

非均匀加宽工作物质“烧孔”效应的烧孔宽度分析

杜戈果^{1,2}

(1. 深圳大学 工程技术学院; 2. 深圳市激光工程重点实验室, 广东 深圳 518060)

摘要: 针对激光原理教材中非均匀加宽工作物质的烧孔效应, 分析了烧孔宽度的由来, 给出了详细推导过程.

关键词: 激光原理; 烧孔效应; 非均匀加宽; 均匀加宽; 谱线宽度

中图分类号: TN 241

文献标识码: A

文章编号: 1000-0712(2005)04-0057-02

1 提出问题

笔者在激光原理的教学中, 采用了文献[1]作为教材. 在该书第四章第 6 节讲述非均匀加宽工作物质的增益系数时, 首先介绍了增益饱和, 然后介绍烧孔效应. 通过分析表观中心频率 ν 与入射光频率 ν_1 (光强为 I_{ν_1}) 的关系, 得出反转集居数密度 $\Delta n(\nu)$ 和频率 ν 的关系: 在 $\Delta n(\nu)$ 曲线上形成一个以 ν_1 为中心的孔, 孔的宽度为^[1]

$$\delta\nu = \sqrt{1 + \frac{I_{\nu_1}}{I_s}} \Delta\nu_H \quad (1)$$

其中, I_s 为饱和光强, $\Delta\nu_H$ 为均匀加宽的谱线宽度. 但烧孔宽度 $\delta\nu$ 是怎么来的, 文中并没有交代. 文献[2]中有类似的分析, 但只是针对入射光强等于饱和光强情况的, 而对一般的入射光强情况, 通常文献^[2~5]并没有给出.

2 分析问题

对于非均匀加宽工作物质, 一般是这样处理的: 先将反转集居数密度 Δn 按其表观中心频率分布; 表观中心频率为 ν 的粒子发射一条中心频率为 ν 、线宽为 $\Delta\nu_H$ 的均匀加宽谱线(任何粒子都具有自发辐射, 因而都具有属于均匀加宽的自然加宽). 这一部分粒子在准单色光作用下的饱和行为可以用均匀加宽情况下得出的公式来描述.

在文献[1]第四章第 5 节讲述均匀加宽工作物质的增益系数时, 已经得出了在频率为 ν_1 、光强为 I_{ν_1} 的入射光作用下, 反转集居数密度 $\Delta n(\nu_1)$ 的表达式:

$$\Delta n(\nu_1) = \frac{(\nu_1 - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2}{(\nu_1 - \nu_0)^2 + \left(\frac{\Delta\nu_H}{2}\right)^2 \left[1 + \frac{I_{\nu_1}}{I_s}\right]} \Delta n^0 \quad (2)$$

从式(2)中可以看出, 当入射光频率 ν_1 与谱线中心频率 ν_0 重合时, $\Delta n(\nu_0) = \frac{\Delta n^0}{1 + \frac{I_{\nu_0}}{I_s}}$; 当入射光频率 ν_1

趋于无穷大时, $\Delta n(\nu_1)$ 趋于小信号反转集居数密度 Δn^0 . 由此可以画出 $\Delta n(\nu_1) \sim \nu_1$ 曲线, 如图 1 所示.

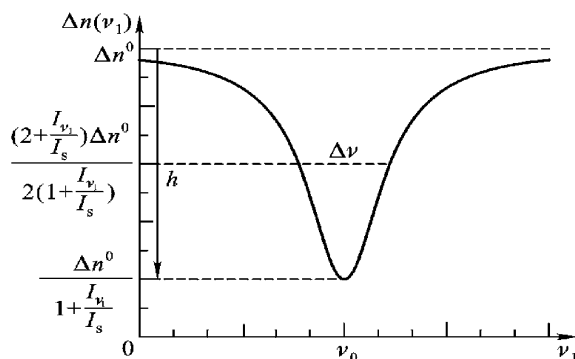


图 1 均匀加宽工作物质中反转集居数密度和频率的关系

文献[1]在介绍线型函数时是这样引入谱线宽度的: 线型函数在 $\nu = \nu_0$ 时有最大值 $\tilde{g}(\nu_0, \nu_0)$, 并在 $\nu = \nu_0 \pm \Delta\nu/2$ 时下降到最大值的一半, 即

$$\tilde{g}\left(\nu_0 \pm \frac{\Delta\nu}{2}, \nu_0\right) = \frac{\tilde{g}(\nu_0, \nu_0)}{2} \quad (3)$$

按上式定义的 $\Delta\nu$ 称为谱线宽度. 线型函数一般具有图 2 形式.

