

文章编号: 0253-2239(2009)03-0786-08

增益介质中发散光束的小尺度自聚焦

张艳丽 李小燕 朱健强

(中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理联合实验室, 上海 201800)

摘要 将 Bepalov-Talanov 理论拓展为发散光束在增益介质中的情形,研究了介质小信号增益和饱和增益情况下小尺度扰动的自聚焦特性。在小信号增益情形下,对于确定的输入功率,不同的光束初始曲率半径,小尺度调制增长的临界频率、最快增长频率及其对应的最大增益随介质小信号增益或传输距离的变化有不同的变化性质。光束初始曲率半径表征着光束衍射发散的程度,它的减小在一定程度上能够使小尺度调制的最快增长频率和最大增益减小。小信号增益情形下,对于确定的输出功率,增加介质小信号增益,扰动的最大增益会随之减小,而最快增长频率相应向低频方向移动。相比于小信号增益情形,饱和增益介质情形下小尺度调制增长的最快增长频率及最大增益较小。在不同的系统设计中,需权衡放大器增益及光束参数,选择合适的系统参数及光束控制装置进行实际应用。

关键词 非线性光学; 小尺度自聚焦; 介质小信号增益; 饱和增益; 小尺度调制增长率

中图分类号 O436.3 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092903.0786

Small-Scale Self-Focusing of Divergent Beams in Gain Medium

Zhang Yanli Li Xiaoyan Zhu Jianqiang

(*Joint Laboratory of High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*)

Abstract Bepalov-Talanov theory is extended to the divergent beam in gain medium. The small-scale self-focusing properties are studied systematically in small-signal and saturated gain conditions. In the case of small-signal gain, for a given input power with different initial radii, the cutoff spatial frequency, the fastest growing frequency and the maximum growth of small-scale modulation, evolve differently with the change of the small-signal gain and propagation distance. The initial radius represents the degree of diffraction divergence, the decrease of the initial radius can reduce the fastest growing frequency and the maximum perturbation growth. For a given output power, the increase of the small-signal gain can decrease the maximum perturbation growth, while the fastest growing frequency shifts to the lower frequency. Compared with the small-signal gain, the fastest growing frequency and the maximum gain are smaller in medium with saturated gain. In different system design, the amplifier gain and the beam parameters should be weighed and selected properly in practical systems.

Key words nonlinear optics; small-scale self-focusing; small-signal gain of medium; saturated gain; the fastest growing frequency of small-scale modulation

1 引言

在激光惯性约束聚变中,阻碍激光驱动器负载提高和使光束质量变坏的主要因素之一,是由非线性折射率引起的强光束自聚焦现象^[1~2]。其中因小

的相位和振幅调制引起的局部非线性折射率使光束变得局部不稳定,使其分裂成一根根强度很高的细丝,导致激光介质的局部破坏。这种危害十分强大的小尺度自聚焦成丝一直以来都是高功率激光器总

收稿日期: 2008-08-11; **收到修改稿日期**: 2008-09-09

作者简介: 张艳丽(1981—),女,博士研究生,主要从事光束传输变换及微光学的研究工作。

E-mail: zhasdg@uste.edu

导师简介: 朱健强(1964—),男,研究员,博士生导师,主要从事激光器件设计、光学精密机械设计与制造工艺、光学仪器等方面的研究。E-mail: jqzhu@mail.shcnc.ac.cn

体设计、工程研制、安全运行的重大问题。

小尺度自聚焦的理论(BT 理论)^[3]利用比较简单而清晰的模型解释了成丝现象。该理论将光场假定为强度随传输距离不变的背景均匀平面波和微小扰动的叠加,将微小扰动展开为振幅不同的平面波谱,从而得到了线性扰动传输方程。并进一步推导出最快增长频率、最大增长系数和 B 积分等著名结果。具有最快增长频率的平面波谱成份反映非线性介质最后成丝的周期,引起的破坏可能性最高。破坏的程度取决于最快增长频率波谱成份的最大增长系数。 B 积分作为强激光系统设计的重要判据之一,用来衡量小尺度非线性效应的程度^[4]。另外,文献[5~7]推广了 BT 理论,揭示了在介质有增益或损耗的情况下小尺度自聚焦的特性,得到介质增益或损耗的变化直接影响着小尺度扰动的增长。文献[8]提出利用负非线性折射率的介质进行补偿自聚焦的方法;实际的激光放大系统中,在各级放大器之间加入空间滤波器^[9],可以滤掉增长较快的频率成份,能够有效地抑制小尺度调制的进一步增长;文献[10]指出在锥形光放大器中发散波面可以抑制光束成丝,衍射发散使光束在横向扩展,减小了光束横截面上的本底光强度,从而在一定程度上减小了小尺度调制的增长。此方法与空间滤波器相结合,能够在一定程度上提高高功率放大器中的光通量。因而研究发散光束在放大器介质中的小尺度自聚焦理论及相应的 B 积分变化尤为重要。近来发散光束的小尺度自聚焦线性扰动理论^[11]得到的结论是对于一定的传输距离,随着发散光束初始曲率半径的减小,小尺度扰动的最快增长频率减小,相应的最大增益减小。进一步研究了放大器介质中小尺度自聚焦特性,为实际应用提供理论指导。从非线性旁轴波动方程出发,采用坐标变换及折射率等效的方法推导出增益介质中发散球面波背景下小尺度自聚焦方程。并利用线性扰动理论,在假设小尺度扰动的平面波谱随传输距离指数增长条件下,得到了小尺度调制增益谱的表达式。针对小信号增益情形,数值计算了在介质增益及传输距离改变的情况下小尺度调制的最快增长频率及最大增益的变化规律。针对饱和增益情形,即在弗兰兹-诺德威克简化模型下,研究了小尺度调制增益谱的变化特性。

