

增益介质的非线性折射率

范 滇 元

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

提 要

研究增益介质中高能态粒子受激跃迁引起的非线性折射率。以铍玻璃为例,具体计算了折射率随光强变化的规律,指出了与此有关的若干物理效应,如自散焦、自调制、非线性波象差及光脉冲波形畸变等。

在强光作用下,介质折射率的非线性通常表现为 $n = n_0 + n_2 I$ 。对 n_2 有贡献的机制主要有电致伸缩,热效应,Kerr 效应,电子轨道畸变等。但是,在增益介质中还将出现另一种非线性机制。它是通过受激跃迁使激发态粒子数迅速改变而产生的。这种变化和介质中光强的时间、空间特性有关,因而呈现非线性性质。

对这种非线性折射率,文献中还未见研究报道。但是,它所依据的若干实验事实却早已观察到了。例如,在铍玻璃放大器热畸变的研究中,Baldwin 等^[1]已证实不均匀光泵所造成的激发态粒子的不均匀分布会引起折射率相应的不均匀。近来 Bubnov 等^[2]又在实验上测量到亚稳态粒子自发跃迁引起的折射率随时间的变化。本文则进一步考察了激光通过增益介质时,由受激跃迁引起的折射率改变,以及与此有关的若干非线性效应,如自散焦、自调制、波象差及脉冲畸变等。这些问题对于放大毫微秒或亚毫微秒脉冲的高功率激光系统具有实际意义。

首先研究增益介质中折射率的计算问题。假定基态、激光作用下能级和上能级的粒子数分别为 M_1 、 M_2 、 M_3 ; 对应的极化率为 α_1 、 α_2 、 α_3 。那么折射率可根据 Lorentz-Lorenz 公式确定^[3]:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{n_0^2 - 1}{n_0^2 + 2} + \frac{4\pi}{3} [M_2(\alpha_2 - \alpha_1) + M_3(\alpha_3 - \alpha_1)], \quad (1)$$

式中 n_0 是介质的静态折射率(粒子全部处于基态)。激发态粒子 M_2 、 M_3 所引起的折射率的改变可由上式导出:

$$\Delta n_e = n - n_0 \approx \frac{2\pi(n_0^2 + 2)^2}{9n_0} [M_2(\alpha_2 - \alpha_1) + M_3(\alpha_3 - \alpha_1)]. \quad (2)$$

当激光通过增益介质时, M_2 、 M_3 将发生剧烈变化,因而折射率亦随之变化。它和光强密切相关,一般情况下是时间、空间的函数。

上述公式中假定了内电场因子 $\Gamma = \frac{4\pi}{3}$ 。对于极性共价键结构的介质,内电场因子在 0 至 $\frac{4\pi}{3}$ 之间^[4]。此时 Lorentz-Lorenz 公式可修改为:

$$\frac{n^2-1}{n^2+\left(\frac{4\pi}{I}-1\right)} = I \sum_i M_i \alpha_i,$$

(1)式随之改为:

$$\frac{n^2-1}{n^2+\left(\frac{4\pi}{I}-1\right)} = \frac{n_0^2-1}{n_0^2+\left(\frac{4\pi}{I}-1\right)} + I [M_2(\alpha_2-\alpha_1) + M_3(\alpha_3-\alpha_1)].$$

激发态粒子引起的折射率改变是很小的,因此 $n-n_0 \ll 1$ 。在此条件下,由上式可得:

$$\Delta n_0 = n - n_0 \approx \frac{2\pi}{n_0} \left[\frac{4\pi + I(n_0^2 - 1)}{4\pi} \right]^2 [M_2(\alpha_2 - \alpha_1) + M_3(\alpha_3 - \alpha_1)]. \quad (3)$$

上式是普遍的。下面以铍玻璃为例,具体计算 Δn_0 (图1)。为此,需分别算出极化率和激发态粒子数。

关于极化率,按经典色散理论,表达式为:

$$\alpha_i = a_i + ib_i = \frac{e^2}{4\pi^2 m} \sum_k f_{ik} / [(\nu_{ik}^2 - \nu^2) - ig_{ik}\nu]. \quad (4)$$

