

共振激活介质的反射特性

范俊颖

(中国科学院上海光机所)

摘要: 基于二能级原子系统的极化率理论, 对共振激活介质界面的反常反射特性作了理论分析。以 Nd:YAG 激光介质为例, 计算了界面的反射率 R 与入射激光波长(相对于原子线中心的失谐量 δ)与场强 AA^* 的关系曲线。在较低强度 ($AA^* \sim 10^{-4}$) 时, R 与 AA^* 依然有关。

Reflectivity character of the resonance active medium

Fan Junying

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

Abstract: An anomalous character of reflectivity of resonance active medium is analysed theoretically based on the treatment of nonlinear optical susceptibility of two level atomic system. The calculation curves of the relationship between R and AA^* and R and δ (A is the amplitude of the electric field of the laser beam, while δ is the dimensionless detuning of center line of the atomic system about the center frequency ω_0) are obtained for the laser active medium as Nd:YAG crystal. It is shown that there is still dependence of R on AA^* even at very low intensity of $AA^* \sim 10^{-4}$.

一、引言

对许多介质如原子蒸气、有机液体、各种固体材料如半导体在强光作用下的一些非线性光学特性人们作过不少研究, 例如自聚焦、自散焦、光学双稳态、各种材料的非线性折射指数等。在这些研究中介质与入射光的非线性作用都是非共振作用; 非线性折射指数 n_2 来自于诸如分子取向的克尔效应、分子重新排布、非线性电极化率、电致伸缩及光致热效

应等非共振过程。对共振作用的研究也有一些^[1], 但讨论的是介质有较高的饱和场强度 $|E_s|^2$ 值, 及工作在饱和因子 $AA^*/|E_s|^2$ 较小的情况。

在诸如受激散射、四波混频参量振荡过程及激光放大器的研究中^[2], 这些系统都呈现激活状态, 一般情况下这些介质的光学反射和折射特性将与静态或非共振作用过程的情形不同。本文基于二能级原子系统的极化率理论对共振激活介质的反射和折射特性作

收稿日期: 1986年3月18日。

了分析及场强 AA^* 的关系。计算结果表明反射率(或折射指数)在特定的 δ (即相对于原子线中心的失谐量) 值范围内将明显与光强有关。

二、理论分析

对共振激活介质, 我们可以忽略外电磁场与非共振能级间的作用, 作为两能级系统考虑。对二能级原子系统我们可以求解稳态密度矩阵方程, 获得原子跃迁电极化率 $\chi(\mathbf{E})$ 的量子力学表示式^[3]:

$$\chi(\mathbf{E}) = -\frac{\Delta N P_{mg}^2 T_2}{\epsilon_0 \hbar} \times \frac{T_2(\omega - \omega_{mg}) + i}{1 + (\omega - \omega_{mg})^2 T_2^2 + 4\Omega^2 \tau T_2} \quad (1)$$

式中 ΔN 为高能态与低能态之间原子的零场粒子数密度差; P_{mg} 为能态 $|m\rangle$ 和 $|g\rangle$ 间的电偶极跃迁矩阵元; T_2 为横向弛豫时间; τ 为纵向弛豫时间, \hbar 为普郎克常数; ω 为入射单色电磁场的频率; ω_{mg} 为原子系统与能级 $|m\rangle$ 和 $|g\rangle$ 相联系的谱线中心频率; $\Omega = \frac{P_{mg}}{2\hbar} |\mathbf{E}|$ 为原子拉摩进动频率。 $\chi(\mathbf{E})$ 包括了与原子跃迁相联系的全部线性与非线性过程。对各向同性介质, 与原子跃迁相对应的电极化强度的共振项 \mathbf{P}_{fr} 由下式给出,

$$\mathbf{P}_{fr} = \epsilon_0 \chi(\mathbf{E}) \cdot \mathbf{E} \quad (2)$$

把(2)式展开我们得到

$$\mathbf{P}_{fr} = \mathbf{P}^L + \mathbf{P}^{NL} = \chi^{(1)} \mathbf{E} + \chi^{(2)} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \chi^{(3)} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \quad (3)$$

对平面波近似 $\mathbf{E} = \frac{1}{2} \hat{e} A(\mathbf{r}) e^{i\omega t} + C.C.$, 其中 \hat{e} 为电矢量偏振方向, $A(\mathbf{r})$ 为复振幅。于是可以看出式(3)描述了五个过程, 即(1) $\chi^{(1)} \cdot \mathbf{E}$ 为线性极化过程; (2) $\frac{1}{2} \chi^{(2)}(\omega - \omega) \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*$ 为零频线性极化过程; (3) 二次谐波的非线性极化过程; $\frac{1}{2} \chi^{(2)}(2\omega) A^2 e^{2i\omega t}$; (4) 三次谐波的非线性极化过程; $\frac{1}{4} \chi^{(3)}(3\omega) A^3 e^{3i\omega t}$; (5)