2 发散光束小尺度调制传输方程

在增益介质中,综合考虑衍射、放大、非线性自聚焦三种物理过程同时作用下光场的变化规律仍然

遵从准稳态傍轴波动方程^[5]:

$$\nabla_{\perp}^2 E + 2jk \partial E / \partial z = -2k^2 [\Delta n / n_0] E, \quad (1)$$

式中 $k = 2\pi n_0 / \lambda$ 为介质的波数, n_0 为介质的线性折射率, E 为光场包络。 Δn 是相对于线性折射率的附加变化。有增益的非线性介质,等效折射率表示为

$$\Delta n = (n_2 / 2) |A|^2 - j(n_0 / 2k) \beta, \quad (2)$$

其中 n_2 是非线性折射系数, $\beta > 0$ 表示增益, $\beta < 0$ 表示损耗系数。发散球面波背景下的光束^[11]可假设为

$$E = \frac{RA(x, y, z)}{z} \exp\left(\frac{jk(x^2 + y^2)}{2z}\right), \quad (3)$$

其中 R 为入射光束的初始曲率半径, z 为传输距离且 $z \in [R, \infty)$ 可表示为 $z = R + Z$, Z 为光在非线性介质中的传输距离。 $A(x, y, z)$ 为调制场的振幅。利用坐标变换:

$$x' = \frac{R}{z} x, y' = \frac{R}{z} y, z' = R - \frac{R^2}{z}, \quad (4)$$

$A(x, y, z)$ 转变为新坐标系下的 $A'(x', y', z')$, 做此变换的目的是以入射面 $z_1 = R$ 为基础进行坐标压缩,光场转变为与入射面横向尺寸相同下的表示。将公式(2)(3)代入(1)式,并利用(4)式,传输方程表示为

$$\nabla_{\perp}' A' + 2jk \frac{\partial A'}{\partial z'} = -k^2 \frac{n_2}{n_0} |A'|^2 + \frac{R^2}{(R - z')^2} jk \beta A', \quad (5)$$

其中 $\nabla_{\perp}' = \frac{\partial^2}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2}{\partial y'^2}$ 。按照 Bepalov-Talanov 理论的思想,光场可表示为本底光场和小尺度扰动场的叠加:

$$A'(x', y', z') = A'_s(z) [1 + u'(x', y', z') + jv(x', y', z')], \quad (6)$$

其中 $u'(x', y', z')$, $v(x', y', z')$ 分别为小尺度扰动场归一化值的实部和虚部,满足 $|u'|^2, |v'|^2 \ll 1$ 。根据公式(5),本底光场具有形式解为

$$A'_s(z) = A_0 \exp\left[\beta \left(\frac{R^2}{R - z'}\right) + jk \int_0^{z'} \frac{n_2}{2n_0} |A_s|^2 dz'\right], \quad (7)$$

其中 A_0 为本底场初始光强度,将(7)式代入(5)式,进行实部与虚部分离可得到传输方程组为

$$\begin{cases} \nabla_{\perp}^2 u' - 2k \frac{\partial v'}{\partial z'} = -2k^2 \frac{n_2}{n_0} A_0^2 \cdot \left[\exp\left(\frac{Rz'}{R - z'} \beta\right) \right] u', \\ \nabla_{\perp}^2 v' + 2k \frac{\partial u'}{\partial z'} = 0, \end{cases} \quad (8)$$

由(8)式,经坐标反变换,得 (x, y, z) 坐标系下小尺度扰动场 $u(x, y, z), v(x, y, z)$ 满足的传输方程组为

$$\begin{cases} \nabla_{\perp}^2 u - 2k \frac{\partial v}{\partial z} = -2k^2 \frac{n_2 R^2}{n_0 z^2} A_0^2 [\exp(z-R)\beta] u, \\ \nabla_{\perp}^2 v + 2k \frac{\partial u}{\partial z} = 0. \end{cases} \quad (9)$$

上述方程组第1个表达式右边与 z 有关的表示式,是综合了发散波面和介质增益两种作用的结果,可以看出两种过程是独立相乘的。当 $R \rightarrow \infty$ 时,方程组(9)与文献[5]中的(7)式的表达一致,若再令 $\beta=0$,结果与Bepalov-Talanov理论相一致。按常规处理方法,将小尺度扰动场展开为传播方向不同的平面波谱:

$$\begin{cases} u(x, y, z) = \iint U(q_x, q_y, q_z) \times \\ \exp(jq_x x + jq_y y) dq_x dq_y, \\ v(x, y, z) = \iint V(q_x, q_y, q_z) \times \\ \exp(jq_x x + jq_y y) dq_x dq_y, \end{cases} \quad (10)$$

将(10)式代入(9)式,最后可得到:

$$\begin{cases} \frac{dU}{dz} = \left[\left(\frac{2k^2 n_2 A_0^2 R^2}{n_0 z^2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \exp[\beta(z-R)] - q_{\perp}^2 \right) / (2k) \right] V, \\ \frac{dV}{dz} = \frac{q_{\perp}^2}{2k} V, \end{cases} \quad (11)$$

