

多模热不灵敏腔

吕百达

H. Weber

(四川大学物理系)

(西德 Kaiserslautern 大学物理系)

提 要

使用 ABCD 定律和 g^* g' 参数等价腔对多模工作下的热不灵敏腔作了理论研究。在钕玻璃激光器作实验证实了有关的理论结果。

一、引 言

无论是基模或多模工作的固体激光器,在激光材料加工、激光医学等方面都有重要应用。但固体激光棒因高功率泵浦产生的热透镜效应会引起 g 参数图上工作点的飘移,从而会影响激光输出的稳定性,这在实际使用中应该力求避免。因此,对固体激光器的动力学稳定性的研究是一个十分有意义的课题。文献[1]、[2]分析了含透镜谐振腔镜面上基模光斑的变化规律,从 $(dW_i/df)=0$ 条件得出了基模热稳腔 g 参数应满足的关系。文献[3]、[4]、[5]详细讨论了多元件光学谐振腔的稳定性问题,用 g^* 参数图上工作点的直线运动方程和临界屈光度 $D_i (i=1, 2, 3, 4)$ 来表征激光模参数随泵浦参数的变化规律。这里所谓动力学稳定性是指不仅满足 $0 < g_1 g_2 < 1$ 的稳定性条件,而且要求激光器的参数(例如光斑半径、远场发散角、输出功率等)受各种可能因素(例如高功率泵浦下的热透镜效应、谐振腔的失调等)的影响变化较小。在高斯光束近似下,多模工作的远场发散角是基模光斑半径(隐含泵浦参数)和腔几何参数的函数,因而有可能选择适当的腔参数,使多模工作的远场发散角不随泵浦参数变化或变化甚小,此即本文定义的多模热不灵敏腔。显然,它与 Steffen 等人定义的基模热稳腔有不同的含义。可用不同方法对多模热稳腔进行分析,本文使用熟知的高斯光束传播规律——ABCD 定律,并借助于 g^* 、 g' 参数等价腔的概念^{[3], [6], [7]},简单地推导出热不灵敏条件和各种类型热不灵敏腔(两镜腔、望远镜腔、透镜腔)的几何参数应当满足的关系和多模远场发散角的表达式,并将理论分析与实验结果进行了比较和讨论。文中使用的方法和有关结果,对用于激光加工的高功率固体激光器的设计有参考意义。

二、具有“匹配镜”的谐振腔

如图 1 所示,所谓“匹配镜”是指适当选择输出耦合镜 S_2 的内、外曲率半径 ρ_2 、 ρ_3 , 使满足关系

$$\rho_3 = (\rho_2 + d_s) [1 - (1/n_m)], \quad (1)$$

式中 d_s 为镜 S_2 厚度; n_m 为镜 S_2 的折射率。此时基模和多模(模序数 m) 高斯光束的远场

发散角 θ_{02} 、 θ_{m2} 分别为

$$\theta_{02} = \lambda / \pi W_2, \quad (2)$$

$$\theta_{m2} = \sqrt{m + (1/2)^*} = k(\lambda R / \pi) (1/W_2 W_b), \quad (R > W_b) \quad (3)$$

式中 W_2 为镜 S_2 上基模光斑半径, W_b 为有效光阑处基模光斑半径, R 为有效光阑

半径, λ 为波长, $k < 1$ 为与光泵浦非均匀性等因数有关的常数, 可由实验确定。

特例: (a) 当镜 S_2 为平面镜时, 即 $\rho_2 \rightarrow \infty$, $\rho_s \rightarrow \infty$, (1) 式自然满足。

(b) 腔内未置光阑, 这时激光棒本身对光束起实际限模作用。

$$W_b = W_s, \quad (4)$$

式中 W_s 为棒主面处基模光斑半径, R 为棒半径。在利用 ABCD 定律求出 W_s 后, 代入 (3) 式得到

$$\left(\frac{\theta_{m2}}{R}\right)^2 = \frac{k^2}{[1 - (d_2/\rho_2)]^2 (\pi W_2^2 / \lambda d_2)^2 + d_2^2} \quad (5)$$

