

- (1966), 966; K. Akama et al., *Prog. Theor. Phys.*, **60** (1978), 868; K. Akama, *ibid.*, **62** (1978), 1900; S. L. Adler, *Phys. Rev. Lett.*, **44** (1980), 1567.
- [12] H. Terazawa and K. Akama, *Phys. Lett.*, **96B** (1980), 276.
- [13] T. Hayashi et al., *Prog. Theor. Phys.*, **39** (1968), 1372; H. Senju, *ibid.*, **46** (1978), 550; M. Nakagawa and M. Takasu, *ibid.*, **59** (1978), 548.
- [14] C. K. Chang, *Phys. Rev. D*, **5** (1972), 950; K. Matumoto, *Prog. Theor. Phys.*, **52** (1974), 1973.
- [15] 官学惠、焦善庆, 兰州大学学报, **2** (1975), 1.
- [16] J. C. Pati and A. Salam, *Phys. Rev. D*, **10** (1974), 275; J. C. Pati, A. Salam and J. Strathdee, *Phys. Lett. B*, **59** (1975), 265; K. Koike, *Prog. Theor. Phys.*, **56** (1976), 998; J. C. Pati, *Phys. Lett.*, **98B** (1981), 40.
- [17] K. Akama and H. Terazawa, Univ. of Tokyo, Report No. 257, 1976; H. Terazawa, *Phys. Rev. D*, **16** (1977), 2373; *ibid.*, **22** (1980), 184; K. Fujikawa, *Prog. Theor. Phys.*, **58** (1977), 978.
- [18] M. Yasue, *Prog. Theor. Phys.*, **58** (1978), 534; Y. Tanikawa and T. Saito, *Prog. Theor. Phys.*, **59** (1978), 563; K. Yamanashi and M. Yasue, Nagoya Uni. Report No. DPNN 68-78, (1978).
- [19] H. Harari, *Phys. Lett.*, **86B** (1979), 83; H. Harari and N. Seiberg, *Phys. Lett.*, **96B** (1981), 289; *Phys. Lett.*, **100B** (1981), 41; M. A. Shupe, *Phys. Lett.*, **86B** (1979), 87.
- [20] 李新洲等, 华中工学院学报, **9-5** (1981), 35.
- [21] R. Cassalbuoni et al., *Phys. Rev. D*, **23** (1981), 462; R. Cassalbuoni and R. Catto, *Phys. Lett.*, **93B** (1980), 47; R. Catto, Univ. of Geneva Report No. 4 UGVA-DPT 1980/04-236.
- [22] G. 'tHooft, Cargese Summer Institute Lecture (1979).
- [23] S. Weinberg, *Phys. Rev. D*, **13** (1976), 974; L. Susskind, *Phys. Rev. D*, **20** (1979), 2619; S. Dimopoulos and L. Susskind, *Nucl. Phys. B*, **155** (1979), 237; S. Weinberg, "Color and Electroweak Forces as a Source of Quark and Lepton Masses." Dept. of Phys., U. of Texas Preprint, 1981. S. A. Adler, *Phys. Rev. D*, **21** (1980), 2903; *Phys. Lett.*, **86B** (1979), 83; *Phys. Rev. D*, **17** (1978), 3212; L. G. Mestres, *Phys. Rev. D*, **23** (1981), 2055; J. C. Pati, *Phys. Lett.*, **98B** (1981), 40; G. R. Farrar, *Phys. Lett.*, **96B** (1980), 273 (将 't Hooft 的工作推广到包括奇外态的复合模型); F. Mansouri, *Phys. Lett.*, **100B** (1981), 25. O. W. Greenberg and J. Sucher, *Phys. Lett.*, **99B** (1981), 339.
- [24] C. B. Chin and Yuan-ben Dai, QCD Interaction of Leptons in Composite Models, Dep. of Phys. U. of Texas, Austin, Texas 78712 (1981), Preprint.
- [25] A. De Rujula, *Phys. Lett.*, **100B** (1981), 25; K. I. Macrae, *Phys. Rev. D*, **18** (1978), 3737; 3761; *ibid.*, **22** (1980), 1996; C. N. Chang et al., *Phys. Rev. D*, **13** (1976), 235.

