

Nd:YAG 激光在单晶硅中的四波混频相位共轭*

陈 军

(浙江大学 光仪系, 杭州)

提 要

以单晶硅作非线性介质, 用调Q脉冲Nd:YAG激光作四波混频, 获得了相位共轭反射光波。从光激发电子-空穴对浓度及其所产生的相位光栅出发, 理论计算了相位共轭镜的反射率。实验获得的共轭镜反射率为125%, 并与实验中显示了其对相位干扰的补偿特性。

关键词: 相位共轭; 四波混频。

自从1972年苏联的Zel'dovich发现了受激散射中光的相位共轭现象以来, 由于它具有补偿光路中的相位畸变而引起了广泛的兴趣。用Nd:YAG激光在单晶硅中作四波混频最早是由Woerdman和Bolger^[1,2]作实时全息实验而提出的。由于硅在室温时能带间隙(1.12eV)与1.06 μm波长的光子能量匹配很好, 吸收光子激发电子-空穴对的量子效率极高, 从而引起晶体折射率改变, 产生明显的四波混频效应。

本文主要介绍用Nd:YAG激光在硅中作四波混频相位共轭的实验研究以及用光激发自由载流子理论计算此种相位共轭镜的反射率。

一、简并四波混频的实验装置

实验采用如图1所示的装置。调Q Nd:YAG激光器发出脉宽为15 ns的激光束经过分束器BS₁、BS₂及反射镜M₁、M₂、M₃被分成三束: 泵浦光E_{p1}及E_{p2}, 具有近似相等的强度, 并调整至相对传播的方向上。信号光E_s则具有很弱的光强。E_{p1}与E_s的夹角约为1°左右。由此引起的电子-空穴对浓度分布栅格的寿命可按 $\tau = (\Delta^2 / 4\sigma D_a^2)$ 计算, 其中栅距 $\Delta = (\lambda / 2 \sin \theta)$, λ 为光波长, 2θ 为两光束夹角, D_a为双极型扩散系数, 室温下硅的D_a = 10 cm² sec⁻¹[3]。因此, 由E_{p1}与E_s形成的栅格寿命约为100 ns, 这在短脉冲(t_p = 15 ns)时可视为稳态。而由E_{p2}与E_s形成的

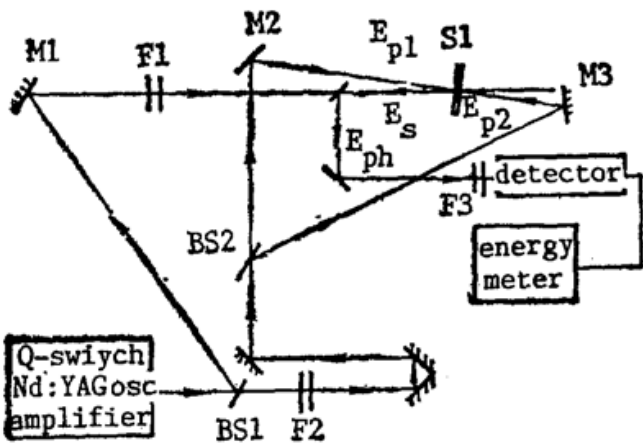


Fig. 1 Experimental arrangement for four-wave mixing in silicon

收稿日期: 1989年7月10日

* 本文系作者在西柏林技术大学完成的博士论文的一部分。

电子-空穴对波度光栅, 则由于 θ 接近 90° 而寿命短至 ps 数量级, 在计算过程中则可略去不计。单晶硅片表面垂直于 $\langle 100 \rangle$ 轴, 抛光后镀 SiO 膜以使其表面反射率 $< 2\%$ 。严格调整好光路, 可以观察到在信号光的反方向上的相位共轭反射光束。测量入射光及反射光的能量及光斑直径(按强度的 e^{-2} 处取值), 得到相位共轭镜反射率与泵浦光平均能量密度的关系。

二、相位共轭镜反射率的理论计算

光强为 $I(r, t)$ 的光波入射在硅上, 其能量密度 $s = \int I(r, t) dt$, 光子密度 $Q = (s/h\nu)$, 在硅片上的吸收可按吸收方程计算

