

球面反射镜的放大自发辐射方法测量 小信号增益的理论研究

吴恒莱 孙正和 王 骥 马祖光

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

摘 要 提出了球面反射镜的放大自发辐射(ASE)方法测量小信号增益的理论模型, 给出了相应的小信号增益系数的计算公式。该公式具有精确、简洁、显函数等特点。该模型有抑制光束横向分布引起的测量误差的机制。

关键词 小信号增益系数, 球面反射镜, 激光介质, 放大自发辐射。

1 引 言

小信号增益系数的测量是新激光介质研究工作的重要内容之一。激光介质及泵浦条件确定后, 小信号增益系数也就随之确定。但是, 能否准确测得 g_0 值, 要受到测量方法和条件的制约。

作者用平面后反射镜的放大自发辐射方法测量横向脉冲快放电 S_2 激光介质的小信号增益系数时遇到了这样的情况: 首先, 由于激光管的管脖较长、温度高达 200°C 以上, 测增益用的后反射镜不能紧靠增益介质放置; 又由于增益介质较长, 远离增益介质放置探测器有困难, 这不满足已有 g_0 公式的适用条件^[1, 2]; 其次, 外腔式气体激光器有两个输出窗片。一般, 输出窗片的损耗与测量所用反射镜的反射损耗是同一个数量级的。输出窗的损耗在已有的公式中没有考虑。针对这两方面情况, 对文献[2]中平面反射镜放大自发辐射方法的 g_0 公式作了修正。修正后的平面反射镜公式, 仍然保留了超越方程的形式, 数学处理不方便, g_0 与其它各量的关系不直观。为克服超越方程的缺点, 本文构想了球面反射镜物理模型。该模型不仅能够以简洁的解析显式给出 g_0 公式, 同时还改善了 g_0 的测量精度。

2 修正的平面反射镜模型及公式

修正的反射镜放大自发辐射方法测量小信号增益系数的理论模型叙述如下(参见图 1):

选坐标系 z 轴同增益介质的光轴一致, 原点 O 在增益介质中心处; 气体激光介质的横截面设为 $a \times a$, 激活介质 GM 的增益系数为 g_0 , 吸收系数为 α_1 , 吸收介质 SM 的吸收系数为 α_2 ; 透射窗片 W_1 和 W_2 的透过率皆为 T ; 平面反射镜 M 的反射率为 R ; 两段空气吸收区长度

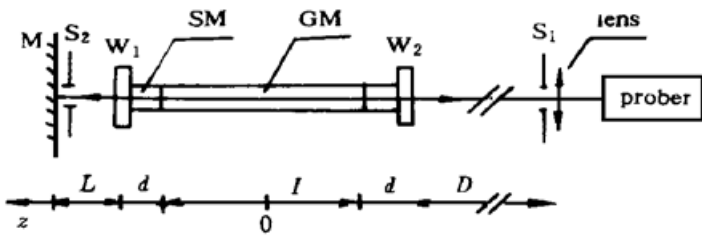


Fig. 1 Physical model. M: mirror, S₁, S₂: stops; W₁, W₂: windows; GM: gain medium; SM: absorbing medium

分别为 L 和 D ，吸收系数均为 α_3 ；探测器 P 前光阑 S₁ 的通光面积为 F 。设 I_2 和 I_1 分别代表放置后反射镜前后，光阑 S₁ 接收到的来自增益介质 GM 的光通量。

整个的增益介质可视为由若干个增益介质元体积 dV 组成。对自发辐射来说，各元体积 dV 之间相位不相关，它们各自发出的光对光阑 S₁ 光通量贡献 dI 的相加，就构成了整个