其中 $q_{\perp}^2 = q_x^2 + q_y^2$ 是平面波横向波矢。方程组(11)为增益介质中的发散光束小尺度调制场平面波谱传输方程。

3 小信号增益情形

从方程组(11)式出发,令 $q_c = \frac{q_{c0} R}{z} \times \exp\left[\frac{\beta(z-R)}{2}\right]$,其中 $q_{c0} = \left(\frac{2k^2 n_2 A_0^2}{n_0}\right)^{1/2}$,假定正弦调制的谱分量随传输距离指数增长:

$$\begin{cases} U = U_0 \exp[\eta(z)], \\ V = V_0 \exp[\eta(z)], \end{cases} \quad (12)$$

其中 $\eta(z)$ 为调制谱增益,将式(12)代入式(11),可以得到

$$d\eta/dz = q_{\perp}^2 / 2k(q_c^2 - q_{\perp}^2)^{1/2}, \quad (13)$$

式中 q_c 为不稳定增长的临界频率,正比于背景光场强度。而背景光场强度由于衍射发散和介质增益而随传输距离变化。因此不稳定增长的频率范围随传

输距离变化,可以预测在增益介质中的发散光束,调制场的最快增长频率 q_m 和最大增益随着 z 的改变有着一定的对应关系。为了清楚描述在非线性介质中的传输,令 $z=R+Z$,则有 $Z \in (0, \infty)$ 。首先讨论临界频率 q_c 随 Z 的变化规律, q_c 对 Z 求偏导数,可以得到,若满足 $R > 2/\beta$,恒有 $\partial q_c / \partial Z > 0$,则 $q_c(Z)$ 为 Z 的递增函数;若满足 $R < 2/\beta$,则必有一点满足 $Z_0 = (2 - \beta R) / \beta$,使得 $\partial q_c / \partial Z = 0$ 。这时 $q_c(Z)$ 在 Z 的变化区间内为先递减然后从 Z_0 点开始递增。在一定的传输距离内需根据不同的 R 值,分两种情况研究小尺度调制场增益 $\eta(Z)$ 的变化特性。

1) 若 $R > 2/\beta$,在 $[0, Z_p]$ 区间内看小尺度调制场的增益,临界频率从 $Z=0$ 时的 q_{c0} 增加到 $Z=Z_p$ 时的 $q_c(Z_p)$ 。若 $q_{\perp} < q_{c0}$, q_{\perp} 空间频率成份在 $[0, Z_p]$ 区间内一直增长;若 $q_{c0} < q_{\perp} < q_c(Z_p)$, q_{\perp} 空间频率成份在 $Z=Z_n$ 处开始增长,其中 Z_n 满足 $q_{\perp} = q_c(Z_n)$ 。

则调制场的增益表示为

$$\eta(Z_p) = \begin{cases} \int_0^{Z_p} \frac{q_{\perp}}{2k} \sqrt{q_c^2 - q_{\perp}^2} dZ & 0 < q_{\perp} < q_{c0}, \\ \int_{Z_n}^{Z_p} \frac{q_{\perp}}{2k} \sqrt{q_c^2 - q_{\perp}^2} dZ & q_{c0} < q_{\perp} < q_c(Z_p). \end{cases} \quad (14)$$

2) 若 $R < 2/\beta$,按照相同的原理,在积分区间 $[0, Z_p]$ 内根据临界频率 $q_c(Z)$ 随 Z 的变化特点,找出 q_{\perp} 的增长区间并进行积分即可得到调制场的总增益。针对不同的 Z_p 大小,需分三种情况进行考虑:

I) 当 $Z_p < Z_0$ 时,调制场增益表示为

$$\eta(Z_p) = \begin{cases} \int_0^{Z_p} \frac{q_{\perp}}{2k} \sqrt{q_c^2 - q_{\perp}^2} dZ, & 0 < q_{\perp} < q_c(Z_p), \\ \int_0^{Z_n} \frac{q_{\perp}}{2k} \sqrt{q_c^2 - q_{\perp}^2} dZ, & q_c(Z_p) < q_{\perp} < q_{c0}. \end{cases} \quad (15)$$

Z_n 为方程 $q_{\perp} = q_c(Z_n)$ 在研究区间内的一个根。

II) 当 $Z_0 \leq Z_p \leq Z_Q$ 时,令 $q_{\min} = q_c(Z_0)$, Z_Q 为方程 $q_{c0} = q_c(Z_Q)$ 的正根,则调制场增益表示为

$$\eta(Z_p) = \begin{cases} \int_0^{Z_p} \frac{q_{\perp}}{2k} \sqrt{q_c^2 - q_{\perp}^2} dZ, & 0 < q_{\perp} < q_{\min} \\ \int_0^{Z_{n1}} \frac{q_{\perp}}{2k} \sqrt{q_c^2 - q_{\perp}^2} dZ + \int_{Z_{n2}}^{Z_p} \frac{q_{\perp}}{2k} \sqrt{q_c^2 - q_{\perp}^2} dZ, & \\ q_{\min} \leq q_{\perp} \leq q_c(Z_p) \\ \int_0^{Z_n} \frac{q_{\perp}}{2k} \sqrt{q_c^2 - q_{\perp}^2} dZ, & q_c(Z_p) < q_{\perp} < q_{c0} \end{cases} \quad (16)$$

其中 Z_{n1}, Z_{n2} 分别对应在 $q_{\min} \leq q_{\perp} \leq q_c(Z_p)$ 的条件下方程 $q_{\perp} = q_c(Z)$ 的较小根和较大根, 而 Z_n 为在 $q_c(Z_p) < q_{\perp} < q_{c0}$ 的条件下方程 $q_{\perp} = q_c(Z)$ 的较小根。