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial I(r, z, t)}{\partial z} &= -\alpha I(r, z, t), \\ r^2 &= x^2 + y^2, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 z 为垂直于 $X-Y$ 平面的轴向坐标, α 为吸收系数, 它包括二部分

$$\alpha = \alpha_0 + \sigma N, \quad (2)$$

式中 α_0 为线性吸收系数, 室温下硅的线性吸收系数 $\alpha_0 \approx 10 \text{ cm}^{-1}$ 。第二部分吸收与电子-空穴对浓度 N 成正比, σ 为非线性吸收截面。它表示当光强足够大时, 硅中的光激发自由载流子浓度足够大, 而使已在导带上的自由电子吸收光子后向导带上更高能态激发的几率增大。这一部分吸收的存在导致了硅的透过率或吸收率随入射光强的变化而改变, 也是在相位共轭中造成反射率饱和的原因。

光激发电子-空穴对的产生、复合及漂移过程用连续性方程表示为

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial N(r, z, t)}{\partial t} + \frac{N(r, z, t)}{\tau_{eh}} + \text{div } j_D &= \frac{\alpha_0 I(r, z, t)}{h\nu}, \\ j_D &= -D_0 \text{grad } N(r, z, t), \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式中 τ_{eh} 为电子-空穴对寿命。当入射光脉冲为 15 ns 时, 脉宽比电子-空穴对的复合及扩散时间小得多, (3)式可简化为

$$\frac{\partial N(r, z, t)}{\partial t} = \frac{\alpha_0 I(r, z, t)}{h\nu}, \quad (4)$$

由(1)式、(2)式及(4)式可解得电子-空穴对浓度为

$$N(r, z, t) = \frac{\alpha_0 Q(r, z=0, t) \exp(-\alpha_0 z)}{1 + (\sigma/2) Q(r, z=0, t) [1 - \exp(-\alpha_0 z)]}. \quad (5)$$

为简化计算起见, 取光传播方向 z 上的厚度为 d 的硅片上平均电子-空穴对波度 $N(r, t)$

$$\left. \begin{aligned} N(r, t) &= \frac{1}{d} \int_0^d N(r, z, t) dz = \frac{2}{d\sigma} \ln \left[1 + \frac{\sigma}{2} A Q(r, z=0, t) \right], \\ A &= 1 - \exp(-\alpha_0 d). \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

在四波混频中入射到硅上的总光子密度是由 E_{p1} 、 E_{p2} 及 E_s 决定的。考虑到 E_{p1} 及 E_s 的干涉项, 并忽略 E_{p2} 与 E_s 的干涉项, 得到

$$Q' = Q_{p1} + 2\sqrt{Q_{p1}Q_s} \cos qy + Q_s + Q_{p2}, \quad (7)$$

式中各坐标方向如图 2 所示。式中 $q = (2\pi/\Lambda)$, $\Lambda = (\lambda/2 \sin \theta)$ 。当 $\Delta Q = 2\sqrt{Q_{p1}Q_s} \ll Q'$ 时, 电子-空穴对浓度空间分布的调制深度为余弦函数

$$\left. \begin{aligned} \Delta N(y, t) &= \Delta N_{\max}(t) \cos qy \\ \Delta N_{\max}(t) &= \frac{\partial N}{\partial \theta} 2 \sqrt{Q_{p1} Q_s} = \frac{2A \sqrt{Q_{p1}(t) Q_s(t)}}{d[1 + (\sigma A/2) Q(y, z=0, t)]} \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

由电子-空穴对浓度变化产生的材料折射率变化 $\Delta n(y, t)$ 为

$$\Delta n(y, t) = n_{eh} \cdot \Delta N(y, t), \quad (9)$$

式中 n_{eh} 为“色散体积”，其值等于单位体积内增加一个电子-空穴对所产生的折射率变化。对于硅， $n_{eh} \approx -9 \times 10^{-22} \text{ cm}^3$ ，负号表示折射率减少。由此产生的相位光栅可用光栅透射函数 T 表示为

$$\left. \begin{aligned} T(y, t) &= \exp(i\phi \cos qy), \\ \phi &= \frac{2\pi d}{\lambda} \Delta n_{\max} = \frac{2\pi d}{\lambda} n_{eh} \Delta N_{\max} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