三、多模热不灵敏腔

1. 热不灵敏常规两镜腔

由 (5) 式可知, 当 $d_2 = \rho_2$ 时, 即镜 S_2 的曲率中心位于棒右主面上时, 多模工作的远场发散角 θ_{m2} 对泵浦引起的热效应不灵敏。此时有

$$\frac{\theta_{m2}}{R} = \frac{k}{d_2} = \frac{k}{\rho_2}, \quad (6)$$

等价 g^* 参数为

$$g_1^* = g_1 - D d_2 [1 - (d_1/\rho_1)], \quad (7)$$

$$g_2^* = g_2 < 0. \quad (8)$$

因此, 多模热不灵敏腔的另一等价定义为其对应 g_2^* 参数与折射力无关, 且等于初始时 ($D=0$) 的值 g_2 。在激光器工作时, g^* 参数图上的工作点平行于 g_1^* 轴运动, 仅出现临界屈光度 D_{II} , D_{IV} , 如图 2 所示:

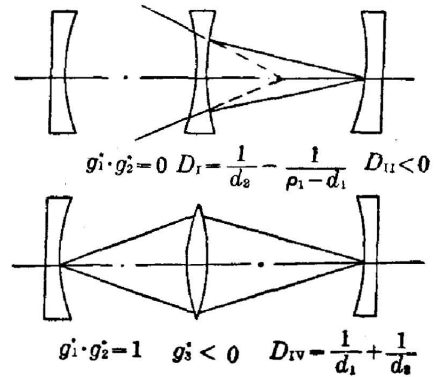


Fig. 2

$$D_{II} = (1/d_2) - [1/(\rho_1 - d_1)], \quad g_1^* g_2^* = 0, \quad D_{II} < 0, \quad (9)$$

$$D_{IV} = (1/d_1) + (1/d_2), \quad g_1^* g_2^* = 1, \quad g_i^* < 0, \quad (10)$$

在工程应用中常要求根据 θ_{m2} 、临界屈光度等来设计激光腔。由 (6)、(9)、(10) 等式可得腔参数

* 对圆形域 $\sqrt{m + (1/2)}$ 应换为 $\sqrt{2\rho + l + (1/2)}$, ρ 、 l 为模序数, 它不影响最后结果。

$$\left. \begin{aligned} d_1 &= \frac{1}{D_{IV} - (\theta_{m2}/R)}, & d_2 &= \frac{R}{\theta_{m2}}, \\ \rho_1 &= \frac{D_{IV} - D_{II}}{[D_{IV} - (\theta_{m2}/R)][(\theta_{m2}/R) - D_{II}]}, & \rho_2 &= \frac{R}{\theta_{m2}}, \\ L_{oe} &= \frac{D_{IV}R/\theta_{m2}}{[D_{IV} - (\theta_{m2}/R)]} + l \left(1 - \frac{1}{n_r}\right), \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

式中 ρ_1 、 ρ_2 分别为镜 S_1 、 S_2 的曲率半径, L_{oe} 、 l 分别为腔长和棒长(几何长度), n_r 为棒折射率, d_1 、 d_2 意义见图 1。

由(6)式可知, 欲得到小的远场发散角应当使用较长的腔。出于实际应用目的, 可用较短腔长的望远镜腔或透镜腔来代替。

2. 多模热不灵敏望远镜腔

如图 3 所示, 利用等效参数腔可得热不灵敏条件为 $\rho_2' = d_2$, 即 $\rho_2 = M^2 a + M l_T + d_2$ 。此时有

$$\frac{\theta_{m2}}{R} = k \frac{M}{\rho_2}, \quad (12)$$

式中 l_T 为焦距分别为 f_1 、 f_2 两透镜的间距, $M = -(f_2/f_1)$ 为此两透镜组成的望远镜的角放大率, 其余各量意义见图 3。透镜 f_1 与棒右主面距离为

$$a = \frac{\rho_2}{M^2} - \frac{1}{M} \left(\frac{d_2}{M} + l_T \right). \quad (13)$$

为使腔长尽可能短, 可令 $a \rightarrow 0$, 即满足附加条件 $d_2 + M l_T = \rho_2$ 时, 其临界屈光度

$$D_{II} = \frac{1}{a + (1/M)[(d_2/M) + l_T]} - \frac{1}{\rho_1 - d_1}, \quad (14)$$