Ⅲ) 当 $Z_Q \leq Z_p$ 时, 令 $q_{\min} = q_c(Z_0), Z_Q$ 为方程 $q_{c0} = q_c(Z_Q)$ 的正根。调制场增益表示为

$$\eta(Z_p) = \begin{cases} \int_0^{Z_p} \frac{q_{\perp}}{2k} \sqrt{q_c^2 - q_{\perp}^2} dZ, & 0 < q_{\perp} < q_{\min} \\ \int_0^{Z_{n1}} \frac{q_{\perp}}{2k} \sqrt{q_c^2 - q_{\perp}^2} dZ + \int_{Z_{n2}}^{Z_p} \frac{q_{\perp}}{2k} \sqrt{q_c^2 - q_{\perp}^2} dZ, & q_{\min} \leq q_{\perp} \leq q_{c0} \\ \int_{Z_n}^{Z_p} \frac{q_{\perp}}{2k} \sqrt{q_c^2 - q_{\perp}^2} dZ, & q_{c0} < q_{\perp} < q_c(Z_p) \end{cases} \quad (17)$$

其中 Z_{n1}, Z_{n2} 分别对应在 $q_{\min} \leq q_{\perp} \leq q_{c0}$ 的条件下方程 $q_{\perp} = q_c(Z)$ 的较小根和较大根, 而 Z_n 为在 $q_{c0} < q_{\perp} < q_c(Z_p)$ 条件下的方程 $q_{\perp} = q_c(Z)$ 的较大根

公式(14)~(17)的解析积分比较复杂, 需借助数值计算的方法研究小尺度调制增益谱的变化特性。在此分两种情况进行考虑, 第一种情况为输入功率一定, 第二种情况为输出功率一定。计算过程中选取的参数为: 激光波长 $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, 钕玻璃的折射率为 $n_0 = 1.56$, 非线性系数为 $n_2 = 1.29 \times 10^{-22} \text{m}^2/\text{V}^2$ 。

3.1 输入功率一定

如果输入功率一定, 则 q_{c0} 一定, 取上面给定的参数。初始输入光强假设为 $7.8 \text{GW}/\text{cm}^2$, 则有 $q_{c0} = 154 \text{cm}^{-1}$, 传输距离为 $Z = 20 \text{cm}$ 。若 R 满足 $R > 2/\beta$, $R = 2000 \text{cm}$, 介质小信号增益取不同值时的小尺度调制场增益谱如图 1(a) 所示。可以看出, 介质的的小信号增益越大, 小尺度调制的临界频率越大, 增益谱范围越宽, 最快增长频率越大。扰动的最大增益即 B 积分相应增大。图 1(b) 给出了介质小信号增益连续变化时小尺度调制场最快增长频率及最大增益的变化。最快增长频率及最大增益随着介质小信号增益的提高而近似成指数型函数增加。当 R 减小时, 直至满足 $R < 2/\beta$, $R = 80 \text{cm}$ 。在其它输入参数相同的情况下, 介质小信号增益取不同值时小尺度调制场的增益谱如同 1(c) 所示。可以看出增益谱范围在 $z = 20 \text{cm}$ 时不变, 为 $q_{c0} \sim 0$ 。随着介质小信号增益的变化, 小尺度调制的最快增长频率和最大增益的变化如图 1(d) 所示。介质小信号增益的增加, 使得小尺度调制的最快增长频率及最大增益近似成线性增加。上述结果说明, 在传输距离一定时, 介质的的小信号增益在使背景光场放大的同时, 也会引起小尺度调制场强度的增加, 使小尺度调制的最

快增长频率及最大增益都增加。在 R 较大时, 介质增益起主导作用, 发散光束的发散程度较小, 介质小信号增益使得更多高频的扰动波谱成份开始增长, 调制增益谱范围随之增加; 但在 R 较小时, 发散光束的发散程度比较大, 背景光场在进行放大的同时, 向更广的空间扩展。本质上看, 光束发散导致的背景光强减小补偿了介质增益引起的背景光场光强的增加。至此在一定的传输距离内, 没有引起更多的扰动波谱成份出现, 小尺度调制增益谱范围基本不变。

在 BT 理论中, 背景光场是随传输距离不变的均匀光场, 小尺度调制场增益谱宽及最快增长频率随传输距离不产生改变, 扰动的最大增益随着传输距离的增大而线性增大。对于增益介质中背景光场随传输距离改变的发散光束, 若 R 满足 $R > 2/\beta$, $R = 2000 \text{cm}$, 介质小信号增益不改变的情况下传输距离改变时小尺度调制场的增益谱如图 2(a) 所示。可以看出随着传输距离的增大, 小尺度调制的临界频率增加, 增益谱范围增宽。小尺度调制的最快增长频率及最大增益如图 2(b) 所示, 都随传输距离的增大而增加, 近似成指数型函数增长; 当 R 减小时, 直至满足 $R < 2/\beta$, $R = 80 \text{cm}$, 在其它输入参数相同的情况下, 传输距离取不同值时小尺度调制场的增益谱如图 2(c) 所示。表明小尺度调制的临界频率在传输距离小于特定值 $Z_Q (q_{c0} = q_c(Z_Q))$ 不变, 一旦大于这个值小尺度调制的临界频率就会随着传输距离的增加而增加, 增益谱范围会相应增加。小尺度调制的最快增长频率和最大增益如图 2(d) 所示。随着距离的增加近似线性增加, 而最快增长频率却先减小而后开始增大, 并且最快增长频率的变化范围并不是很大。上述结果说明, 在介质小信号增益一定时更长的传输距离, 逐渐增加的背景光场, 会引起小尺度扰动强度的增加, 使扰动场的最大增益一直增加。在 R 较大时, 介质增益起主导作用时, 发散光束的衍射发散程度较小, 使得小尺度扰动场更多的高频平面波谱成份开始增长。同时低中频谱成份进一步不同程度的增长, 中频的较高部分增长较快, 致使最快增长频率增加, 最大增益增加; 但在 R 较小时, 发散光束的衍射发散程度开始比较大, 背景光场在进行放大的同时, 向更广的空间扩展。本质上背景光场的空间某点光场强度是减小的, 如此在传输距离较小时, 低中频谱成份强度增加较快, 导致最快增长频率向低频方向移动。在传输距离比较大时, 介质的增益起到了主导作用, 至此扰动场增长的