当后向入射的泵浦光 E_{p2} 在此光栅上衍射时，可计算出其一级衍射光强 $I_R(t)$ 为

$$I_R(t) = I_{p2} T_I(t) J_1^2(\phi), \quad (11)$$

式中 J_1 为一阶贝塞耳函数， $T_I(t)$ 为硅片的强度透过率，它是由(1)式及(2)式解得

$$T_I(t) = \frac{I(r, z=d, t)}{I(r, z=0, t)} = \frac{\exp(-\alpha_0 d)}{[1 + (\sigma A/2) Q(y, z=0, t)]^2}. \quad (12)$$

把(12)式和(8)~(10)式代入(11)式可得

$$I_R(t) = I_{p2} \left(\frac{2\pi A n_{eh}}{\lambda} \right)^2 \frac{Q_{p1} Q_s \exp(-\alpha_0 d)}{[1 + (\sigma A/2) (Q_{p1} + Q_{p2} + Q_s)]^4}. \quad (13)$$

假设三束入射光波的脉冲形状及宽度均相同，且脉冲的峰值能量最高点相应于 $t=0$ ，利用光子密度概念，并设三束光的光子密度间关系为

$$\left. \begin{aligned} Q(t) &= \frac{1}{h\nu} \int I dt = \frac{1}{2} [Q_{p1}(t) + Q_{p2}(t) + Q_s(t)], \\ Q_{p1}(t) &= C_1 Q(t), \quad Q_{p2}(t) = C_2 Q(t), \quad Q_s(t) = C_s Q(t), \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

则反射光光子密度为

$$Q_R(t) = \frac{1}{h\nu} \int_{-\infty}^t I_R(t) dt = \left(\frac{2\pi A n_{eh}}{\lambda} \right)^2 \exp(-\alpha_0 d) C_1 C_2 C_s \frac{[Q(t)]^3}{3[1 + \sigma A Q(t)]}. \quad (15)$$

由此得到相位共轭镜反射率为

$$\left. \begin{aligned} R_B &= \frac{Q_R(t=\infty)}{C_s Q(t=\infty)} = \frac{a Q^2}{3(1 + \sigma A Q)^3}, \\ a &= C_1 C_2 \left(\frac{2\pi A n_{eh}}{\lambda} \right)^2 \exp(-\alpha_0 d). \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

图3中曲线 R_B 示出了由(16)式给出的 $R_B \sim \sigma A Q$ 曲线。在 $\theta_m = (2/\sigma A)$ 处获得其反射率极大值

$$R_{B, \max} = C_1 C_2 \left(\frac{4\pi n_{eh}}{9\lambda\sigma} \right)^2 \exp(-\alpha_0 d). \quad (17)$$

当入射光为高斯分布时，则同样可按

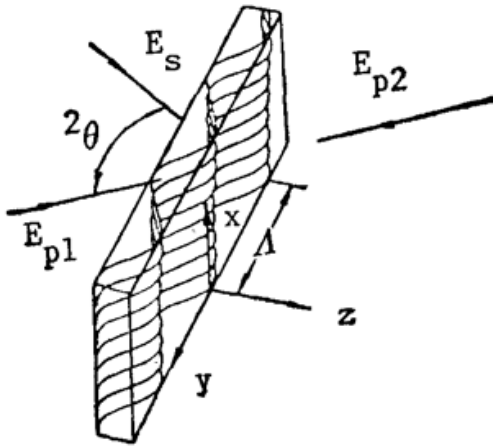


Fig. 2 DFWM in silicon and coordinate system

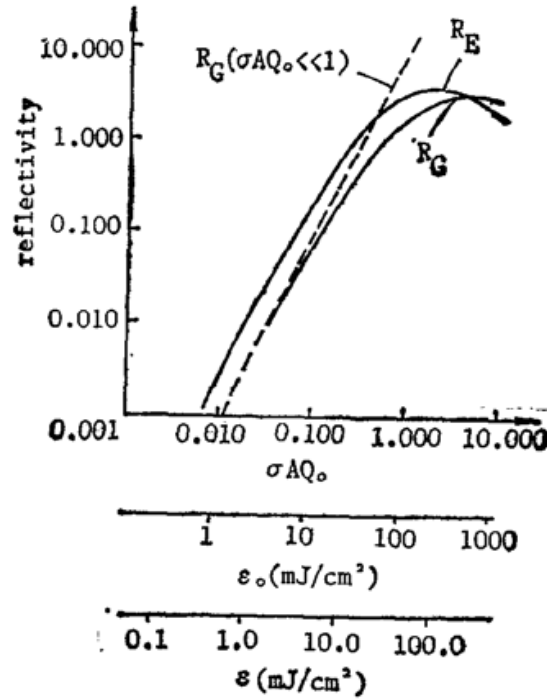


Fig. 3 Dependence of the DFWM reflectivity on $\sigma A Q_0$ for plane waves (R_E), and on average energy density s for Gaussian beams (R_G)

$$R_G = \frac{\int_0^\infty R(r) C_s Q(r) 2\pi r dr}{\int_0^\infty C_s Q(r) 2\pi r dr}, \quad (18)$$