$\frac{3}{4} \chi^{(3)}(\omega) AA^* \cdot \mathbf{E}$ 为基频的非线性极化。下面的讨论中我们对(1)和(5)项感兴趣。因此把(3)式简化为

$$\mathbf{P}_{fr}(\omega) = \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \frac{3}{4} \chi^{(3)}(\omega) AA^* \cdot \mathbf{E} \quad (4)$$

如果把(2)式在 $\mathbf{E} \approx 0$ 附近展开只保留 \mathbf{E} 和 $\mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}$ 项得到

$$\mathbf{P}_{fr}(\omega) = \epsilon_0 \chi(\mathbf{E})_{E=0} + \left(\frac{\partial^2 \chi(\mathbf{E})}{\partial^2 \mathbf{E}} \right)_{E=0} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} \quad (5)$$

比较(3)式与(5)式, 代入(1)式得

$$\chi^{(1)} = \chi(\mathbf{E})_{E=0}, \quad \chi^{(3)} = \chi''(\mathbf{E})_{E=0} \quad (6)$$

$$\chi(\mathbf{E})_{E=0} = \left(-\frac{2\alpha_0}{k} \cdot \frac{\delta + i}{1 + \delta^2 + |\mathbf{E}|^2/|\mathbf{E}_s|^2} \right)_{E=0} \quad (7)$$

$$\chi''(\mathbf{E})_{E=0} = \left(-\frac{2\alpha_0}{k} (\delta + i) \times \frac{-2}{[(1 + \delta^2) + |\mathbf{E}|^2/|\mathbf{E}_s|^2]^2} \right)_{E=0} \quad (8)$$

式中 $\alpha_0 = \frac{\Delta N P_{mg} T_2 k}{2\epsilon_0 \hbar}$ 为原子线中心小信号衰减系数, $|\mathbf{E}_s|^2 = \frac{\hbar^2}{P_{mg}^2 \tau T_2}$ 为原子线中心饱和场强度, $\delta = (\omega - \omega_{mg}) \cdot T_2$ 为线中心失谐量, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ 为波数。把(7)、(8)代入(4)式得到,

$$\mathbf{P}_{fr}(\omega) = \left(-\frac{2\alpha_0}{k} \cdot \frac{\delta + i}{1 + \delta^2} \right) \times \mathbf{E} + \frac{3}{4} AA^* \left[\frac{2\alpha_0}{k} \cdot \frac{2(\delta + i)}{(1 + \delta^2)^2} \right] \cdot \mathbf{E} \quad (9)$$

对共振激活介质存在电位移矢量 \mathbf{D} 与入射电磁场 \mathbf{E} 及介质宏观极化强度有如下的基本关系:

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + 4\pi (\mathbf{P}_0 + \mathbf{P}_{fr}) \quad (10)$$

式中 ϵ_0 为真空中的介电常数, \mathbf{P}_0 为除原子跃迁外来自所有其它非共振极化过程的贡献, 把(7)、(8)代入(5)式得到

$$\mathbf{D} = \left\{ \epsilon_0 + 4\pi \chi_0 + 4\pi \left[-\frac{2\alpha_0(\delta + i)}{k(1 + \delta^2)} + 3AA^* \cdot \frac{\alpha_0(\delta + i)}{k(1 + \delta^2)^2} \right] \right\} \cdot \mathbf{E} \quad (11)$$

如果所考虑的电介质对入射电磁场是不吸收的(这对我们所讨论的情况是成立的), 则 χ_0 为实数并且 $\epsilon_0 + 4\pi\chi_0 = n_0^2$, n_0 为介质静态线性折射指数。不难得到, 考虑了激活原子的贡献后, 介质呈现的介电常数 $\hat{\epsilon}$ 的实部 ϵ' 与虚部 ϵ'' 分别为

$$\epsilon' = n_0^2 + 4\pi \times \left\{ -\frac{2\alpha_0\delta}{k(1+\delta^2)} + 3AA^* \cdot \frac{\alpha_0\delta}{k(1+\delta^2)^2} \right\} \quad (12)$$

$$\epsilon'' = 4\pi \left\{ \frac{2\alpha_0}{k} \cdot \frac{1}{1+\delta^2} - 3AA^* \cdot \frac{\alpha_0}{k(1+\delta^2)^2} \right\} \quad (13)$$