$$D_{IV} = \frac{1}{d_1} + \frac{1}{a + (1/M)[(d_2/M) + l_T]}. \quad (15)$$

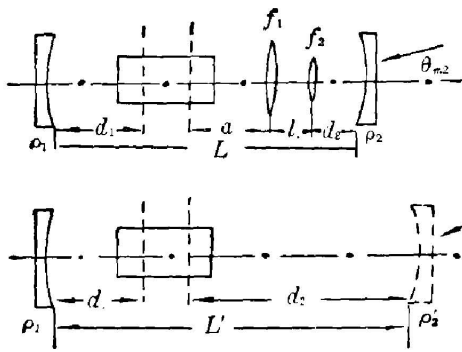


Fig. 3

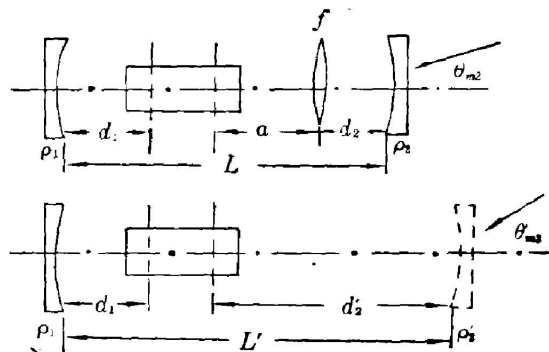


Fig. 4

3. 热不灵敏透镜腔

如图 4 所示, 利用等价 g' 参数腔, 可求得热不灵敏条件为

$$\rho_2 = -f \left[\frac{1}{M} + \frac{1}{(a/f) - 1} \right], \quad (16)$$

此时有

$$\frac{\theta_{m2}}{R} = \frac{k}{f + [(a-f)/M]}, \quad (17)$$

$$D_{II} = \frac{1}{a + Md_2} - \frac{1}{\rho_1 - d_1}, \quad (18)$$

$$D_{IV} = \frac{1}{a + Md_2} - \frac{1}{d_1}, \quad (19)$$

式中 $M = f/(f - d_2)$ 为放大率。

显然, 与前类似, 利用(12)、(14)、(15)和(17)、(18)、(19)式可推出腔参数的设计方程。此外, 利用(12)、(17)式可很方便地讨论减小 θ_{m2} 的方法。

4. 热不灵敏含透镜平凹腔

图4中令 $\rho_2 \rightarrow \infty$, 此时热不灵敏条件(16)式等价于 $f = a$, 于是有:

$$\frac{\theta_{m2}}{R} = \frac{k}{f}, \quad (20)$$

$$D_{II} = \frac{f - d_2}{f^2} - \frac{1}{\rho_1 - d_1}, \quad (21)$$

$$D_{IV} = \frac{f - d_2}{f^2} + \frac{1}{d_1}. \quad (22)$$

四、实验结果和讨论

实验装置如图5。所用的钕玻璃激光器主要数据为: 腔长 $d_1 = 0.27\text{m}$, 棒的几何尺寸为 $4 \times 180\text{mm}$, 镜 S_2 反射率 80%, $\rho_2 = \infty$, 镜 S_1 反射率 99.9%, $\rho_1 = 1\text{m}$ 。其余数据见表1。

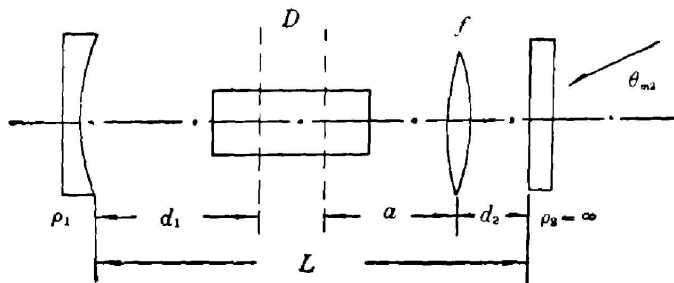


Fig. 5

$d_1 = 0.63\text{m}$ 的常规两镜腔和热不灵敏透镜的腔内基模光束分布如图6、图7所示。

图8为对应 g^* 参数图。由图知:

(1) 实验中用作对比的常规两镜腔因热透镜效应从 $D=0$ 的工作点开始 (对 $d_1 = 0.35\text{m}$ 腔, $g_1 = 0.38$, $g_2 = 1$; 对 $d_1 = 0.63\text{m}$ 腔, $g_1 = 0.1$, $g_2 = 1$), 随屈光度增加而在 g^* 参数图上沿直线向 D_{IV} 方向运动, 直线斜率由腔几何参数确定。

Table 1

Type	Resonator Parameter		
	d_1 (m)	d_2 (m)	a (m)
Regular Resonator With Two Mirrors	0.35	0.63	$a + d_2 = 0.27$
Thermally Insensitive Lens Resonator ($f = 0.15\text{m}$)		0.12	0.15