算得在高斯光束时相位共轭镜反射率为

$$R_G = \left(\frac{2\pi n_{eh}}{\lambda \sigma} \right)^2 \frac{C_1 C_2 \exp(-\alpha_0 d)}{3\sigma A Q_0} \left[\ln(1 + \sigma A Q_0) + \frac{2}{1 + \sigma A Q_0} - \frac{1}{2(1 + \sigma A Q_0)^2} - \frac{3}{2} \right]. \quad (19)$$

图 3 中曲线 R_G 就表示了由 (19) 式算得的当入射光及泵浦光为高斯分布时, 不同的 $\sigma A Q_0$ 时或不同的平均能量密度 s 时的相位共轭镜反射率 R_G 。

当 $\sigma A Q_0 \ll 1$ 时, 即入射光能量密度极小, 或吸收系数 α_0 极小, 或非线性吸收截面 σ 极小时, (19) 式中括号内各项按级数展开略去高次项, 得到小的 $\sigma A Q_0$ 值时的反射率(如图 3 虚线所示)为

$$R_G(\sigma A Q_0 \ll 1) \approx \left(\frac{2\pi n_{eh}}{3\sigma \lambda} \right)^2 C_1 C_2 (\sigma A Q_0)^2 \exp(-\alpha_0 d). \quad (20)$$

三、实验结果

图 4(a) 及图 4(b) 示出了用厚度为 $400 \mu\text{m}$ 及 $250 \mu\text{m}$ 的硅片作四波混频实验测得的共轭镜反射率。图中的曲线则表示了按 (19) 式对不同的厚度及不同的吸收截面 σ 所计算的理论解。实验测得用 $400 \mu\text{m}$ 厚的硅片作相位共轭, 其反射率在泵浦光平均能量密度 $\sqrt{\varepsilon_{p1} \varepsilon_{p2}} = 72 \text{ mJcm}^{-2}$ 时为 125%。按理论计算, 可在平均泵浦光能量密度为 155 mJcm^{-2} 处出现最大反射率 160%。此后, 由于自由载流子的非线性吸收导致反射率在更高泵浦光能量密度时反而下降。