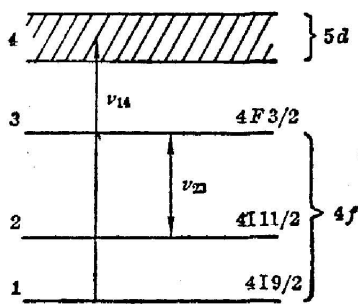


图1 铍玻璃能级

在铍离子中, $4f-4f$ 跃迁的振子力都很小($10^{-5} \sim 10^{-6}$ 量级),只有 $4f-5d$ 跃迁才是重要的。像文献[1]一样,我们用一个单一能级代替 $5d$ 能带,它的平均高度(距离基态)为 $\bar{\nu}_{14} = 21 \times 10^{14}$ 。相应的有效振子力按文献[2]的实验测量值,取为 $f_{14} = 0.12$ 。这样,对于基态(即 $i=1$), (4)式化为:

$$\alpha_1 \approx a_1 = \frac{e^2}{4\pi^2 m} f_{14} / (\nu_{14}^2 - \nu^2). \quad (5)$$

对于激光工作能级($i=2, 3$),考虑到共振作用, (4)式化为:

$$\alpha_i = a_i + ib_i \approx \frac{e^2}{4\pi^2 m} \{ f_{i4} / (\nu_{i4}^2 - \nu^2) + i f_{23} / g_{23}\nu \}. \quad (6)$$

但是,对常用的铍玻璃,由于荧光线宽较宽而振子力又很小,共振项的修正不大, (6)式中的第二项可略去。

极化率是介质本身的属性,而激发态粒子数 M_2 、 M_3 则与介质内的激光强度有密切关系。对毫微秒量级的激光脉冲,铍离子可作为三能级系统处理。在放大过程中, M_2 、 M_3 的变化由下列方程确定:

$$\begin{cases} M_3(t) + M_2(t) = M_3(0) = \beta_0 / \sigma, \\ M_3(t) - M_2(t) = \Delta M(t) = \beta(t) / \sigma, \end{cases} \quad (7)$$

即

$$\begin{cases} M_3(t) = \frac{1}{2\sigma} [\beta_0 + \beta(t)] \\ M_2(t) = \frac{1}{2\sigma} [\beta_0 - \beta(t)], \end{cases} \quad (8)$$

式中, $M_3(0)$ 是初始反转数(注意到 $M_2(0) \approx 0$), $\Delta M(t)$ 是 t 时刻的反转数; β_0 、 $\beta(t)$ 是对应时刻的增益系数。通常 β_0 是给定的,而 $\beta(t)$ 由速率方程和光流传输方程决定:

$$\begin{cases} \frac{d\beta}{dt} = -\beta I/E_s, & (9a) \\ \frac{dI}{dz} = (\beta - \alpha)I. & (9b) \end{cases}$$

$E_s = h\nu/2\sigma$ 是饱和密度, α 是吸收系数, $I(z, r, t)$ 是光束强度。(9a)的形式解为:

$$\beta(t) = \beta_0 e^{-\int_0^t I/E_s dt} \quad (10)$$

将(8)、(10)式代入(3)式, 就得到折射率变化的表达式:

$$\Delta n_e(z, r, t) = \Delta n_e(0) + \Delta n'_e(z, r, t), \quad (11)$$

其中,

$$\Delta n_e(0) = \frac{2\pi\beta_0}{n_0\sigma} \left[\frac{4\pi + \Gamma(n_0^2 - 1)}{4\pi} \right]^2 (a_3 - a_1), \quad (11a)$$

$$\Delta n'_e(z, r, t) = -\frac{\pi\beta_0}{n_0\sigma} \left[\frac{4\pi + \Gamma(n_0^2 - 1)}{4\pi} \right]^2 (a_3 - a_2) (1 - e^{-\int_0^t I/E_s dt}). \quad (11b)$$