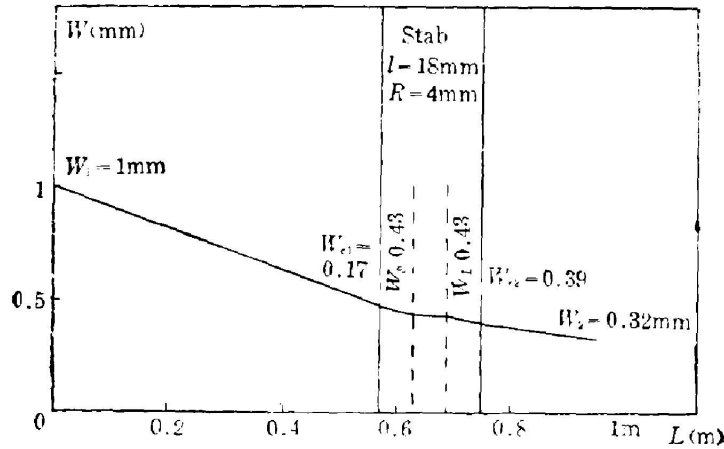


Fig. 6

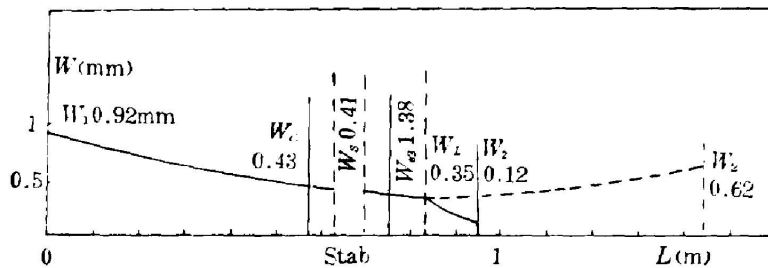


Fig. 7

(2) 对热不灵敏透镜腔, 工作点随屈光度增加并沿平行于 g_1^* 轴直线向 D_{IV} 方向运动, $g_2^* = g_2$ (对 $d_1 = 0.35$ m 腔, 初始值 $g_1 = -0.02$, $g_2 = -2.33$; 对 $d_1 = 0.63$ m 腔, $g_1 = -0.076$, $g_2 = -4.2$)。

随泵浦功率增加, 通过铍玻璃棒的 He-Ne 试验激光束将因棒的热透镜效应而聚焦, 照片系列图 9 清楚地显示出这一现象。同时还可以看出因非均匀光泵浦引起通过铍玻璃棒后 He-Ne 光束中心的移动, 因此说明有必要在 (3) 式中引入 k 因子。

用二极管列阵测量远场发散角, 按文献 [6]、[8] 所述方法测量屈光度和进行数据处理。对热不灵敏透镜腔 ($d_1 = 0.63$ m) 多模远场发散角 θ_{m2} 的测量结果列于图 10, 图中横坐标已将泵浦功率按屈光度测量值作了换算, 实线为按 (20) 式求出理论值*。在常规两镜腔中所作的对比实验结果示于图 11。上述实验中非均匀光泵浦常数取值 $k^{-1} = 1.6$ 。

作为总结, 可以指出:

(1) 在实验误差范围内, 理论与实验结果符合甚好, 证明本文使用的分析方法和有关结果是正确的。

(2) 应注意热不灵敏条件 $d_2 = \rho_2$ 是在满足实际对光束起限制作用为激光棒主面条件即 (4) 式的情况下才成立。这要求激光棒长度远小于腔长及光速半径在棒长范围内变化不大。由图 7 知, 这些要求在本实验中是满足的。