临界频率逐渐增加,扰动调制场的最快增长频率及

最大增益也相应增加。

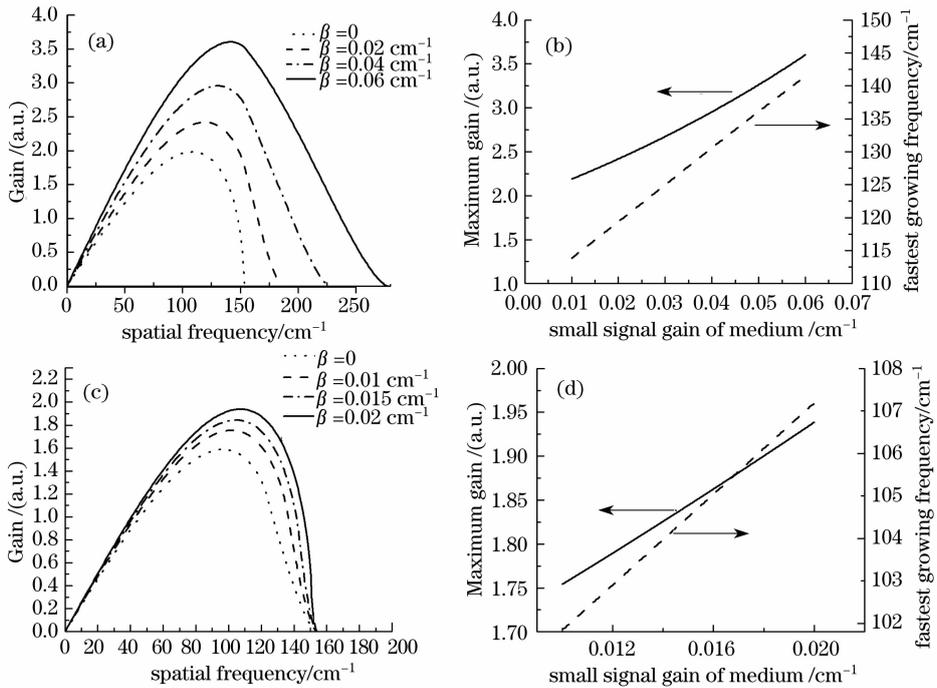


图 1 介质小信号增益改变时小尺度调制场增益特性图, $R > 2/\beta$, 增益谱(a), 最快增长频率, 最大增益(b), $R < 2/\beta$, 增益谱(c), 最快增长频率, 最大增益(d)

Fig. 1 Gain performance of small-scale modulation with the change of small signal gain, $R > 2/\beta$, the gain spectra (a), the fastest growing frequency and the maximum perturbation gain (b), $R < 2/\beta$, the gain spectral (c), the fastest growing frequency and the maximum perturbation gain (d)

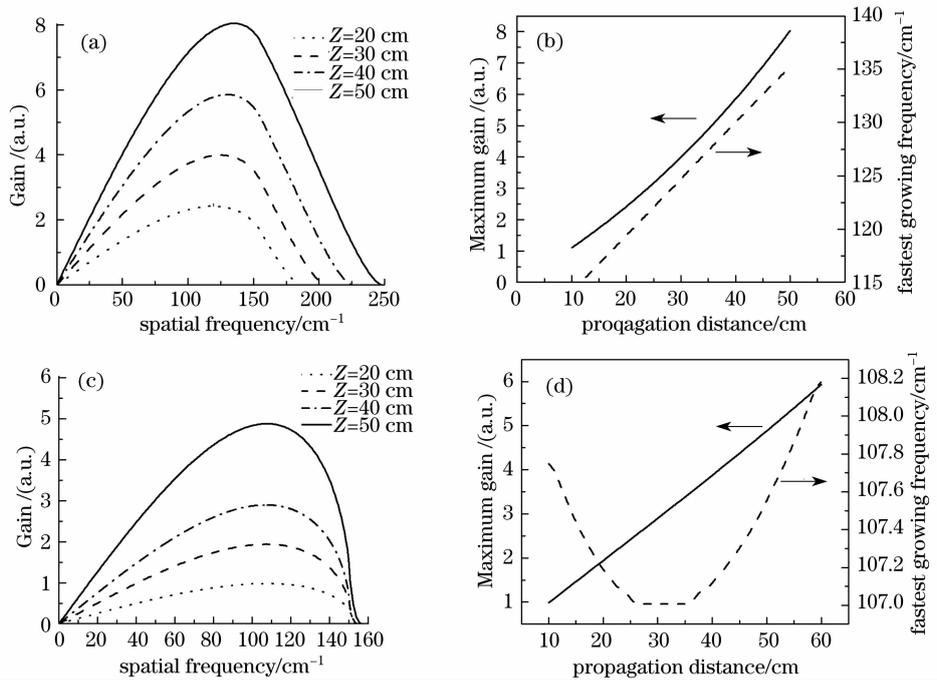


图 2 传输距离改变时小尺度调制场增益特性图, $R > 2/\beta$, 增益谱(a), 最快增长频率, 最大增益(b), $R < 2/\beta$, 增益谱(c), 最快增长频率, 最大增益(d)