## 放大的自发辐射的若干物理问题

郭光灿

(中国科学技术大学)

激光器通常由激活介质和光学谐振腔两个基本部分构成。但近年来的发展证实,存在一类高增益激光器,它们无需由反射元件构成的光腔仍然有激光输出,其中典型的激光谱线如  $N_2$  的为  $0.337\mu\text{m}$ , He-Ne 的为  $3.39\mu\text{m}$  等。这类激光器俗称为无腔激光器。它既不同于激光振荡器,也区别于激光放大器。它的激光形成的基本过程是自发辐射在增益介质内传播过程中连续获得受激放大。目前国际上统称之为放大的自发辐射(缩写为 ASE)。由于 ASE 激光有着与通常激光不同的形成机理和特征,因而引起了人们的重视,在近两届“罗彻斯特(Rochester)相干性和量子光学讨论会”上,ASE 是

主要课题之一。本文将讨论 ASE 激光的若干物理问题。

### 一、超辐射和 ASE

“超辐射”一词最早是 Dicke 在 1954 年提出来的<sup>[1]</sup>。他指出,在  $N$  个二能级原子体系中,若激发态原子处于某种特殊的初始状态(即超辐射态或 Dicke 态),则每个激发原子的自发辐射不再是彼此无关的,而是在一个共同的耦合电磁场作用下协同地进行,这种自发辐射的相关效应使得体系发射的光强与  $N^2$  成正比,而不是如通常的自发辐射那样正比于  $N$ 。这就是所

谓“超辐射”。目前,实验上已观察到超辐射<sup>[2]</sup>,有关的理论和实验研究成为近年来量子光学领域最活跃的课题之一。

ASE 激光出现之后,有人就随意称之为“超辐射”,而未给予任何明确的定义。原因似乎是由于这种激光依赖于自发辐射。表面上看起来,超辐射和 ASE 激光都是来源于自发辐射,但实际上它们的物理机理有着本质上的区别。产生超辐射的激发原子彼此是相关的。用经典理论描述,这相当于每个电偶极矩彼此平行取向,形成一个宏观巨偶极矩,故能发射出与  $N^2$  成比例的电磁场。而在 ASE 激光器中,激发原子互不相关,换句话说,电偶极矩的取向是完全随机的,整个体系的平均宏观偶极矩为零,因此,自发辐射的强度仅正比于  $N$ ,激光只是在自发辐射进一步传播过程中逐渐形成起来的。

可见超辐射和 ASE 是性质截然不同的两种物理过程。因此若随意用同一名称来描述,势必会在概念上引起混乱。为此我们建议国内学术界今后能统一地采用目前已为国际上公认的概念,即“超辐射”指 Dicke 的相关自发辐射,而无腔激光则称为放大的自发辐射或 ASE。

## 二、ASE 的阈值条件

众所周知,通常激光器的阈值条件是增益等于损耗。既然 ASE 激光是自发辐射在传播过程中形成起来的,因此阈值条件的定义应当能反映出激光形成的这个本质过程。

文献 [3] 把 ASE 激光阈值条件定义为:激活区一端的一个自发辐射光子恰好能够在另一端感应出另一个光子所需要的反转密度  $n_c$  或激活区的长度  $L_c$ ,其表达式为

$$n_c = \frac{8\pi\Delta\nu_D\tau_2}{L\lambda^2\phi}, \quad (1-A)$$

或

$$L_c = \frac{8\pi\Delta\nu_D\tau_2}{n\lambda^2\phi}, \quad (1-B)$$

式中  $L$  是激活区长度,  $\lambda$  是激光波长,  $\tau_2$  是激发态寿命,  $\Delta\nu_D$  是多普勒线宽,  $\phi$  是分支比。实验

上测量的  $n_c$  值约为上式计算值的 2 倍多。

我们曾从不同的角度推导出 ASE 激光的阈值条件<sup>[4]</sup>。其出发点是:在激发区某点处单个空间模的辐射强度,应是所有原子自发辐射对该模有贡献的那部分,在向该点传播过程中获得受激放大之后的叠加。我们定义:当能谱密度  $\rho(\nu)$  增强到使光子简并度为 1 (亦即原子对该模的自发辐射几率等于受激辐射几率)时,所对应的激活区长度为阈值长度  $L_T$ 。若将  $L_T$  代进增益系数的表达式

$$\alpha = \frac{n\lambda^2}{8\pi\Delta\nu_D\tau_2}, \quad (2)$$

则可得

$$L_T = \frac{8\pi\Delta\nu_D\tau_2}{n\lambda^2} \ln \left[ \frac{4\pi A g(\nu_0)}{\lambda^2} + 1 \right], \quad (3)$$

式中  $g(\nu_0)$  是中心频率  $\nu_0$  处的线型值,  $A$  为激发区横截面。可见我们的结果与 (1) 式相似。上式中的对数值在确定的实验中是常数,并在 1 到 2 附近。