图 1 与图 2 曲线的形状刚好相反. 在图 2 中, 当频率 ν 趋于无穷大时, 线型函数的值趋于零, 故可用最大值下降到一半的方法来定义谱线宽度, 即 FWHM(full width at half maximum). 对于图 1, 可用类似的方法来处理. 在图 1 中, 曲线纵坐标最大值与最小值的差为

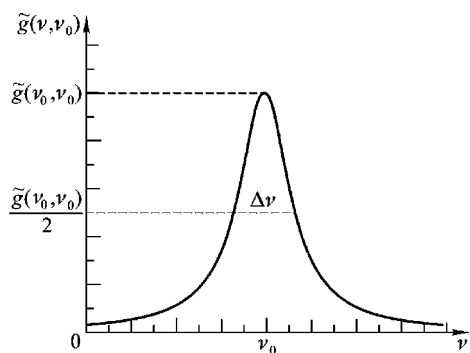


图2 均匀加宽线型函数

$$h = \Delta n^0 - \Delta n(v_0) = \frac{I_v}{I_s} \Delta n^0 \quad (4)$$

当 $\Delta n(v_1)$ 由最大值 Δn^0 下降到 $h/2$ (或由最小值上升到 $h/2$) 时作一条直线, 直线与 $\Delta n(v_1)$ 曲线有两个交点, 交点间的频率间隔就是谱线宽度, 即

$$\Delta n \left(v_0 \pm \frac{\Delta v}{2} \right) = \Delta n^0 - \frac{h}{2} = \Delta n^0 - \frac{\frac{I_v}{I_s}}{2 \left(1 + \frac{I_v}{I_s} \right)} \Delta n^0 = \frac{2 + \frac{I_v}{I_s}}{2 \left(1 + \frac{I_v}{I_s} \right)} \Delta n^0 \quad (5)$$

将式(2)代入式(5), 得

$$\frac{\left(v_0 \pm \frac{\Delta v}{2} - v_0 \right)^2 + \left(\frac{\Delta v_H}{2} \right)^2}{\left(v_0 \pm \frac{\Delta v}{2} - v_0 \right)^2 + \left(\frac{\Delta v_H}{2} \right)^2 \left(1 + \frac{I_v}{I_s} \right)} \Delta n^0 = \frac{2 + \frac{I_v}{I_s}}{2 \left(1 + \frac{I_v}{I_s} \right)} \Delta n^0 \quad (6)$$

经过整理, 得到

$$\Delta v = \sqrt{1 + \frac{I_v}{I_s}} \Delta v_H \quad (7)$$

这就是烧孔宽度的由来. 通过计算发现, 烧孔宽度与均匀加宽工作物质的大信号增益曲线的带宽是相同的. 在均匀加宽工作物质中, 频率为 v_1 、光强为 I_{v_1} 的准单色强光的增益系数 $g_H(v_1, I_{v_1})$ 为^[1]

$$g_H(v_1, I_{v_1}) = \Delta n \frac{A_{21} v^2}{8\pi v_0^2} \sim g_H(v_1, v_0) \quad (8)$$

其中 A_{21} 为自发辐射概率, v 为在工作物质中光的传播速度. 将 Δn 的表达式及均匀加宽线型函数代入上式, 可得

$$g_H(v_1, I_{v_1}) = \Delta n^0 \frac{A_{21} v^2}{8\pi v_0^2} \frac{2}{\pi \Delta v_H} \cdot$$

$$\frac{\left(\frac{\Delta v_H}{2} \right)^2}{(v_1 - v_0)^2 + \left(\frac{\Delta v_H}{2} \right)^2 \left(1 + \frac{I_{v_1}}{I_s} \right)} = \frac{g_H^0(v_0)}{(v_1 - v_0)^2 + \left(\frac{\Delta v_H}{2} \right)^2 \left(1 + \frac{I_{v_1}}{I_s} \right)} \quad (9)$$

$g_H(v_1, I_{v_1}) \sim v_1$ 关系曲线称作大信号增益曲线. 按照谱线宽度的定义可以很容易求出大信号增益曲线的宽度, 也由式(7)描述.

从式(8)可知, 准单色强光的增益系数正比于反转集居数密度与线型函数的乘积. 由前述内容得知, 反转集居数密度大致具有图1的形式, 线型函数一般具有图2的形式, 而图1与图2曲线的形状刚好相反. 二者相乘的结果, 大信号增益曲线与线型函数曲线相似, 而谱线宽度则由 $\Delta n(v_1) \sim v_1$ 曲线的宽度所决定.

3 小结

由前面的分析可知, 无论是对均匀加宽工作物质还是非均匀加宽工作物质, 增益系数主要取决于反转集居数密度, 强光入射会引起反转集居数密度 Δn 的下降, 而线型函数反映了这种下降不是发生在一个频率点上, 而是发生在一定的频率范围内.

对均匀加宽工作物质, 由于每个粒子对谱线不同频率处的增益都有贡献, 所以当某一频率(v_1)的受激辐射消耗了激发态的粒子时, 也就减少了对其他频率(v)信号起作用的粒子数, 结果导致增益在整个谱线上均匀下降. 又因为不同频率的入射光对反转集居数密度的影响是不同的, 偏离中心频率越远, 饱和和作用越弱, 导致大信号增益曲线比小信号增益曲线变宽了(小信号增益曲线谱线宽度等于均匀加宽线宽 Δv_H); 对非均匀加宽工作物质, 反转集居数密度 Δn 按其表观中心频率 v 有一分布, 强光入射一方面会引起反转集居数密度 Δn 的下降, 另一方面, 还要考虑入射强光与表观中心频率 v 对应的那部分粒子的相互作用, 最后导致频率为 v_1 的强光只在 v_1 附近宽度约为 δv 的范围内引起反转集居数的饱和, 在 $\Delta n(v)$ 曲线上形成一个以 v_1 为中心的孔, 孔的宽度为 δv ; 相应地, 在增益系数的曲线上, 在频率 v_1 处产生一个凹陷, 凹陷的宽度也由 δv 所表示.