Fig. 2 Gain performance of small-scale modulation with the change of the propagation distance. $R > 2/\beta$, the gain spectra (a), Fastest growing frequency and the maximum perturbation gain (b), $R < 2/\beta$ the gain spectral (c), the fastest growing frequency and the maximum perturbation gain (d).

增益介质中的发散光束小尺度自聚焦综合了衍射发散,增益放大,非线性自聚焦三种物理过程同时作用的情况。发散光束的衍射发散所导致的背景光场光强的减小和介质的增益放大两种作用对小尺度调制的影响彼此竞争。初始光束的曲率半径和小信号增益取值的大小直接影响着小尺度调制场的变化特性。对比图 2(b)和 2(d),发现在介质小信号增益相同的情况下光束初始曲率半径越小,即光束发散程度越大,扰动的最大增益及最快增长频率越小。

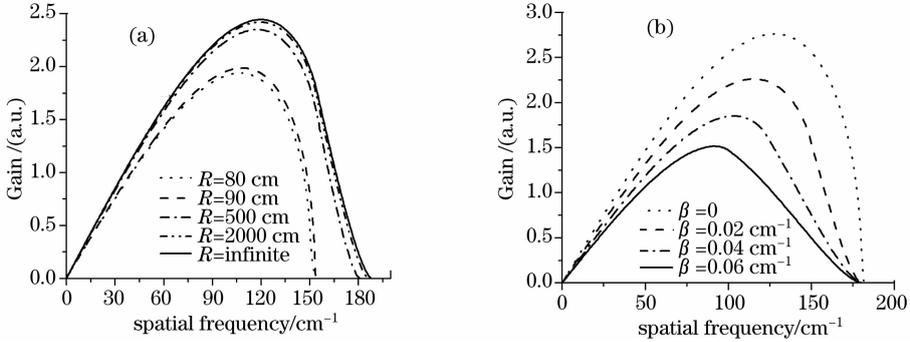


图 3 初始曲率半径取不同值时(a)介质小信号增益取不同值时(b)小尺度调制的增益谱

Fig. 3 Gain spectra of small-scale modulation with different initial radiues (a) and different small signal gain (b)

3.2 输出功率一定

在输入功率一定时,介质小信号增益使得发散光束小尺度扰动的最大增益增加,并不能说明介质增益是有害因素而加以减小。在具体问题中需根据不同的要求选取参数,在高功率激光装置中,输出功率是衡量系统的主要指标。因此有必要研究输出功率不变的条件下,小尺度调制场的变化特性。对于发散球面波背景情况,输出功率一定, $q_{c0} \exp[\beta Z/2]$ 一定,与 R 的大小无关。对于一定的传输距离,介质的小信号增益越大,意味着输入功率越小,从而 q_{c0} 越小。图 3(b)给出了介质小信号增益取不同值时,小尺度调制的增益谱($Z=20$ cm, $R=2000$ cm)。可以看出,介质的小信号增益越大,扰动的最大增益越小,相应的 B 积分越小,说明在输出功率一定时,小输入高增益能够在一定程度上抑制小尺度自聚焦。这个结论是可以理解的,因为小尺度调制场的增益增长率是背景光场光强的增函数,小输入高增益的背景光场强度在传输距离内一直低于高输入低增益的背景光场强度,如此在小输入高增益情况下,小尺度扰动场的增益积累比较小。

4 弗兰兹-诺德威克简化模型情况下

在一般情形下,光场强度比较大时,介质增益会产生一定的饱和效应,相对于小信号增益情形增益

图 3 给出了初始曲率取几个不同值,介质小信号增益及传输距离一定的情况下,小尺度调制的增益谱($\beta=0.02$ cm⁻¹, $z=20$ cm)。曲率半径的减小,确实能使扰动的最大增益、最快增长频率减小。而小尺度调制增益谱的范围在 R 满足一定的条件下也会减小。说明光束的发散能够在一定程度上补偿介质增益引起的小尺度扰动场的增加。在实际的系统应用中,若给定介质增益及传输距离,选取的初始曲率半径应尽可能的小。

的表达形式比较复杂,可以借助粒子数速率方程和光脉冲输运方程联列求解。采用弗兰兹-诺德威克简化模型下介质增益的解析表达式来分析饱和增益情况下的小尺度自聚焦,介质的光强增益表示为

$$G(Z, \tau) = \frac{g_0 \exp(W_\tau)}{1 + g_0 [\exp(W_\tau) - 1]}, \quad (18)$$

其中 $g_0 = \exp(\beta_0 z)$ 为小信号放大倍数, $W_\tau = \int_0^\tau I_{in}(t)/E_s dt$, τ 为脉冲的持续时间, E_s 为饱和能密度,与受激发射截面、能级弛豫速率等因素有关, Z 为增益介质的长度。利用关系式: $G = I_{out}/I_{in} = \exp(\beta Z)$, 根据等价性原理可得到 $\beta = \ln(G)/Z$, 代入公式(11)可得到

$$\begin{cases} \frac{dU}{dz} = \left[\left(\frac{2k^2 n_2 A_0^2 R^2}{n_0 z^2} G(z) - q_\perp^2 \right) / (2k) \right] V, \\ \frac{dV}{dz} = \frac{q_\perp^2}{2k} V. \end{cases} \quad (19)$$

