

单镜 Cu/CuBr 激光器放大自发 辐射光脉冲的弛予振荡

汪永江 夏铁君
(浙江大学物理系)

提 要

本文首次报道了单镜 Cu/CuBr 激光器的放大自发辐射光脉冲具有弛予振荡, 得出弛予振荡的实验规律。此外, 还探测到这种放大的自发辐射光脉冲光强的时空分布比较均匀, 其空间相干性优于同一种工作物质的激光辐射。

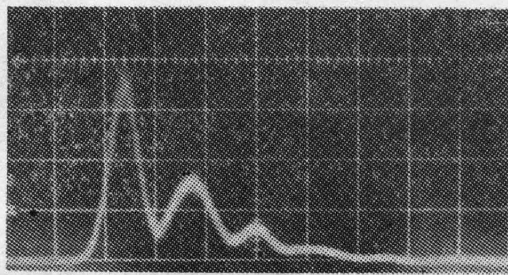
一、引 言

目前, 在无镜或单镜激光器的输出功率、谱线和阈值特性等方面已做过一系列工作^[1~7], 但未述及放大自发辐射光脉冲内光强的时间特性。本文报道以 CuBr 为工作物质的单镜激光器铜原子放大自发辐射光脉冲的结构的探测, 首次观察到其光脉冲内具有弛予振荡。此外, 还探测了这种光脉冲光强的时空分布, 了解到其空间相干性较好。

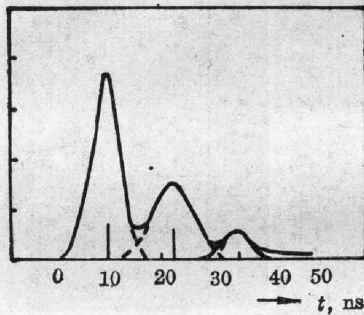
二、实验结果和分析

1. 测量放大自发辐射光脉冲的方法与文献[8]相同。为了查看示波器所呈现的光脉冲信号, 用 EG&G 积分平均器驱动 X-Y 记录仪, 代替示波器, 观察由硅雪崩二极管接收的光脉冲信号, 结果与示波器上观察到的一致。这表明, 用示波器显示的光脉冲信号, 基本上反映了光脉冲的客观实际。位于光斑中心, 波长 510.6 nm 光脉冲的照片如图 1(a) 所示。其实验条件为: 氖气压强 100 Torr, 流量 0.5 mg/sec, CuBr 容器温度 480°C, 直流电压 4 kV, 电流 0.16 A, 重复率 17 kHz。从图 1(a) 可见, 光强度与光脉冲持续时间是一种弛予振荡关系, 振荡曲线光滑。这种弛予振荡的时间行为可看成是振幅逐渐衰弱的三个尖峰的迭加, 如图 1(b) 所示, 测得其振荡周期 $T \approx 13.2$ ns。同样, 波长 578.2 nm 的放大自发辐射中也存在类似的弛予振荡。为进一步了解振荡周期与损耗之间的联系, 在全反射镜与放电管之间插入密度为 1、1.5 的衰减片, 其光脉冲照片如图 2 所示。随着损耗的增加, 观察到光强度减弱和弛予振荡周期的缩短与文献[4]的结果一致。实验的测量条件为: CuBr 容器温度 500°C, 氖气压强 60 Torr, 直流电压 4 kV, 电流 0.2 A, 脉冲重复率 16.5 kHz。

放大自发辐射光脉冲内光强 I 与脉冲持续时间 t 以及光强在空间上的远场分布是反映单镜激光器输出特性的一个方面。这里作类似于文献[8]中的实验, 其结果如图 3 所示。在



(a)



(b)

图 1 放大自发辐射光脉冲的弛豫振荡

Fig. 1 Relaxation oscillation of the amplified spontaneous radiation pulse

- (a) Oscilloscope trace of the pulse, abscissa 10 ns/div
 (b) Relaxation oscillation decomposed into 3 spikes with period $T=13.2$ ns