写 $\hat{\epsilon} \equiv \epsilon' - i\epsilon'' = (\hat{n})^2 = (n - ik)^2$, 式中 \hat{n} 为复折射指数, n 为实部, k 为其虚部。则得

$$n = \left\{ \frac{\epsilon'}{2} + \left[\left(\frac{\epsilon'}{2} \right)^2 + \left(\frac{\epsilon''}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \right\}^{1/2} \quad (14)$$

$$k = \frac{\epsilon''}{2n} \quad (15)$$

对正入射情况, 介质表面反射率(强度反射率) R 为下式

$$R = \left| \frac{\hat{n} - \mu}{\hat{n} + \mu} \right|^2, \quad \mu = 1 \quad \text{对非磁性介质} \quad (16)$$

三、计算结果和讨论

以 Nd:YAG 激光放大器介质为例, 计算在 $1.06 \mu\text{m}$ 激光入射到放大器介质表面时, 反射率 R 与激光频率和光强度的关系。

当 Nd:YAG 的原子百分比浓度为 1.0 ± 0.1 时, 粒子数密度为 $\Delta N = 6 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$, 对 ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ 激光跃迁能级, 纵向弛豫时间为 $\tau = 5.5 \times 10^{-4} \text{s}$, 横向弛豫时间 $T_2 = 5.56 \times 10^{-12} \text{s}$, Nd:YAG 折射指数 $n_0 = 1.5$ 。由文献[4]有

$$P_{mg} = \frac{n_0^2 + 2}{3n_0^4} \times \sum_{\lambda=2,4,6} \Omega_{\lambda}^{1/2} \langle (S, L) J \| U^{(\lambda)} \| (S', L') J' \rangle \quad (17)$$

式中 $\Omega_{\lambda}^{1/2}$ 及 ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ 约化矩阵元 $\langle {}^4F_{3/2} \| U^{(\lambda)} \| {}^4I_{11/2} \rangle$ 取值于[5], 如表所示。

Nd:YAG ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ 约化矩阵元及 $\Omega_{\lambda}^{1/2}$ 值

λ	$\lambda=2$	$\lambda=4$	$\lambda=6$
$10^{10} \cdot \Omega_{\lambda}^{1/2}$	0.447	1.643	2.236
$10^{20} \cdot \langle {}^4F_{3/2} \ U^{(\lambda)} \ {}^4I_{11/2} \rangle$	0	0.377	0.638

求得 $P_{mg} = 1.142 \times 10^{-19}$ 静电单位。由此不难得到 $\frac{2\alpha_0}{k} = 4.156 \times 10^{-3}$, $|E_s|^2 = 0.279$ 。

由(12)和(13)得到 n 和 R 的值。以 δ 和 AA^* 为参变量的计算曲线见图 1 和图 2。

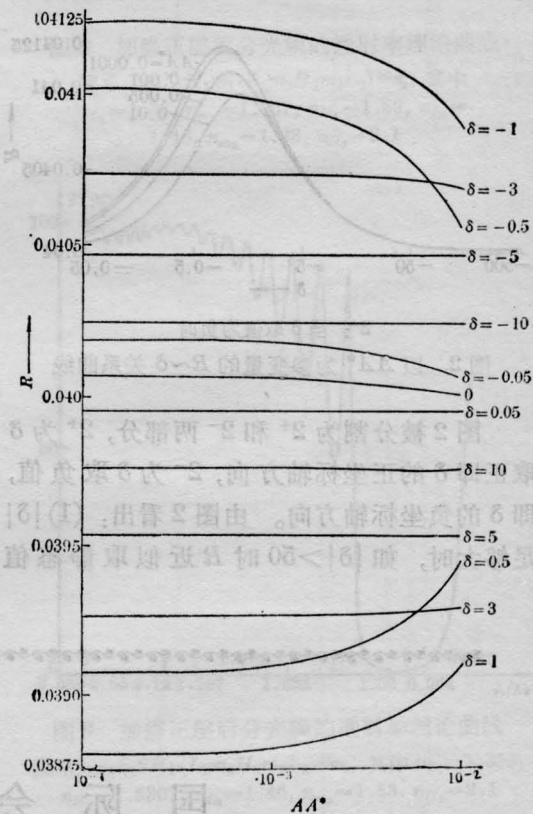
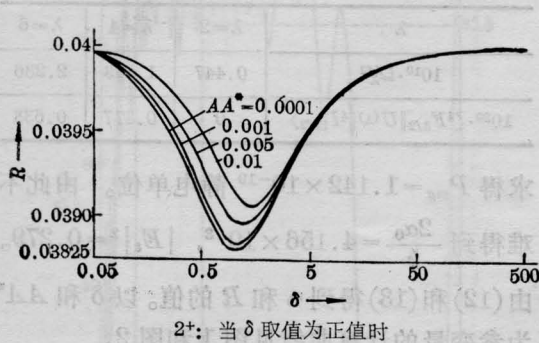