$\Delta n_e(0)$ 是激光进入介质前, 初始反转粒子对折射率的贡献。 $\Delta n'_e(z, r, t)$ 则是激光通过受激跃迁引起的折射率改变。它和介质内光强有关且随时间而变。光强 I 由方程组(9)决定。(9)式在小信号放大情况下, 有指数型近似解。一般情况下, 我们首先将其化成差分方程, 然后用计算机求数值解。

Δn_e 中两部分的大小和作用各不相同。 $\Delta n_e(0)$ 取决于初始反转数, 在中等光泵强度下达 10^{-6} 量级。这和介质受热造成的折射率改变同数量级。但它是常数, 不随光强而变, 因而对折射率的非线性没有影响。相反, $\Delta n'_e(z, r, t)$ 一般只有 10^{-7} 量级, 但与光束的强度有关, 将会引起各种非线性效应, 并对激光束的传输产生不可忽视的影响。下面作一些具体的讨论。

首先定量地考察一下 $\Delta n'_e$ 的变化规律。假定激光脉冲是半功率宽度为 1 毫微秒的高斯形脉冲(底宽为 3 毫微秒)。在几种不同条件下, $\Delta n'_e$ 的时间变化如图 2 所示。结果表明, $\Delta n'_e$ 的绝对值随时间单调递增, 且初始反转粒子越多(即 β_0 越大)或光能密度 E 越大, $\Delta n'_e$ 也越大。 $\Delta n'_e$ 的大小和 n_2 引起的折射率改变在数量级上可以比拟。例如, 对 $n_2 = 1 \times 10^{-13} \text{esu}$ 和 $I = 3 \times 10^9 \text{瓦/厘米}^2$ 的情况, $\Delta n'_e = n_2 I = 8.4 \times 10^{-7}$; 在相同条件下, $\Delta n'_e$ 为 $2 \sim 3 \times 10^{-7}$ 。可见在增益介质中, $\Delta n'_e$ 的作用不能忽视。

$\Delta n'_e$ 在时间、空间两方面都会对光束的传输产生非线性作用。当光强的空间分布不均匀时, $\Delta n'_e$ 的作用是使光强越强的地方总折射率越小, 从而使光束自散焦。这和 n_2 引起的自聚焦作用是相反的。因此, 增益介质中 $\Delta n'_e$ 的存在对 n_2 的非线性效应有一定的补偿作用, 它将延缓自聚焦的发生。

另一方面, $\Delta n'_e$ 的存在还会使激光束的波面发生非线性波像差。考虑一个口径为 D , 长为 l 的钨玻璃放大器。输入端激光束的时间波形为高斯形而空间分布为 N 级超高斯形:

$$I(r) = I_0 e^{-0.9(2r/D)^N}.$$

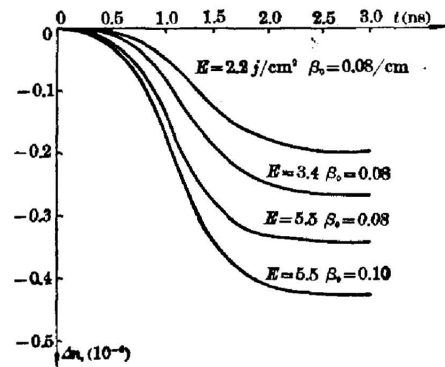


图 2 $\Delta n'_e$ 随时间的变化

如果输入激光的波面是平面,那么放大器输出端的波面就变成非球面了。横截面上的位相分布为:

$$\phi(r, t) = k \int_0^t \Delta n_e(z, r, t) dz_0$$

图 3 是数值计算结果。这种像差和介质中光强分布有关,且随时间改变,因而无法用常规方法补偿。

$\Delta n_e'$ 是时间的函数,意味着光束的位相受到自身的调制,这种自调制作用将造成非线性光谱加宽。由 $\Delta n_e'$ 的存在而产生的附加位相是

$$\Delta \phi = k \int_0^t \Delta n_e' dz,$$

所以激光束的瞬时频率为:

$$\omega(t) = \omega_0 + \Delta \omega = \omega_0 - \frac{\partial(\Delta \phi)}{\partial t} = \omega_0 - k \int_0^t \frac{\partial(\Delta n_e')}{\partial t} dz_0. \quad (12)$$