同样的实验条件下, 放大的自发辐射光脉冲的光强仅为激光^[8]的 1/3。从图 3 还可以察觉, 光脉冲强度沿矢径 r 和随脉冲持续时间 t 的变化, 与 Cu/CuBr 激光的光脉冲^[8]相比, 较为整齐, 是按统一的规律衰减着。相应地, 其瞬时发散度 θ 与光脉冲持续时间 t 的关系如图 4 所示。从图 4 看出, 自 10~30 ns 的时间间隔内, 放大自发辐射的瞬时发散度的平均值为 0.8 mrad, 而在同样的时间间隔内, 激光的瞬时发散度的平均值为 1.3 mrad^[8]。由于发散度是量度光的空间相干性的一个方面^[9], 所以, Cu/CuBr 单镜激光器放大自发辐射的空间相干性比 Cu/CuBr 激光器好。

2. 光的强度与光子密度成正比, 所以, 图 1 所示的曲线也反映着光子密度 $q(t)$ 与光脉冲持续时间 t 的规律, 它可以近似地以下列方程表示:

$$q(t) = q_0 [\exp(-\alpha t) - \exp(-\beta t) \sin \omega t], \quad (1)$$

式中 q_0 为光子密度的最大值, α 和 β 为衰减系数, ω 为弛豫振荡频率。若式(1)与实验曲线相吻合, 则 $\alpha = 3.5 \times 10^7 \text{ s}^{-1}$, $\beta = 0.9 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$, $\omega = 2\pi/T = 4.8 \times 10^8 \text{ s}^{-1}$ 。再根据波长 510.6 nm 的平均输出功率 1 W, 脉冲重复率 17 kHz, 放电通道有效直径 1.4 cm 和电极间

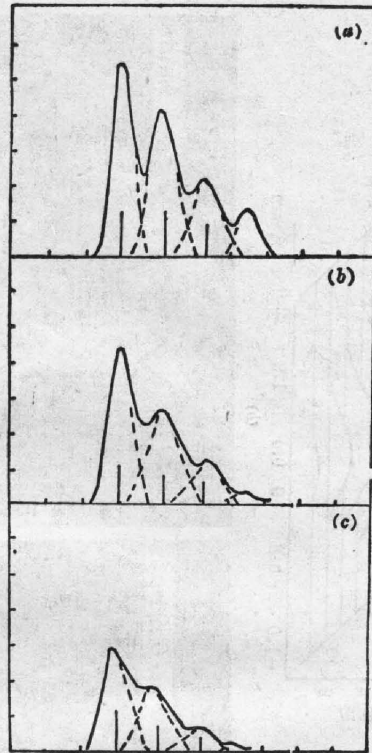


图 2 光脉冲在插入衰减片后强度和弛豫振荡的变化, 横坐标 10 ns/div

Fig. 2 Changes in intensities and relaxation oscillations of the light pulse (wavelength 510.6 nm) with different attenuators inserted

- (a) No attenuator, $2T_1=24.0$ ns
 (b) Attenuator of density 10^{-1} , $2T_2=23.7$ ns
 (c) Attenuator of density $10^{-1.5}$, $2T_3=23.3$ ns