(下转 61 页)

理解. 本书在引进电场概念时, 用一个理想实验说明场的理论与超距作用理论的差别, 并说明场的理论是正确的. 所用理想实验很简单. 如图 1 所示, 设想有两个点电荷 Q_1 、 Q_2 , Q_1 于时刻 t_1 自 A 点突然移动一个小距离, 于 t_2 时刻到达 B 点, 然后又静止下来. A、B 两点离 Q_2 均很远,

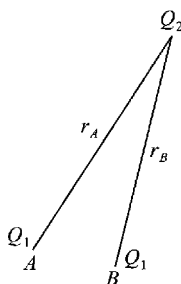


图 1

远, r_A/c 和 r_B/c 均大于 $t_2 - t_1$ (c 为光速). 根据超距作用理论, 作用是即时的, 故 t_2 时刻 Q_2 所受之力应为 $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_1 Q_2}{r_B^2}$; 而电场理论则认为此时所受之力为 $\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q_1 Q_2}{r_A^2}$. “实验”证明后面这个答案正确, 从而证明电场理论是正确的.

再如解的惟一性定理, 如不讲此定理, 电磁学中许多问题只能含混过去; 而多数学生却不了解这些问题还没有解释清楚. 这不利于培养思维能力. 但论证解的惟一性定理, 数学推导又过难. 为此本书给出静电问题解的惟一性定理的表述, 而把它的证明放在附录中, 却用了较多篇幅讨论导体空腔中的电荷移动位置后, 导体外部电场是否改变的问题. 这个问题的答案许多同学在中学里就已知道, 但往往难以理解论证本问题为何一定要用到解的惟一性定理.

我们的实践经验是, 讨论清楚此问题, 虽然不讲定理的证明, 但学生仍然普遍反映对该定理的内涵有较清晰的理解, 而且在逻辑思维上得到了锻炼.

7) 随着计算机的发展与普及, 自 20 世纪 60 年代后期开始, 磁场的数值计算得到发展, 获得很多应用, 并成为一门新的学科——计算磁学. 在此之前, 即使是比较开放的磁路, 也都依赖磁路定律作近似计算, 误差较大, 使得有关设计工作处于半经验状况. 随着计算磁学的发展, 使得这种设计工作可以摆脱半经验状况. 本书在附录中初步介绍了静电场的数值计算方法和用等效磁荷求解磁场的方法, 可为学生日后从事器械磁系设计工作打下初步基础. 物理学工作者在此领域是可以大有作为的. 笔者认为, 电磁学课程不仅担负着为后行课程打基础的任务; 而且一旦掌握了电磁学知识, 是可以直接从事高科技工作的. 在这方面稍作介绍, 将有利于学生日后多方面的发展.

以上是我对这次改写《电磁学》一书的指导思想和一些具体做法的简单介绍. 改写得是否妥当, 尚需看实际效果. 我长期从事基础物理教学, 深感要使基础物理教学的革新有较大突破, 很不容易. 这要靠大家共同努力. 过去我曾得到校内外同行们的热心鼓励、帮助与指教. 我竭诚希望能继续得到赐教.

本书已于 2004 年由科学出版社出版, 出版社的联系地址是: 北京市东黄城根北街 16 号科学出版社高教分社, 邮编 100717, 网址 www.sciencep.com

(上接 58 页)

参考文献:

- [1] 周炳琨, 高以智, 陈倜嵘, 等. 激光原理[M]. 第 4 版. 北京: 国防工业出版社, 2000. 157, 152, 132, 153.
- [2] 丁俊华等. 激光原理及应用[M]. 北京: 清华大学出版社, 1987. 66.

- [3] Thyagarajan K, Ghatak A K. Lasers: Theory and Applications[M]. New York: Plenum Press, 1981.
- [4] Svelto O, Hanna D C. Principles of Lasers[M]. Third Edition. New York: Plenum Press, 1989.
- [5] 沈柯. 激光原理教程[M]. 北京: 北京工业学院出版社, 1986.

Analysis on width of burning hole in inhomogeneously broadened laser medium

DU Ge-guo

(1. College of Engineering and Technology, Shenzhen University;

2. Shenzhen Key Laboratory of Laser Engineering, Shenzhen, Guangdong 518060, China)

Abstract: A detailed calculation about width of the burning hole in saturation behavior of inhomogeneously broadened laser medium is presented. The width of the burning hole is determined by the linewidth of homogeneous broadening because of the finite lifetime of the excited state due to spontaneous emission.

Key words: burning hole effect; homogeneous broadening; inhomogeneous broadening; linewidth