将(11b)代入(12)式,得瞬时频移表达式:

$$\Delta \omega(t) = k \frac{\pi \beta_0}{n_0 \sigma E_s} \left[\frac{4\pi + \Gamma(n_0^2 - 1)}{4\pi} \right]^2 (a_3 - a_2) \int_0^t I e^{-\int_0^t I/E_s dt} dz_0.$$

由于 $\Delta \omega$ 恒取正值,所以不论光脉冲的形状如何,也不论在脉冲的前沿或后沿只产生反 Stokes 加宽。这和 n_2 引起的光谱加宽不同,它在脉冲前沿部分引起 Stokes 加宽,后沿产生反 Stokes 加宽。当两种非线性机制同时起作用时,总的加宽将是不对称的。

$\Delta n_e'$ 的另一种时间效应是使光脉冲的形状发生非线性畸变。由图 2 可见, $\Delta n_e'$ 越来越负,使介质的总折射率随时间单调下降。因此,脉冲后面部分“看到”的折射率总比前面部分小,相应的传输速度就逐渐加快。经过一定距离传输后,必将使脉冲的前沿变陡。

本文的结果表明,受激跃迁引起的折射率改变和 n_2 的作用在数量级上相近,它对高功率激光系统中光束传输特性的影响是不容忽视的。

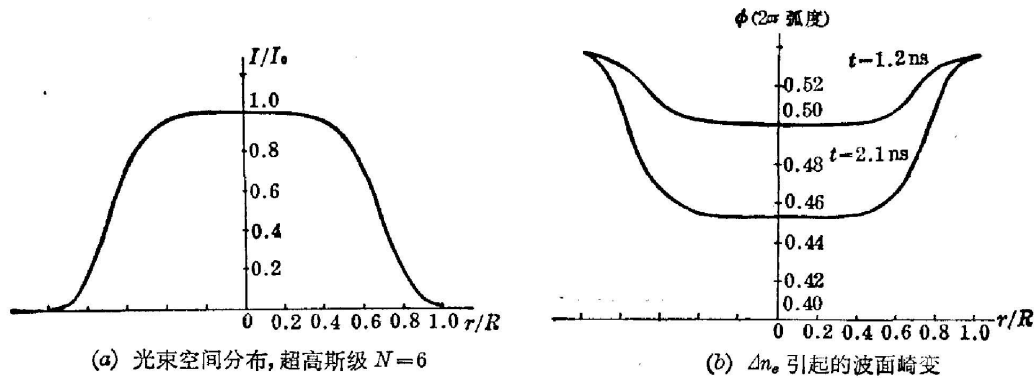


图 3

参 考 文 献

- [1] G. D. Baldwin, E. P. Riedel; *J. A. P.*, 1967, **38**, No. 7 (Jun), 2726.
- [2] M. M. Bubnov *et al.*; *Sov. J. Q. E.*, 1978, **8**, No. 3 (Mar), 275.
- [3] M. Born, E. Wolf; *Principles of Optics* 2nd edition (Oxford, Pergamon Pr. 1964), 2~3.
- [4] L. D. Pye; *J. Non-Cryst. Solids*, 1977, **23**, No. 1 (Jan), 318.

Nonlinear index in the gain medium

FAN DIANYUAN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

(Received 26 December 1980)

Abstract

The nonlinear index of refraction induced by stimulated transition of high level populations in the gain medium is investigated. Taking example of active Nd:glass, we have specifically calculated the law of index changing with laser intensity. Several physical effects related with this nonlinearity, as self-defocusing, self-modulation, nonlinear aberration, pulse distortion etc. are indicated.