ϵ_2

代入(6)式后, 利用变换

$$\begin{aligned}\zeta &= z \\ \eta &= t - z/u\end{aligned}$$

并使用众所周知的关系式 $I = \frac{n}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} EE^*$, 经过以下较繁复但直接的推演便可得到

$$I_s = I_s^0 \left(1 + G' \exp\left(-\frac{2\eta}{\tau}\right) \left\{ 1 + \Phi\left[2 \sqrt{\ln 2} \left(\eta - \frac{\tau_0^2}{8\tau \ln 2}\right) / \tau_0\right]\right\}^2 \right)$$

$$G' = \frac{\pi\mu_0}{4\epsilon_0 \ln 2} \left(\frac{\delta_0 \beta \tau_0}{n}\right)^2 I_{pp}^2 \exp\left(\frac{\tau_0^2}{8\tau^2 \ln 2}\right) \frac{[1 - \exp(-\alpha d)]^2}{\alpha^2}$$

$$\alpha' = \alpha + \sigma_{e-h} K E_d$$

其中 E_d 为泵浦能量密度, $K = 5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-1} \cdot \text{J}^{-1}$, $\alpha = 3\alpha'/2$, d 是硅片的厚度, $\Phi(x)$ 为误差函数, I_{pp} 为泵浦光的峰值光强。

既然得到了放大信号光的表达式, 下面将给出以 20 ns 和 50 ps 脉冲为例的数值计算结果。这两种脉宽分别可由典型的调 Q 与锁模激光器中得到。对于硅片的一些典型参数, 主要采用了文献[8]和[20]中的值, 它们为 $\alpha = 10 \text{ cm}^{-1}$, $N_{ch} = -10^{-21} \text{ cm}^3$, $h\nu = 1.875 \times 10^{-19} \text{ J}$, $n = 3.5$, $d = 0.4 \text{ mm}$, $D = 10 \text{ cm}^2/\text{s}$ 和 $\sigma_{e-h} = 5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ 。至于两入射光的夹角, 取值如下: 20 ns 脉冲为 $\theta = 6^\circ$ ($\tau = 2.5 \text{ ns}$), 50 ps 脉冲为 $\theta = 10^\circ$ ($\tau = 900 \text{ ps}$)。之所以取上述脉宽值、硅片厚度和两光束的夹角, 是为了将所得到的理论值与实验值或其它文献上的值相比较。另一个需要确定的值是泵浦光与信号光的能量比。取 $M = 50$, 当泵浦光为几毫焦耳时, 信号光也可被放大到零点几毫焦耳, 再将这一脉冲经过放大器后, 即可用于需要特定脉宽の場合。

图 1(a) 给出了泵浦光为不同能量密度时信号光的强度和能量增益[增益定义为放大的信号减去入射信号后与入射信号之比]。由文献[6]中的图 1(b) 可知, 其中 16 ns 的信号光在泵浦能量密度为 80 mJ/cm^2 时, 其信号光的能量增益为 3.5。这一值与本文图 1(b) 中得到的值相同。泵浦能量大于 80 mJ/cm^2 后, 本近似模型的误差也变大。但在此范围以内, 本模型是相当精确的。既然这一模型在计算能量增益方面是有效的, 因此可认为它在计算脉宽方面也是有效的。计算表明, 对纳秒和皮秒脉冲, 放大的信号光的脉宽可压缩至入射值的 70%。从文献[10]中即可立即验证这一点。该文献中, 入射的信号光脉宽为 20 ns, 经双光束耦合后, 其脉宽即变为 14 ns。由本文的计算也可知, 当光能量密度达 50 mJ/cm^2 时, 脉宽压缩已接近饱和, 继续增加泵浦能量不能得到更大的压缩量。另一方面, 在实验上, 当泵浦光的能量密度接近 100 mJ/cm^2 时, 对纳秒