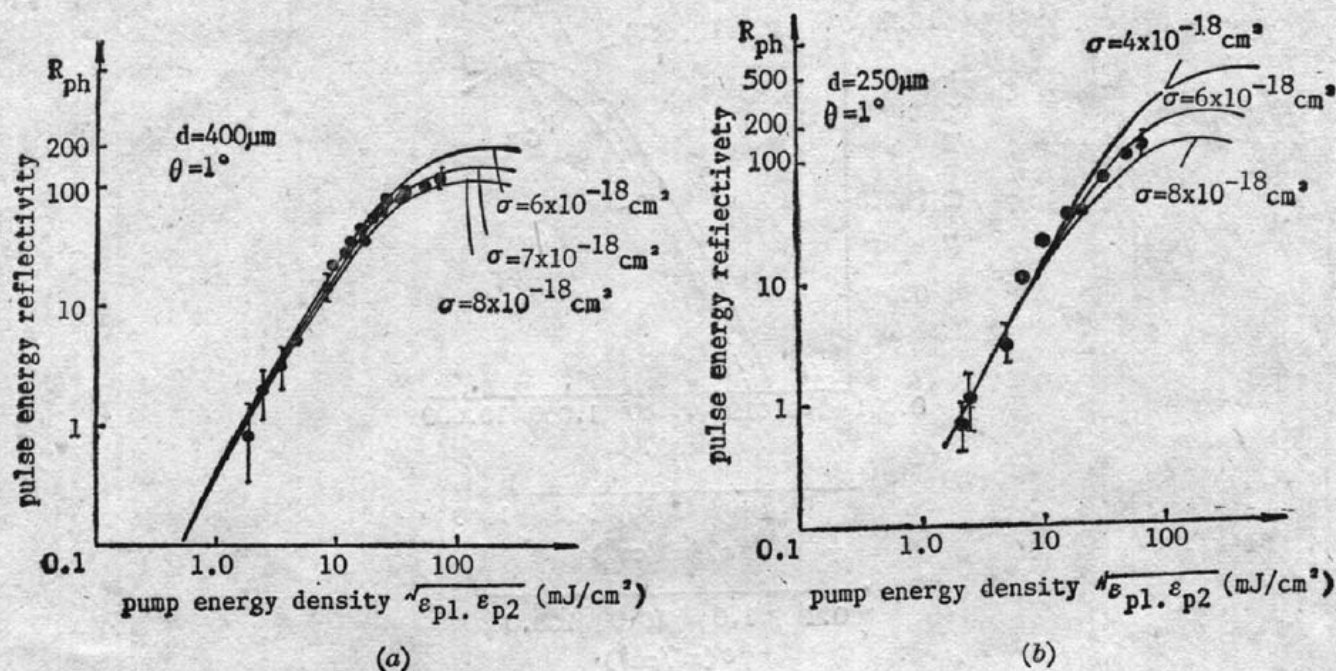


Fig. 4 Dependence of the DFWM reflectivity of silicon with
(a) thickness $d=400 \mu\text{m}$; (b) thickness $d=250 \mu\text{m}$
on the average pump energy density

实验还显示了相位共轭反射光具有抵消相位干扰的特性。实验采用会聚透镜、柱面透镜等相位物插入信号光作为相位干扰，图 5 示出了用电荷耦合器件(CCD)一维阵列探测器记录下来的不同情况下的反射光光强空间分布。图 5(a)、图 5(b)分别表示当信号光中没有相位干扰时从普通反射镜及相位共轭镜反射回来的光，两者均近为高斯分布。当在信号光中插入相位干扰物时，从真镜反射的光受干扰而被扩散(如图 5(c)所示)，而从共轭镜反射的光则保持原有的光强分布(如图 5(d)所示)。

由于四波混频的动态过程，入射光脉冲宽度经过相位共轭反射后被压缩。图 6 示出了用雪崩二极管测得的入射光和反射光脉冲形状。脉宽从入射光的 15 ns 被压缩到反射光时 5 ns 。

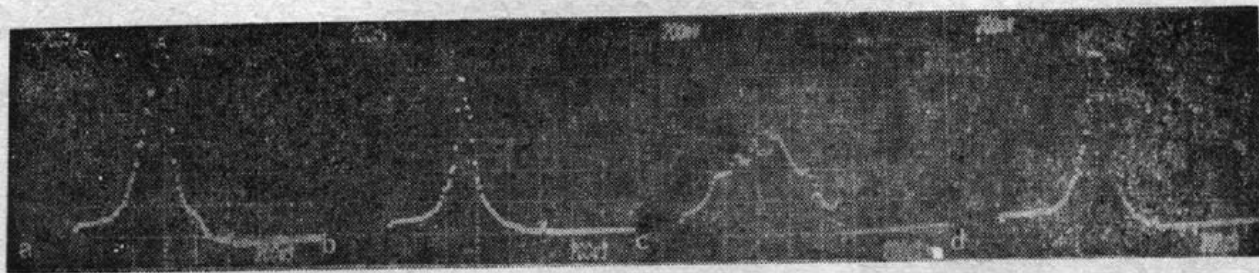
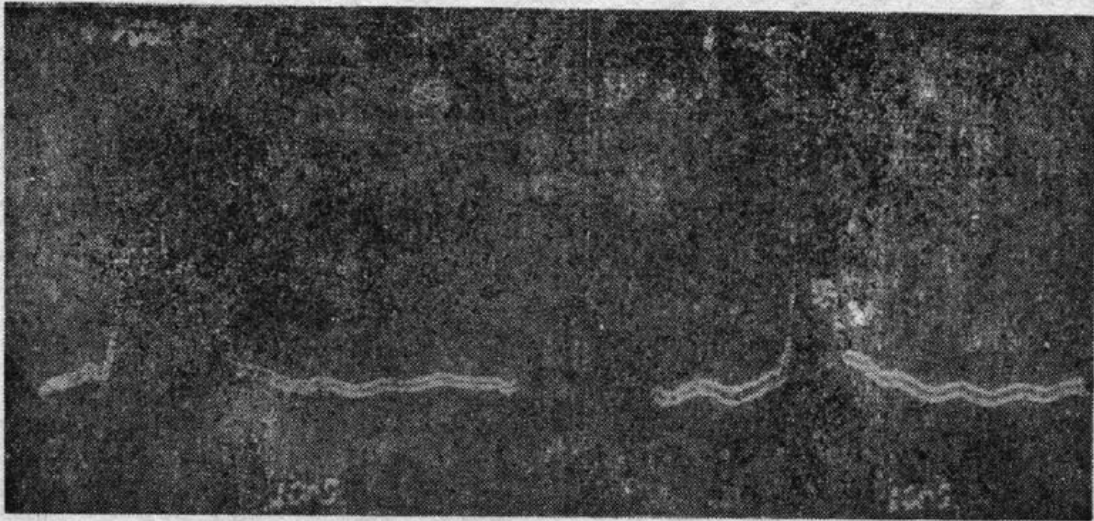