按照相同的方法,假设正弦调制的平面波谱分量随传输距离呈指数增长,可得到调制场增益满足的微分方程为

$$\frac{d\eta}{dz} = \frac{q_\perp^2}{2k} \left[\frac{2k^2 n_2 A_0^2 R^2}{n_0 z^2} G(z) - q_\perp^2 \right]^{1/2}, \quad (20)$$

令 $q_c = q_{c0} \frac{R}{Z+R} \sqrt{G(Z)}$, $q_{c0} = \left(\frac{2k^2 n_2 A_0^2}{n_0} \right)^{1/2}$ 则调制

场增益表示为:

$$\eta(Z) = \int_0^Z \frac{q_{\perp}^2}{2k} \sqrt{q_c^2 - q_{\perp}^2} d_2, \quad (21)$$

公式(21)的分段积分区间由 $q_c(Z)$ 函数的变化特征所决定,令 $\partial q_c / \partial Z = 0$, 可得到方程:

$$R + Z = 2/\beta \{1 + \exp(\beta_0 Z) \cdot [\exp(W_{\tau}) - 1]\}. \quad (22)$$

从上面方程可以得到: 1) 在 $R \geq 2/\beta \exp(W_{\tau})$ 时, 在 $Z \in [0, +\infty)$ 区间内, $q_c(Z)$ 函数的变化规律是先增大后减小, 极大值设为 Z_0 。根据已知的参数, Z_0 需要借助数值计算才能得到。2) 在 $R < 2/\beta \exp(W_{\tau})$ 时, 需要分两种情况考虑, 若 $\exp(W_{\tau}) < 3/2$, 且 $2\exp(W_{\tau}) - \ln[2\exp(W_{\tau}) - 2] > 3$, 在此条件 1) 下, $q_c(Z)$ 在 $Z \in [0, +\infty)$ 区间内, 函数的变化规律是先减小再增大, 然后再减小, 存在极小值 Z_{0m} , 极大值 Z_{0M} 。根据已知的参数, Z_0 需要借助数值计算才能得到; 若不满足条件 1) 则 $q_c(Z)$ 在 $Z \in [0, +\infty)$ 区间内, 一直是减小的。从 $q_c(Z)$ 的复杂变化特征同样可以看出, 光束发散和介质饱和增益对扰动的增长也是彼此竞争的。饱和增益情况下背景光场的增长相对于小信号增益情况下增长的慢, 且在强饱和情况下, 背景光场基本成线性增长。因此当 Z 较大时, $q_c(Z)$ 随着 Z 的增大而减小, 介质饱和增益对扰动的影响要小于光束发散。仿照对小信号增益情况下的分析方法, 调制场增益依据不同的积分区间可由公式(21)计算得到。钕玻璃饱和能密度约等于 4.7 J/cm^2 , 初始输入的脉冲宽度 $\tau = 1 \text{ ns}$, 输入光强为 7.8 GW/cm^2 , $Z = 20 \text{ cm}$, $R = 2000 \text{ cm}$ 。介质饱和增益情况下, 小尺度调制的增益谱如图 4 所示。在相同的输入光强条件下, 无增益及小信号增益的情形也分别于图中给出。可以看出饱和增益情况下的调制场最快增长频率和最大增益比无增益情况下的要高, 而低于小信号增益的情形。更进一步说明了背景光强的变化直接影响着小尺度扰动的变化, 饱和效应不仅限制了背景光强的增长速度, 同时也限制了小尺度调制的增长速度, 此时光束发散比介质饱和增益对扰动的影响要强。

5 结 论

对于小信号增益情形, 在输入功率、传播距离相同时, 小尺度调制的最快增长频率和最大增益随着介质小信号增益的增大而增大。说明介质增益不仅放大了背景光强, 更促进了小尺度调制的增长。随着传输距离的增大, 扰动的最大增益一直增大, 最快增长频率在 $R > 2/\beta$ 的情况下一直增大。而对于

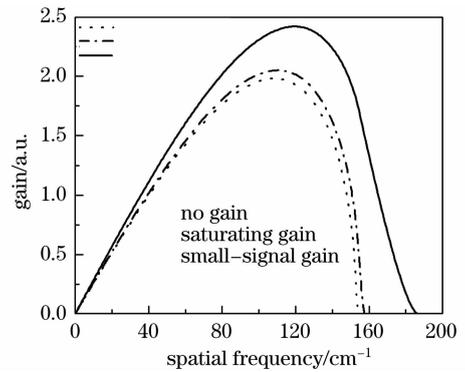


图 4 饱和增益、小信号增益、无增益情况下小尺度调制增益谱

Fig. 4 Gain spectra of small-scale modulation in cases of small-signal gain, saturated gain and no gain