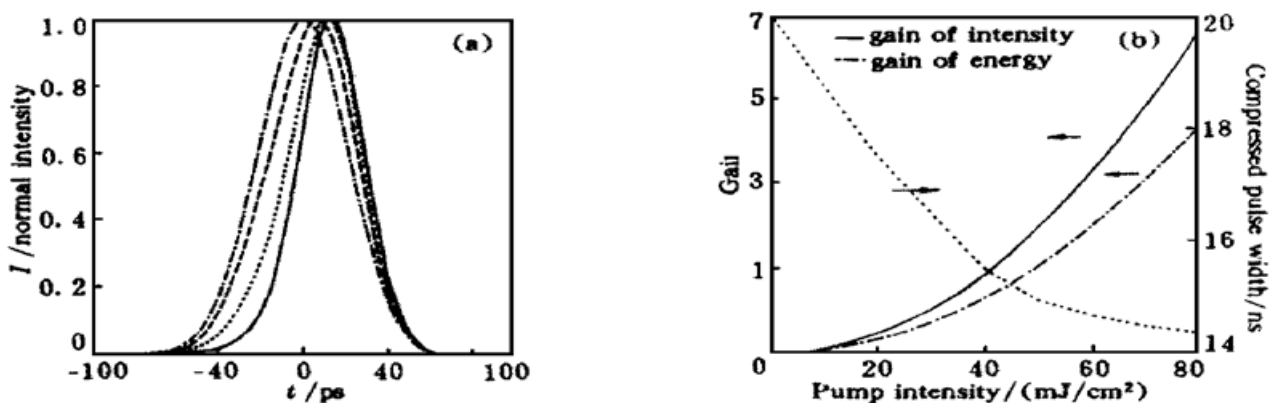


Fig. 1 (a) Dependence of the compressed pulse widths and the gains of intensity and energy of the 20 ns signal beam on the pump beam intensity. The wave mixing angle is $\theta = 6^\circ$ and the pump to probe beam ratio is 50. (b) Compressed pulse shapes and widths at the pump intensity of 0, 20 mJ/cm^2 , 40 mJ/cm^2 , and 80 mJ/cm^2 , respectively

和皮秒脉冲, 其能量增益均开始饱和。从以上两点, 可认为本理论对双光束耦合光放大的应用具有全面的指导作用。为了使人们对实际应用中比较关键的输入和输出信号光的能量有一个概念, 假设入射光的空间分布为高斯分布, 其半值全宽为 4 mm, 泵浦能量为 10 mJ(对应能量密度 80 mJ/cm²)。据计算, 当 $M = 50$ 时, 放大的信号光能量达 1.2 mJ, 这在许多应用中即具有实用意义。如果要得到更高的信号光能量, 只需将其再送入常规的激光放大器中即可。

图 2 是入射脉冲为 50 ps 时的计算结果。这些结果与 20 ns 脉冲的结果非常相似, 主要的差别是皮秒脉冲的增益比较高一些。

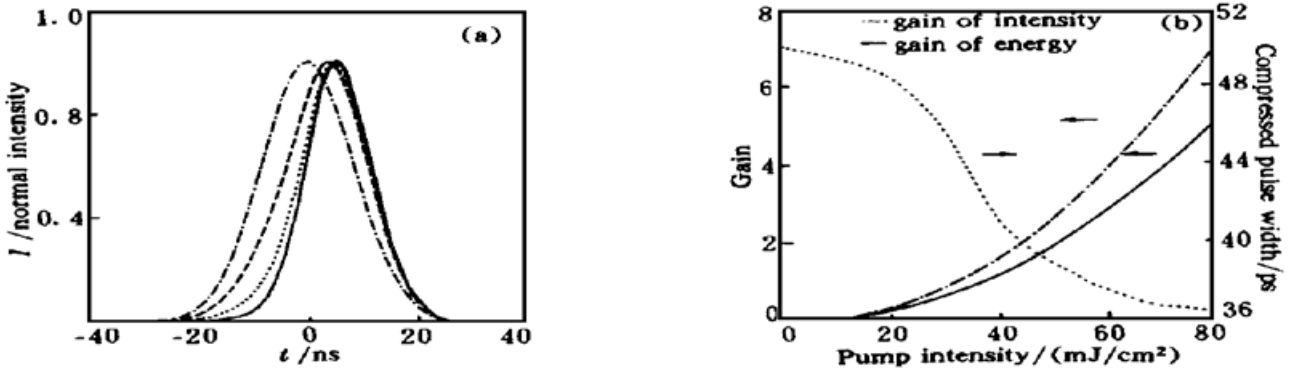


Fig. 2 (a) Dependence of the compressed pulse widths and the gains of intensity and energy of the 50 ps signal beam on the pump beam intensity. The wave mixing angle is $\theta = 10^\circ$ and the pump to probe beam ratio is 50. (b) Compressed pulse shapes and widths at the pump intensity of 0, 20 mJ/cm², 40 mJ/cm², and 80 mJ/cm², respectively

本文作者还研究了载流子光栅寿命 τ 对脉冲压缩的影响, τ 的改变可通过改变两入射光的夹角完成(见图 3)。图 4 即为增益和放大信号光的脉宽随 τ 的变化。由图 4 可知, τ 对增益的影响较大而对压缩脉宽的影响不大。由于夹角小时能量增益大, 在实际应用中需采用较小的入射夹角。但并不能说 θ 越小越好, 因为夹角在 2.5° 左右时, 增益存在一个低谷。而在接近零度时, 对实验光路的排布是不利的, 且此时理论模型必须采用多波耦合模型。