增益介质对光阑 S₁ 所接收到的光通量 I 的总贡献。用公式表示这一关系即有：

$$I = \int dI = \int_v \frac{F}{r^2} A \exp(G_0) \rho_0 dV \tag{1}$$

式中： F/r^2 为 dv 元体积对光阑 S₁ 所张的立体角； ρ_0 为增益介质的体发光强度，设增益介质被均匀泵浦，即 ρ_0 为由介质的性质和泵浦条件决定的常量； $\exp(G_0)$ 因子反映了从元体积 dV 发出的光，经过分段均匀的增益介质 GM、吸收介质 SM 和空气吸收区所得到的增益情况； A 因子反映的是窗片 W₁ 和 W₂ 的吸收损耗、后反射镜的反射损耗。积分是对增益介质的体积进行的。

根据上述修正后的物理模型，可推出 g_0 的计算公式。在图 1 所选定的坐标系下，分别对加后反射镜前后两种情况，将(1)式具体化。注意到积分区间是整个增益介质的体积，就可方便求得加反射镜前，光阑 S₁ 接收到的总光通量 I_1 的具体表达式为：

$$I_1 = \rho_0 S T \int_{-a/2}^{a/2} dx \int_{-b/2}^{b/2} dy \int_{-l/2}^{l/2} \frac{\exp [(g_0 - \alpha_1)(z + l/2) - \alpha_2 d - \alpha_3 D]}{x^2 + y^2 + (d + D + l/2 + z)^2} dz \tag{2}$$

式中 $G_0 = (g_0 - \alpha_1)(z + l/2) - \alpha_2 d - \alpha_3 D$ ， $A_1 = T$ 。

加后反射镜后，S₁ 所接收到的光通量可视为由两部分构成，除直射部分 I_1 外，还增加了从反射镜 M 反射回来的反射部分。对反射光来说， dV 对 S₁ 所张立体角比直射光情况下的相对要小；除此之外，反射光比直射光还多一次后反射镜引起的反射损耗、透射窗引起的两次透射损耗，以及增益介质全长度上的单程增益。一般，透射窗的损耗与反射镜的损耗同一量级，应同时给予考虑。再考虑到激光介质的属于小信号增益的非饱和特点，同理可求得加平面反射镜后光阑 S₁ 所接收到的总光通量 I_2 的具体表达式为：

$$I_2 = I_1 + \rho_0 S R T^3 \int_{-a/2}^{a/2} dx \int_{-b/2}^{b/2} dy \int_{-l/2}^{l/2} \frac{\exp [(g_0 - \alpha_1)(z + 3l/2) - 3\alpha_2 d - \alpha_3(D + 2L)]}{x^2 + y^2 + (3d + 3l/2 + D + 2L - z)^2} dz \tag{3}$$

用(3)式除以(2)式后，稍加整理可得：

$$\frac{I_2}{I_1} = 1 + A_2 \frac{\int_{-a/2}^{a/2} dx \int_{-b/2}^{b/2} dy \int_{-l/2}^{l/2} \frac{\exp [(g_0 - \alpha_1)(z + l/2)]}{x^2 + y^2 + (3d + 3l/2 + D + 2L - z)^2} dz}{\int_{-a/2}^{a/2} dx \int_{-b/2}^{b/2} dy \int_{-l/2}^{l/2} \frac{\exp [(g_0 - \alpha_1)(z + l/2)]}{x^2 + y^2 + (d + D + l/2 + z)^2} dz} \tag{4}$$

式中 $A_2 = R T^2 \exp [(g_0 - \alpha_1)l - 2\alpha_2 d - 2\alpha_3 L]$ ，它反映了整个系统对 I_1 和 I_2 两束光在增益上的差别。该式确定了光强比 I_2/I_1 和小信号增益系数 g_0 的定量关系。这是一个超越方程，但