* 在 $d_1 = 0.35$ m 热不灵敏腔中也得到了类似的结果。

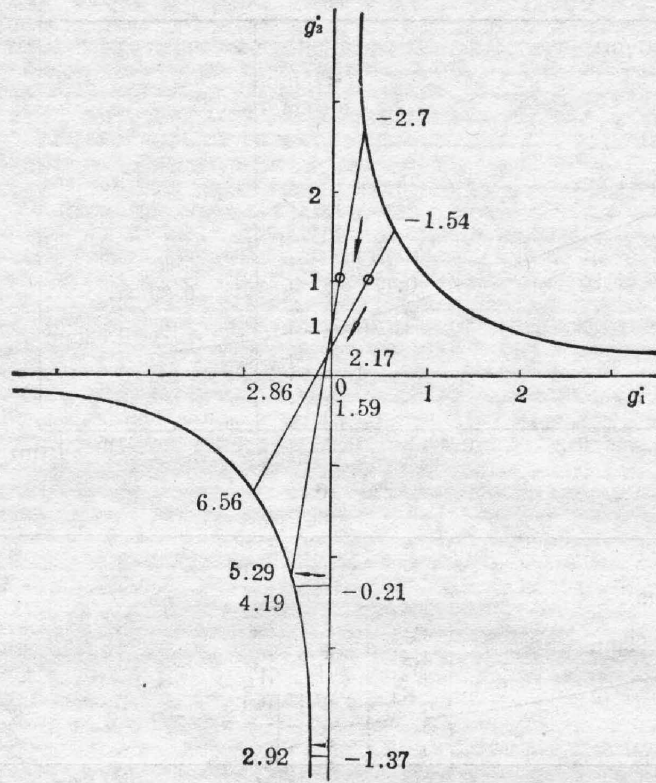
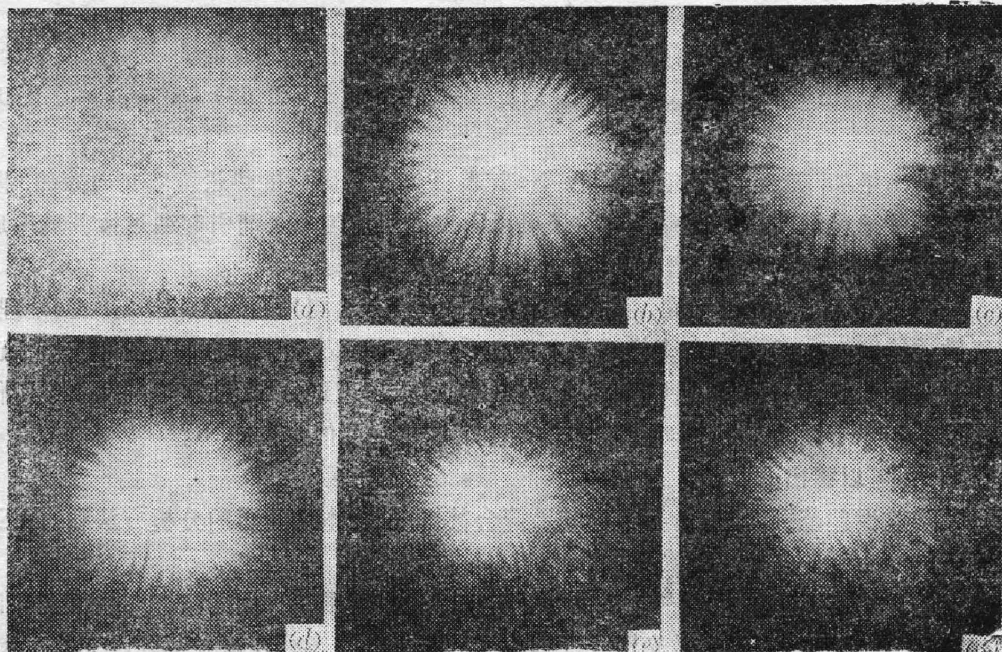


Fig. 8



(a) Without pump;
(d) $P=540$ W;

(b) $P=378$ W;
(e) $P=648$ W;