Fig. 5 The profile of a beam reflected

- (a) a normal mirror, no lens in the signal beam;
- (b) a FWM phase conjugate mirror, no lens in the signal beam;
- (c) a normal mirror with a lens in the signal beam;
- (d) a phase conjugate mirror with a lens in the signal beam



(a)

(b)

Fig. 6 Pulse compression through DFWM

(a) incident pulse form; (b) from PCM reflected pulse form

四、结 论

用 Nd:YAG 激光在硅片中作四波混频相位共轭, 得到了超过 100% 的反射率, 这是一种由泵浦光向反射光的能量转移。由于光激发电子-空穴对浓度饱和现象导致了高泵浦光能量密度时的相位共轭反射率饱和效应。

感谢西柏林技术大学化学研究所的 H. J. Eichler 教授对本文的研究工作的支持与指导。实验用的硅片由国际商用机械公司 (IBM) 提供, 并由 Molt 博士帮助镀膜, 在此表示致谢。

参 考 文 献

- [1] J. P. Woerdman, B. Bolger; *Phys. Lett. (A)*, 1969, **30A**, No. 3 (Oct), 164~166.
- [2] J. P. Woerdman; *Opt. Commun.*, 1970, **2**, No. 5 (Oct), 213~214.
- [3] H. J. Eichler, P. Günter *et al.*; «*Laser-Induced Dynamic Grating*», Springer Series in Optical Sciences Vol. 50, (Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York Tokyo, 1986).

Phase conjugation by four-wave mixing of Nd:YAG lasers in Si single crystal

CHEN JUN

(Department of Optical Engineering, Zhejiang University, Hangzhou)

(Received 10 July 1989)

Abstract

The phase conjugate wave has been obtained by degenerated four-wave mixing (DFWM) with silicon single crystal as the nonlinear medium using Q-switched Nd:YAG lasers. The reflectivity of the phase conjugate mirror (PCM) has been calculated from the theory of the light induced electron-hole-pair density, which produced a phase grating. Experimentally, a reflectivity of 125% of the PCM was obtained and the property of the compensation of the phase aberrations was demonstrated.

Key words: phase conjugation; four-wave-mixing.

光学学报承办广告业务。广告经营许可证：沪工商广字 22007 号

Welcome publishing advertisement in AOS

·光学学报编辑部

编 辑	中国光学学会 《光学学报》编辑委员会 (上海 800-211 邮政信箱) (邮政编码 201800)	THE CHINESE OPTICAL SOCIETY Editorial Board of Acta Optica Sinica (P. O. Box 800-211, Shanghai, P. R. China)
主 编	王之江 中国科学院	(ZIP code 201800) Tel: 953-4379 Cable: 8024
承办单位	上海光学精密机械研究所 中国科学院 长春光学精密机械研究所	IDD: (0086-021) 952-8814 Telex: 30902 SIOFM CN
出 版	上海科学技术出版社	Chief editor Wang Zhijiang
排 印	商务印书馆上海印刷厂	Shanghai Scientific & Technical Publishers
国内发行	上海市报刊发行局	The Commercial Press, Shanghai Printing Factory
国内订购	全国各邮电局	Distributed by China International
国外发行	中国国际图书贸易总公司 (北京 399 信箱)	Book Trading Corporation (P. O. Box 399, Beijing, P. R. China) (ZIP code 100044)