是一个计算小信号增益系数的精确表达式。 g_0 为待求量, 其余量可通过测量得到。

3 球面反射镜模型及公式

3.1 球面反射镜模型

习惯上, 通过限制实验的几何参量, 作 $d + D + l/2 \gg z$ 的近似处理, 消去(4)式中积分项, 将 g_0 表示成其它可观测量的显函数形式; 在上述条件不能满足时, 也就只好借助数值计算等技术处理超越方程了。问题是能否当条件 $d + D + l/2 \gg z$ 不成立时, 也能消去(4)式中积分项, 得到计算 g_0 的解析显式呢? 为此作如下分析:

公式(4)中积分项的出现是由于光阑 S_1 应该接收与直射光具有相同立体角的反射光, 而实际却接收了较小立体角内的反射光。原因是反射光传播到光阑 S_1 时所经过的距离相对直射光来说要长, 如立体角相同, 反射光束在光阑 S_1 处形成的光斑面积就要大于光阑 S_1 的通光面积。如果注意到探测器所探测的是光通量, 它是由光通量密度和光束立体角的乘积所决定的。那么, 通过改换平反镜为凹球面反射镜, 对反射光的立体角实行压缩, 使反射光束在光阑 S_1 处形成的光斑面积缩小至恰好等于光阑 S_1 的通光面积。此时, S_1 所接收的光通量, 恰好是与入射光对光阑 S_1 所张立体角内全部光通量所对应的光通量。作这样构思后的物理模型即为球面后反射镜放大自发辐射方法小信号增益系数的物理模型。

3.2 球面反射镜 g_0 公式

球面反射镜物理模型的 g_0 公式非常容易得到。形式上, 只要令(4)式中第二项中的积分因子皆为 1, 并以显函数的形式解出 g_0 即可。即有:

$$g_0 = \frac{1}{l} \left[\ln \left[\frac{I_2/I_1 - 1}{RT^2} \right] + 2\alpha_2 d + 2\alpha_3 L \right] + \alpha_1 \quad (5)$$

关键要注意的是(5)式中的 I_2/I_1 是在球面后反射镜实验条件下测量得到的, 而(4)式中的 I_2/I_1 是在平面后反射镜实验条件下得到的, 这是两个公式本质区别之所在。剩下的问题是怎样确定球面反射镜的曲率半径。

3.3 球面反射镜曲率半径公式

推导曲率半径公式的意义在于解决在已知曲率半径的情况下如何设定其它实验参量, 或反之。图 2 中, A 、 B 表示增益介质中心 C 分别到光阑 S_2 和光阑 S_1 的距离, 用 S_2 和 S_1 分别表示两光阑的线度; 要求球面反射镜对入射光的反射能给出满足公式(5)要求的角放大率 $\beta = \theta'/\theta$, θ 为介质中心 C 点对 S_1 所张的立体角, θ' 为 C 点发出的立体角为 θ 的光束经球面反射镜反射后该光束应具有立体角。由

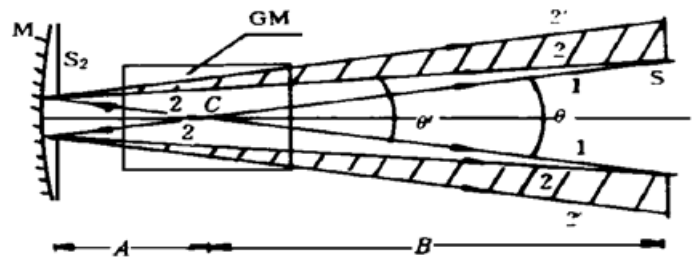


Fig. 2 Deduction of formulas

图 2 所示的几何关系可以求得 β 和 S_2/S_1 与几何参数的关系分别为: $\beta = \theta'/\theta = B(S_1 - S_2)/[S_1(A + B)]$ 和 $S_2 = S_1(A/B)$ 。再根据反射镜的高斯成像公式^[3] $1/S + 1/S' = 2/r$, 可以求得以增益介质中心 C 为物点时的物距 $S = A$ 和角放大率 $\gamma = S/S'$ 。令 $\gamma = \beta$ 后, 将上六式联立求解可以得到反射镜曲率半径 r 和实验参数 A 与 B 之间的关系为:

$$\frac{1}{A} \left[1 + \frac{B - A}{B + A} \right] = \frac{2}{r} \quad (6)$$

根据(6)式就可以方便地由几何参数 A 、 B 确定球面反射镜的曲率半径 r ，或反之。

4 讨 论

1) $r = A$ 是曲率半径的一个优选值，实验设置方便。此时， B 可取任意值， C 点处于反射镜的二倍焦距处，角放大率为 -1 ，光线沿原路返回。

2) 取 $r = 24$ ，即反射镜的焦点位于介质的中心。此时， $A = B$ ， C 点发出的光束经反射镜后形成平行光束而射入光阑，此时两个光阑的口径是一致的。

3) 图 3 曲线所涉及的实验参数为： $\alpha_1 = \alpha_3 = 0$ ， $\alpha_2 = 0.005 \text{ cm}^{-1}$ ， $d = 8 \text{ cm}$ ， $l = 30 \text{ cm}$ ，

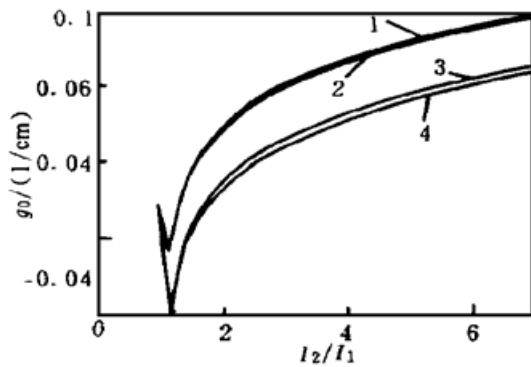


Fig. 3 Comparison of results

$L = 5 \text{ cm}$ ， $D = 80 \text{ cm}$ ， $R = 0.023^{[4]}$ ， $T = 0.958^{[4]}$ 。曲线 2 是由平面反射镜公式(4)计算所得；曲线 4 是由球面反射镜公式(5)计算所得。注意到两式的本质区别后可见，如果光强比一定(用两种模型对不同激光介质测量)，公式(5)给出的 g_0 结果自然要小于公式(4)的结果；反之，如果 g_0 一定(用两种模型对同一激光介质测量)，用平面镜模型测量得到的光强比自然要小于球面镜的光强比。因为，激光介质发光及增益的情况是客观决定的，与平面反射镜相比，球面镜压缩了反射光的立体角；虽然光阑 S_1 所接收反射光的立体角没变，但由于反射光的光通量密度增大了，结果使得光阑实际接收到的光通量比压缩前增多了。如激光介质的 $g_0 = 0.06 \text{ cm}^{-1}$ ，则用平面镜模型测得的光强比 $I_2/I_1 = 3.1$ ，而用球面镜模型测得的光强比 $I_2/I_1 = 6.2$ 。

4) 由于两种模型之间的几何联系是已知的，如果设定光束能量的横向分布，就可以通过理论上的推演，从一种模型下的光强比求得另一种模型下的 g_0 值。如果这种推演得到的 g_0 值与另一模型下实际的 g_0 值相吻合，则说明这种设定的光束能量分布代表了实际的光强分布。作者将平面镜模型中，光阑 S_1 接收到的反射光光通量小于球面镜模型中相应光通量的事实视为一种等价的透射损耗，以损耗因子 q 表示之。并以 q 对球面镜(5)式修正。设修正后的(5)式取如下形式：

$$g_0 = \frac{1}{l} \left[\ln \left[\frac{I_2/I_1 - 1}{qRT^2} \right] + 2\alpha_2 d + 2\alpha_3 L \right] + \alpha_1 \quad (7)$$