(c) $P=486$ W
(f) $P=756$ W

Fig. 9

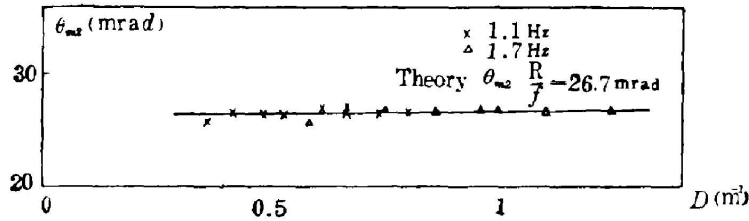


Fig. 10

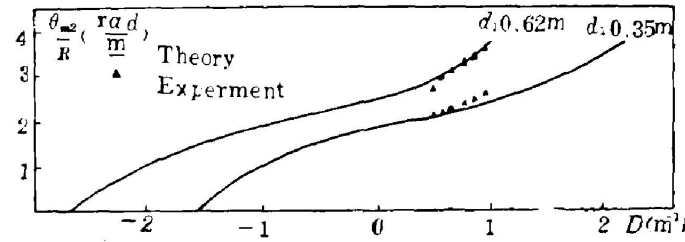


Fig. 11

(3) 很容易对多模热不灵敏腔从物理角度予以理解。由(3)式知,多模工作的远场发散角 θ_{m2} 依赖于基模远场发散角 θ_{02} 和模序数 m , 而 θ_{02} 和 m 都与泵浦参数(因而与屈光度)有关,若腔的几何参数选择适当,可使 θ_{02} 和 m 随 D 的变化相互抵消,于是 θ_{m2} 不随泵浦参数变化。这与前面的说法实际上是一致的。

作者对联邦德国政府科技部(Bundesminister für Forschung und Technologie)对本工作的资助,谨表谢意。

参 考 文 献

- [1] J. Steffen; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1972, **QE-8**, No. 2 (Feb), 239.
- [2] J. P. Lüscher et al.; *Opt. & Quant. Electron.*, 1975, **7**, No. 6 (Nov), 505.
- [3] H. Kogelrik; *Bell Syst. Tech. J.*, 1965, **44**, No. 3 (Mar), 455.
- [4] H. P. Körtz et al.; *Appl. Opt.*, 1981, **20**, No. 23 (Dec), 4124.
- [5] 魏光辉,吕百达:《第六届国际光-电子会议(München), 1983》。
- [6] H. Weber;《激光谐振腔》, (华中工学院出版社, 1983)。
- [7] 吕百达,魏光辉:《四川大学学报》, 1985, No. 4, (Dec), 48。
- [8] 吕百达;《激光杂志》, 1984, **5**, No. 1 (Jan), 55。

Thermally insensitive resonators for multimode operation

LU BAIDA

(Department of Physics, Sichuan
University, Chengdu)

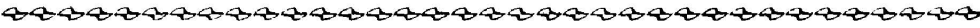
H. WEBER

(Kaiserslautern University,
West Germany)

(Received 17 October, 1985)

Abstract

Thermally insensitive resonators for multimode operation are investigated theoretically by using the ABCD-law and g^* —, g' —parameter equivalent resonators. Experiments on a Nd-glass laser have borne out the theoretical results.



评《非线性光学原理》

Y. R. Shen: «The Principles of Nonlinear Optics», 1st ed: (John Wiley & Sons, Inc. 1984), 563p.

非线性光学是从激光派生出来的新兴学科。自 1965 年以来,它以惊人的速度发展,具有广泛的前景并已应用于许多科学领域。

1965 年, N. Bloembergen 教授写的《非线性光学》是非线性光学著作中比较完善的,但是 20 年来飞速发展着的非线性光学,涌现出大量新的内容,对比,该书是无法包容的。而其他同类的著作中,有的是一般介绍,有的是范围很窄,所以人们需要一本既能系统地阐述非线性光学原理,又能反应非线性光学中各方面新的进展的好书,沈元壤教授所写的《非线性光学原理》一书能满足这些要求。

本书是作者在美国加利福尼亚大学伯克利学校物理系经过多年教学而积累起来的现代光学教材。本书可以作为大学物理系高年级学生和研究生教材,也适合于从事化学、工程光学、激光光化学、光谱学,尤其是非线性光学的专业人员作参考书。

本书共有 28 章,其中第 1~3 章阐述基本原理;第 4~5 章是电光效应和磁光效应中的非线性光学现象;第 6~9 章是二次非线性光学效应,包括和频、谐波、差频、参量放大和振荡等;第 10~17 章是三次非线性光学效应,主要包括受激散射,双光子吸收,四波混频,光致双折射,自聚焦等;第 18~28 章涉及到多种非线性光学效应及其在许多科学领域中的应用,其中包括近几年来进展的新课题。例如多光子光谱学、稀有原子和分子的探测,瞬时相干光学效应、分子体系的红外多光子激发和离解,表面非线性光学、光波导中的非线性光学、等离子体非线性光学效应等。但是本书未包括碰撞诱导非线性光激发,光学多稳,分光和混沌理论,非线性光学的量子统计学,以及四次以上的非线性光学效应等。

作者在本书中着重强调物理概念以及理论和实验之间的相互作用,尽管不可避免地引用许多数学方程式,但是物理概念的描述仍是本书的重点。作者于 1983 年在上海复旦大学讲学时所讲的非线性光学内容均已包括在本书中。

(潘忠汉)