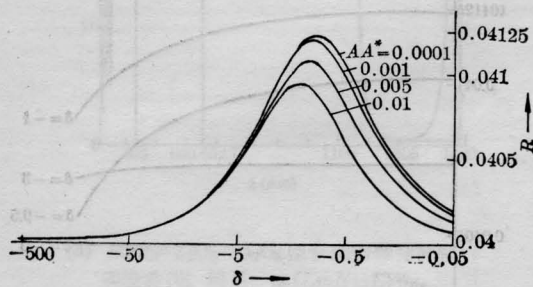
图 1 以 δ 为参变量的 $R \sim AA^*$ 关系曲线

图 1 是以 δ 为参变量, 反射率 R 与光强 AA^* 的变化关系。由图见: (1) 当 $|\delta| > 3$ 时, 反射率 R 在 AA^* 的 $10^{-2} \sim 10^{-4}$ 变化范围内保持近稳定状态; (2) 当 $|\delta| < 1$ 时(频移约为 10cm^{-1}) R 将明显与光强 AA^* 有关; 在 δ 取值为负时 R 随 AA^* 的上升而下降, 而 δ 取正

值时 R 随 AA^* 而上升; (3) $\delta \sim AA^*$ 的变化关系对 δ 是非对称的, 这种非对称性在 $|\delta| \rightarrow 0$ 时非常明显。



2+: 当 δ 取值为正值时



2-: 当 δ 取值为负时

图 2 以 AA^* 为参变量的 $R \sim \delta$ 关系曲线

图 2 被分割为 2^+ 和 2^- 两部分, 2^+ 为 δ 取正即 δ 的正坐标轴方向, 2^- 为 δ 取负值, 即 δ 的负坐标轴方向。由图 2 看出: (1) $|\delta|$ 足够大时, 如 $|\delta| > 50$ 时 R 近似取静态值

0.04, 这时与光强的变化关系也十分弱, 接近远离共振的情况; (2) $R \sim \delta$ 关系具有极值, 其取值和位置与光强有关系, 当 $AA^* \sim 10^{-4}$ 时极值位置在 $\delta = \pm 1$, 而 AA^* 为 10^{-2} 时位于 $\delta = \pm 1.4$; (3) $\delta \rightarrow 0$ 时 R 趋向静态光学反射率, 与光强无关。

共振激活介质的反射率与光强有关, 这将在受激散射及四波混频参量振荡中起作用并对激光器放大器系统的工作参数产生影响。 R 与频率、光强的依赖关系将产生反馈作用, 因为 R 的变化即是折射指数 n 的变化, 即引起介质中场密度的改变。在四波混频参量振荡实验中使用液体介质时常常发现液池窗口背向泵浦光的一面其破坏阈值比泵浦光直接辐照的一侧低^[6], 也许能从以上分析结果中得到解释。

应该指出, 这种反射率光强效应将与具体介质的特性有关, 对饱和场强 $|E_s|^2$ 高的介质要比 $|E_s|^2$ 低的介质弱。

参 考 文 献

- [1] T. Y. Chang; *Optical Engineering*, 1981, **20**, 220.
- [2] 范俊颖等; 《物理学报》, 1982, **31**, No. 6, 794~800.
- [3] Fan Junying et al.; *Chinese Physics*, 1981, **1**, 570.
- [4] 吴存恺, 范俊颖; 《物理学报》, 1979, **28**, No. 5, 748.
- [5] 千福熹; 《科学通报》, 1978, No. 12, 723.
- [6] 吴存恺等; 《科学通报》, 1980, **25**, No. 20, 926.

国 际 会 议 预 告

中华医学会放射医学与防护学会将于 1988 年 3 月 28 日至 4 月 1 日在杭州召开“大剂量电离辐射和非电离辐射(激光)生物效应国际会议”。激光方面包括生物效应(眼、皮肤、细胞)、低剂量激光照射

应用、激光作用机理与安全防护。有愿参加者, 可将中、英文摘要一式三份于 1987 年 6 月底前寄北京军事医学科学院二所赵素敏同志。

(金 卫)