(i) 假设光束横向能量分布为均匀型。设光阑 S_1 的内径为 ϕ_1 ，如图 4 所示；加平面反射镜时，光阑位置处的反射光斑直径为 ϕ_2 。由图 2 所示的几何关系可知， $\phi_1/\phi_2 = B(2A + B)$ ；反射光中通过光阑的光通量占总反射光的光通量的比为 $[B(2A + B)]^2$ ，于是取 $q = [B/(2A + B)]^2$ 。其意义是平面反射镜模型下， S_1 测得的反射光光通量与球面镜模型下相应量之比。取讨论 3) 中给定的实验参数，可求得面积比为 0.42， $q = 4.2$ ，代入(7)式后给出图 3 中曲线 1，它与平面镜模型的曲线 2 吻合很好。这说明光强均匀分布是对实际光强分布的一个很好近似。

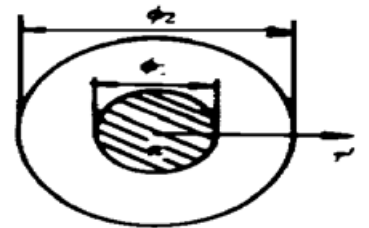


Fig. 4 Proportion of faculas

(ii) 假设光束能量的横向分布为高斯型， $P_r = \exp(-2r^2/W_z^2)$ ，则半径为 r' 的圆面积内所占有的能量的相对值为 $P_r/P_{\text{total}} = 1 - \exp(-2r'^2/W_z^2)$ 。假设 $\phi_2 = 2W_z$ (占总能量的 0.999)，则对应上述面积比 0.42 的 $\phi_1 = 1.3W_z$ ，它占有总能量的 0.965，此时 $q = 0.966$ 。同理，

代入(7)式后给出图3中曲线3,它与曲线2的偏差显著。这说明实际的光强分布远离高斯分布。上述分析说明了(5)式的合理性,也就是球面反射镜模型的合理性。

5) 平面镜模型中,包含了 I_1 光束中的一部分光被反射镜反射进增益介质并被放大,它与 I_1 相比,其比值与 I_1 光束中光强的分布有关。而球面模型中,通过球面镜曲率半径的选择,恰使 I_1 光束的全部都被增益介质放大,它与 I_1 相比,其比值就与 I_1 光束中光强的分布无关了。于是,球面镜模型的适用性就避开了光强分布的约束。即抑制了光强横向分布给测量带来的误差。因此,这对减小测量误差来说,球面模型更合理。

结 论 本文提出的球面反射镜放大自发辐射方法测量小信号增益系数的理论模型能工作在 $d + D + l/2 \gg z$ 不成立的条件下;球面反射镜模型推出了显函数形式的 g_0 公式,该式克服了平面反射镜 g_0 公式只能以超越方程给出的缺点,同时保留了解析、精确、简洁的优点。该模型可抑制光束横向分布对测量精度产生的影响。

参 考 文 献

- [1] 马祖光, 激光实验方法, 上海:上海科学技术出版社, 1987. 175
- [2] 吕志伟, 脉冲光泵 $\text{Na}_2\text{B-X}$ 激光振荡及环形腔设计. 工学硕士论文, 哈尔滨:哈尔滨工业大学, 1987. 71
- [3] 姚启钧, 光学教程. 北京:人民教育出版社, 1982. 156
- [4] 气体激光编写组, 气体激光(下册), 上海:上海人民出版社, 1976. 299

Theoretical Study on Measurement of Small Signal Gain by ASE Method with a Spherical Mirror

Wu Henglai Sun Zhenghe Wang Qi Ma Zuguang
(*Institute of Opto-Electronics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001*)

(Received 3 May 1997; revised 3 September 1997)

Abstract The theoretical model of measurement of small signal gain by ASE method with a spherical mirror was presented. Corresponding formula of small signal gain coefficient was given which is precise, compact and explicit. This model has the mechanism of suppressing the measuring error from the transverse distribution of spontaneous emission magnified.

Key words small signal gain coefficient, spherical mirror, laser medium, ASE.