当然,ASE 中自发辐射起着重要作用,因此阈值条件更严格的研究有待于采用全量子化理论。

## 三、ASE 的谱宽特征

ASE 激光由于没有对模式加以限制的光腔,所以它是宽带辐射。激光谱线宽度与光强一样,也是随着激活介质长度而发生变化的。在增益尚未达到饱和的范围内,ASE 激光的谱宽特征类似于通常的激光放大器,即相当于一个宽带的输入讯号在增益介质中传播,并且由于中心频率的增益比两翼高,于是随着光强的增大,谱宽将变窄。

当光脉冲进入增益饱和的范围,谱宽的变化将取决于介质加宽的类型。在均匀加宽的介质中,谱宽将继续缓慢地变窄。在非均匀加宽的介质中,由于在中心频率附近达到饱和时,两翼频率处尚未达到饱和,其强度将比中心频率处更快地增加,于是激光谱宽又重新加宽,直至增益线宽内的所有频率都达到饱和,激光谱宽

即加宽到原来的初始值。

ASE 激光谱宽在非均匀介质中变窄一再加宽的过程, 已有理论分析并为实验所证实<sup>[5,6]</sup>。

#### 四、光束的方向性和空间相干性

由于输出口径的衍射效应影响较小, ASE 光束的发散角一般可用纯几何光学方法简单地给出。设激光管长为  $L$ , 管径为  $d$ , 则发散角为  $d/L$ 。但实测的 ASE 光束发散角要比上式计算值大得多, 而且与激发介质的增益有关。因此, 纯几何光学的发散角只是极粗略的近似。

事实上, 激活介质对输出端有贡献的原子分布在从  $x=0$  到  $x=L-L_T$  的范围内 ( $L_T$  为阈值长度, 并设  $L_T \gg d$ ), 在  $x=0$  处的自发辐射以  $d/L$  发散角对输出作出贡献, 而在  $x=L-L_T$  处有贡献的自发辐射所对应的发散角则为  $d/(L-L_T)$ , 即不同  $x$  处的发散角不同。当然, 由于经受的受激放大长度不同, 各部分对输出强度的贡献也不相同。因此, 必须将从  $x=0$  到  $x=L-L_T$  范围内原子的贡献求和, 并要考虑到各处原子放大的自发辐射光强, 以及它们能够辐射到输出端的角度。文献 [7] 给出的计算和实验结果表明, 光束发散角随着管长增加而减少, 随着反转密度增加而增大。从纯几何光学考虑得不出发散角与反转密度的关系。

空间相干性的研究是基于对光束进行杨氏干涉条纹的可见度的测量进行的。结果表明, 在反转密度一定时, 空间相干性与管长成正比, 而在管长固定时, 空间相干性与反转密度成正比<sup>[7]</sup>。

在某些脉冲 ASE 激光束中, 还观察到空间上或频率上的颗粒状结构 (或称为“斑点”), 但在通常激光器、连续 ASE 和其它脉冲 ASE 中不出现此现象<sup>[8]</sup>。

#### 五、自终止效应

根据阈值条件, ASE 阈值长度与增益系数

成反比, 因此 ASE 激光器通常必须是高增益器件, 以确保在实验室条件下能形成很强的激光。我们知道, 增益系数表达式为

$$\alpha = \sigma n, \quad (4)$$

式中受激辐射截面为

$$\sigma = \frac{c^2}{8\pi\nu^2\tau_s} g(\nu). \quad (5)$$

可见, 在有限的泵浦条件下, 要达到高增益, 则要求  $\sigma$  大, 亦即激光上能级的荧光寿命  $\tau_s$  要很小。这就是通常 ASE 激光介质的内在特征。例如  $N_2(3371 \text{ \AA})$  上能级 C 态的  $\tau_s$  为  $10^{-8}$  s。

于是就出现这样的现象: 如果激光下能级是亚稳态 (如  $N_2$  的 B 态,  $\tau_s = 10 \mu\text{s}$ ), 则自发辐射将迅速地弛豫掉上能级的粒子数, 并堵塞在激光下能级, 从而破坏粒子数反转, 激光作用自行停止, 这就是所谓自终止效应。

由此效应引起的明显的后果是: (1) 激光器本质上只能以脉冲方式运转。(2) 泵浦速率越快, 对 ASE 输出越有利。因为一旦出现自终止, 即使泵浦过程继续进行, 对激光强度也不会有贡献。这已为实验所证实<sup>[9]</sup>。