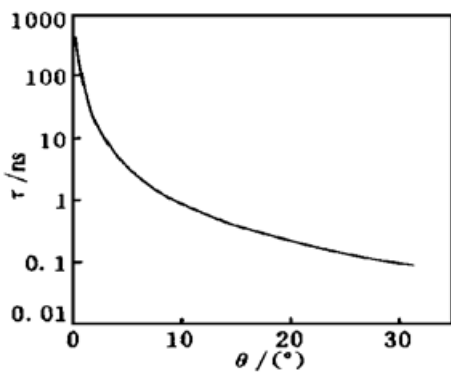


Fig. 3 Dependence of the grating decay time caused by ambipolar diffusion on the wave mixing angle in air

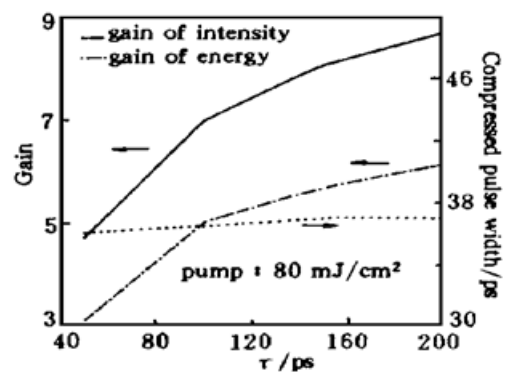


Fig. 4 Dependence of the compressed pulse width and the gains of intensity and energy of the signal beam on the grating decay time. The pump to probe beam ratio is 50 and the pump intensity is 80 mJ/cm²

小结 研究了硅片中同向双光束耦合过程中的入射和出射光的脉宽变化。这一研究丰富了半导体中相干光耦合的理论。作者提出了一种用同向双光束耦合压缩皮秒和纳秒激光脉宽的新方法, 这种方法可方便地将入射的信号光脉冲的脉宽压缩到其初始值的 70%, 这在某些需要特定脉宽的场所是有实用意义的。这一方法还可用于再生放大器以获得具有更短脉宽和更

高能量的脉冲。尽管本文的分析是针对单晶硅的,但作者认为其中的理论经适当修正后可用于其它具有双光束耦合效应的半导体激光的应用中。

参 考 文 献

- [1] V. L. Vinetskii, N. V. Kukhtarev, S. G. Odulv *et al.*, Transformation of intensities and phases of light beams by a transient "undisplaced" holographic grating. *Phys. Rev. (A)*, 1987, **35**(11) : 4680~4683
- [2] M. B. Klein, Beam coupling in undoped GaAs at 1.06 μm using the photorefractive effect. *Opt. Lett.*, 1984, **9**(8) : 350~ 352
- [3] K. Jarasiunas, H. J. Gerritsen, Ambipolar diffusion measurements in semiconductors using nonlinear transient gratings. *Appl. Phys. Lett.*, 1978, **33**(2) : 190~ 193
- [4] H. J. Eichler, P. Günter, D. W. Pohl, *Laser-Induced Dynamic Gratings*. Vol. 5 of Springer Series in Optical Science, Berlin: Springer-Verlag, 1986
- [5] A. Krumins, P. Gunter, Diffraction efficiency and energy transfer during hologram formation in reduced KNbO₃. *Appl. Phys.*, 1979, **19**(2) : 153~ 163
- [6] H. J. Eichler, M. Glotz, A. Kummrow *et al.*, Picosecond pulse amplification by coherent wave mixing in silicon. *Phys. Rev. (A)*, 1987, **35**(11) : 4673~ 4678
- [7] I. C. Khoo, Ping Zhou, P. G. Lindquist *et al.*, Quantitative analysis of picosecond transient multi-wave-mixing-mediated beam-amplification effect in silicon. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **41**(1) : 408~ 413
- [8] G. C. Valley, J. Dubrad, A. L. Smirl, Theory of high gain transient energy transfer in GaAs and Si. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1990, **QE-26**(6) : 1058~ 1066
- [9] A. Penzkofer, Passive Q-switching and mode-locking for the generation of nanosecond to femtosecond pulses. *Appl. Phys. (B)*, 1988, **46**(1) : 43~ 60
- [10] I. C. Khoo, R. Normandin, Nanosecond laser amplification via degenerate multiwave mixing in silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 1988, **52**(7) : 525~ 527

Laser Pulse Width Compression by Coherent Wave Mixing in Silicon

Huang Hongyi Hua Renzhong Fan Dianyuan

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

(Received 15 April 1997; revised 29 August 1997)

Abstract A novel method to compress laser pulsewidth by coherent wave mixing in silicon is proposed. Calculation shows that the pulsewidth of the compressed and amplified signal beam approaches 70% of that of the input beam for nanosecond and picosecond laser pulse within the damage threshold of material. Influence of parameters such as pump beam intensity and wave mixing angle on the compressed pulsewidth of signal beam was discussed.

Key words silicon, laser pulse compressing, coherent wave mixing.