$R < 2/\beta$ 的情况, 最快增长频率在一定的传输距离内有一个先减小后增大的演变过程。充分体现了衍射发散和介质增益对于小尺度自聚焦影响的竞争过程。光束的初始曲率半径表征着光束衍射发散的程度, 初始曲率半径越小, 即光束衍射发散的程度越大, 小尺度调制的最快增长频率及最大增益越小。说明小的初始光束曲率半径能够在一定程度减小小尺度扰动增长的速度。在输出功率相同的情况下, 小尺度调制的最快增长频率及最大增益随着介质小信号增益的增大而减小。表明对于发散光束来说小输入高增益也能够一定程度上抑制小尺度自聚焦。根据增益系数等价的原理, 在弗兰兹-诺德威克简化模型下研究了饱和增益介质对小尺度自聚焦的影响, 相比于小信号增益情形, 饱和增益介质情形下小尺度调制的最快增长频率及最大增益较小。在实际的系统应用中, 需根据不同的设计要求, 权衡放大器增益, 及光束参数, 选择合适的系统参数以及合适的空间滤波器装置来尽量减小小尺度自聚焦的影响。

参 考 文 献

- 1 Zhao Jianlin, Peng Tao, Ye Zhijun. Hot-image effects in high-power solid state laser systems[J]. *Chin. J. Lasers*, 2007, **34**(10): 1315~1322
赵建林, 彭涛, 叶知隽. 高功率固体激光系统中的“热像”效应[J]. *中国激光*, 2007, **34**(10): 1315~1322
- 2 Wang Youwen, Hu Yonghua, Wen Shuangchun et al.. Relationship between nonlinear hot image and dimensions of obsurations in high-power lasers[J]. *Acta Optica Sinica*, 2007, **27**(10): 1836~1841
王友文, 胡勇华, 文双春等. 高功率激光系统中非线性热像与模糊斑大小的关系[J]. *光学学报*, 2007, **27**(10): 1836~1841
- 3 V. I. Bespalov, V. I. Talanov. Filamentary structure of light beams in nonlinear liquids[J]. *JETP Lett.*, 1966, **3**(11): 307~310
- 4 J. F. Holzrichter, D. R. Speck. Laser focusing limitations from nonlinear beam instabilities[J]. *J. Appl. Phys.*, 1976, **47**(6):

2459~2461

5 Wen Shuangchun, Fan Dianyuan. Theory of small-scale self-focusing of intense laser beams in media with gain or loss[J]. *Acta Physics Sinica*, 2000, **49**(7):1282~1286
文双春, 范滇元. 增益(损耗)介质中高功率激光束的小尺度自聚焦理论研究[J]. *物理学报*, 2000, **49**(7):1282~1286

6 Wen Shuangchun, Fan Dianyuan. Filamentation of intense laser beam in high power laser and the B integral[J]. *Acta Optica Sinica*, 2001, **21**(11):1331~1335
文双春, 范滇元. 高功率激光放大器中光束的成丝和 B 积分[J]. *光学学报*, 2001, **21**(11):1331~1335

7 Wen Shuangchun, Fan Dianyuan. Small-scale self-focusing of intense laser beams in nonlinear media with loss[J]. *Chin. J. Laser*, 2000, **B9**(4):356~360

8 Ulrich Roth, F. Loewenthal, R. Tommasini *et al.*. Compensation of nonlinear self-focusing in high-power lasers[J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 2000, **36**(6):687~691

9 H. T. Hunt, P. A. Renard, W. W. Simmons. Improved performance of fusion lasers using the imaging properties of multiple spatial filters[J]. *Appl. Opt.*, 1977, **16**(4):779~782

10 Lew Goldberg, Marc R. Surette, David Mehuys. Filament formation in a tapered GaAlAs optical amplifier[J]. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **62**:2304~2306

11 Gu Yalong, Zhu Jianqiang. Small-self-focusing of divergent beams[J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(11):1734~1738
顾亚龙, 朱健强. 发散光束小尺度自聚焦特性的研究[J]. *光学学报*, 2006, **26**(11):1734~1738

φ140 mm 提拉法 Nd:GGG 晶体研制成功

中国科学院安徽光机所晶体材料研究室殷绍唐研究组经过数年的努力,解决了大口径 Nd:GGG 晶体生长中的诸多难题,在 2008 年底取得了重要进展,用提拉法生长出质量优良、无开裂的 φ141 mm Nd:GGG 晶体。

提拉法 Nd:GGG 是高功率大能量固体激光的

工作物质,它具有与 Nd:YAG 相近的激光性能,但其相对容易实现平界面生长,可克服晶体生长中的核心;同时 Nd:GGG 的熔点比 Nd:YAG 低了近 200 °C,更有利于生长大口径晶体毛坯;Nd³⁺ 在 GGG 中的分凝系数是其在 YAG 中的 3~5 倍,更有利于生长光学质量均匀的晶体;它也具有优良的热学和机械性能。因此,提拉法 Nd:GGG 是获得高功率大能量中所需大口径激光工作物质的重要材料。解决大口径 Nd:GGG 晶体的提拉法生长技术是当前晶体生长的重要课题。

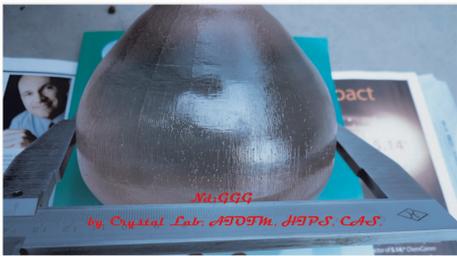


图1 φ141 mm 提拉法 Nd:GGG 晶体

Fig. 1 Nd:GGG crystal of φ141 mm grown by Czochralski method

中国科学院安徽光学精密机械研究所,
安徽合肥 230031
张庆礼
收稿日期:2009-02-08