现在我们设想有一台 ASE 激光器, 长为  $L$ , 增益系数由于自终止效应而变为零所需的时间 (即自终止时间) 为  $T_0$ 。若介质在某时刻之前实现了粒子数反转, ASE 激光开始形成, 经过  $T_0$  时间之后, 由于增益为零, 受激放大的作用立即停止。如若  $L > T_0 c$ , 则在  $t > T_0$ , 光脉冲将继续在介质中传播, 不过这时候因下能级的粒子数比上能级粒子数多, 于是介质便开始对光脉冲进行共振吸收, 激光强度将随  $L$  增大而减弱。我们在实验上观察到了这个现象<sup>[10]</sup>。

克服自终止效应有两个主要途径: (1) 迅速地弛豫激光下能级的粒子数, 使下能级不会发生堵塞现象。实验上发现适量的  $SF_6$  能够大大增强  $N_2$  激光的输出, 并能加大光的脉冲宽度, 其原因可能在此。(2) 采用行波激励, 使沿轴向粒子数反转的形成与光脉冲传播同步, 于是光不断被放大。电子束纵向泵浦可实现行波激励, 实验上发现沿电子束方向的 ASE 激光比

相反方向的 ASE 激光强很多。

## 六、天体物理和 ASE

1965 年,射电天文学家在观察 Orion 星的星云时,发现在本来应是吸收线的 OH 谱线上,却出现明亮的辐射谱线,这种谱线的特点是强度高、单色性好以及线偏振。这个发现激起整个天体物理学界的极大兴趣。

有人很快就指出,这种异常的辐射线乃是宇宙激光!于是大量射电天文学家便致力于在茫茫的宇宙中间寻找更多的激光谱线,而不少物理学家则企图揭开宇宙激光形成之谜。至今,天文学家已发现 300 个 OH 激光光源,并在 80 多个星球附近找到了 H<sub>2</sub>O 激光谱线,在某些变星外层也发现 SiO 激光辐射,然而物理学家却还未能完全弄清这种宇宙激光的来源。

假若宇宙中确实存在激光辐射,它应当是 ASE。因此人们自然会把实验条件发展起来的 ASE 理论应用于宇宙 ASE 中去。至今这种努力多数限于定性的讨论,尚未获得令人满意的定量解释。宇宙星云的特点是密度低,尺度大。在 OH 星云附近通常存在着能强烈辐射红外线的星球,它可能就是宇宙 ASE 的泵浦源,但是这个泵浦源是否强大到足以实现阈值的反转密

度,则需要定量地给予回答。此外,ASE 谱线在非均匀介质中经历变窄到再加宽的过程,这与宇宙激光的高单色性似乎并不一致。诸如此类问题都有待研究。

当然,宇宙中这种非热平衡的辐射,还可用其它可能的机制来讨论。例如,若在 OH 星云附近存在大量相对论性带电粒子,则可能产生契伦柯夫效应,引起很强的线状辐射。但是迄今多数天体物理学家仍然坚信这种宇宙辐射就是 ASE!

由于天体辐射过程在探讨宇宙起源和演化等问题中起着重要的作用,因此对 ASE 的研究自然也就有相当重要的意义。

## 参 考 文 献

- [1] R. H. Dicke, *Phys. Rev.*, **93** (1954), 99.
- [2] N. Skribanowitz et al., *Phys. Rev. Lett.*, **30** (1973), 309.
- [3] L. Allen et al., *J. Phys. A*, **4** (1971), 238.
- [4] 郭光灿, 中国科技大学学报, **10-3** (1980), 22.
- [5] L. W. Casperson, *J. Appl. Phys.*, **45** (1977), 256.
- [6] H. Gamo et al., *Coherence and Quantum Optics IV*, New York, 1978, 583.
- [7] L. Allen, *Coherence and Quantum Optics IV*, New York, 1978, 467.
- [8] L. Allen et al., *Coherence and Quantum Optics IV*, New York, 1978, 599.
- [9] 郭光灿等, 激光, **6-11** (1979), 17.
- [10] 郭光灿, 中国科技大学学报, **10-2** (1980), 42.

# FTIR——激 光 Q 开 关

张 镇 西

(西北大学物理系)

## 一、引 言

Q 实变是压缩光脉冲宽度的一种技术。由于压缩脉宽使光子简并度提高若干数量级,实现了光的二次谐波、光的差频与和频、光的参量放大和振荡,观察到光的受激拉曼和布里渊散射、强光束自聚焦等一系列非线性光学现象。Q 实变技术的出现,推动了激光精密测距、高速

全息照相等应用技术的发展;此外,应用在高能、大功率激光产生高温、高密度等离子体方面也取得进展,为受控热核聚变开拓了新的途径。

实现 Q 突变的开关目前有多种,但是新发展起来的是根据光学折射原理制成的 FTIR Q 开关,它具有多方面的优点,它的出现推动了调 Q 技术的发展。