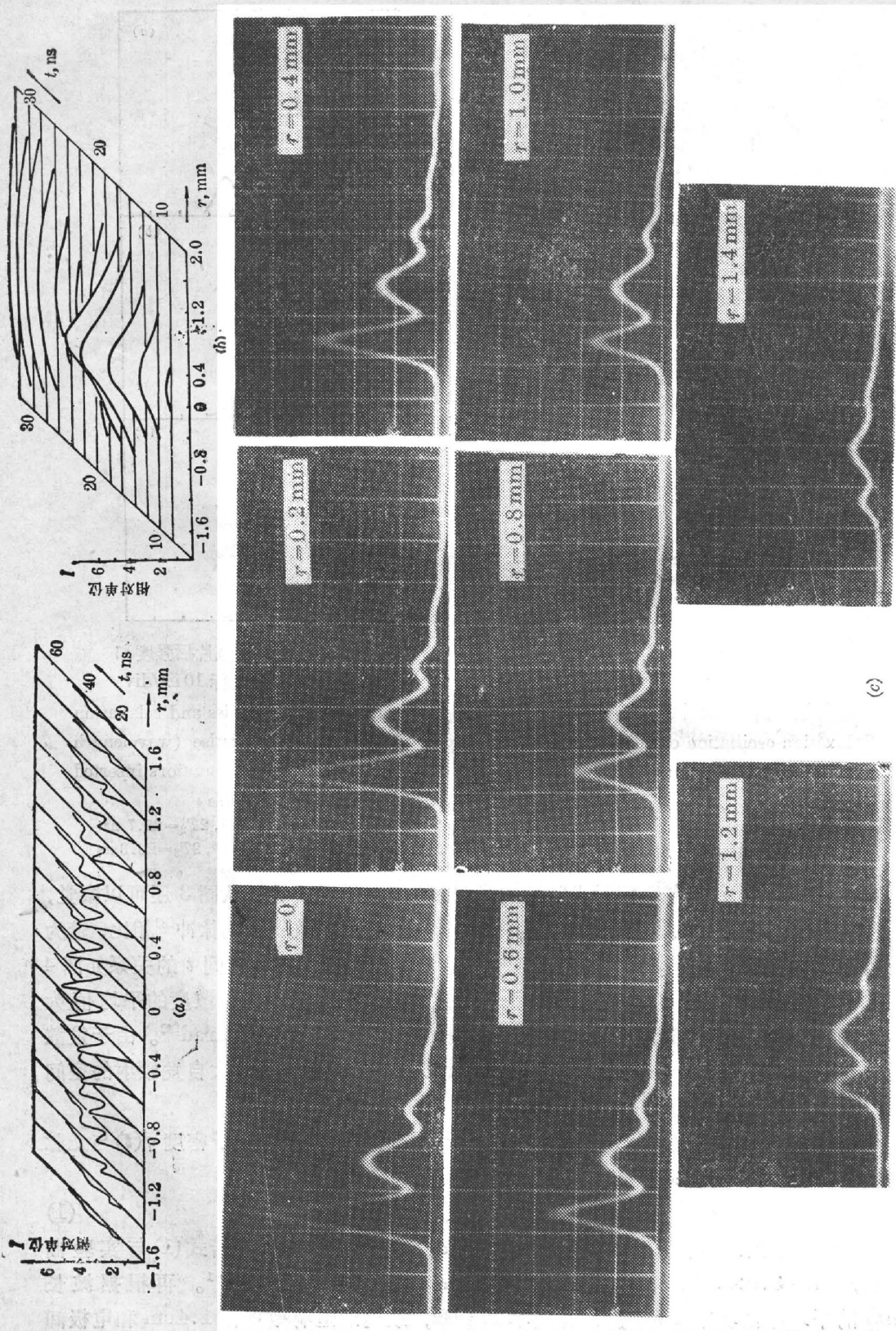


图 3 放大的自发辐射光脉冲强度的时空分布

Fig. 3 Spatial and temporal distributions of the light pulse intensity of the amplified spontaneous radiation

(a) Intensity pattern for given radius r , (b) Intensity pattern for given time t ,

(c) Oscillograms of light pulses with $r=0 \sim 1.4$ mm, corresponding to (a)

距 46.5 cm, 可估计一个光脉冲平均所包含的光子数为 $2.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ 。也即

$$\int_0^{\tau} \dot{q}(t) dt = 2.1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}, \quad (2)$$

其中光脉冲持续时间 $\tau = 40 \text{ ns}$, $\dot{q}(t) = dq(t)/dt$ 。从式 (2) 求得 $q_0 = 8.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$ 。

式 (1) 所遵循的光子受迫振荡微分方程为

$$\frac{d^2 q(t)}{dt^2} + 2\beta \frac{dq(t)}{dt} + \omega^2 q(t) = F(t), \quad (3)$$

式中 $F(t) = (\alpha^2 - 2\alpha\beta + \omega^2) \exp(-\alpha t)$, 其中 $F(t)$ 为迫使光子振荡的驱动力。这是一个场与反转度之间相互作用所形成的光子弛豫振荡微分方程。

3. 弛豫振荡可以作如下的定性解释。由于连续的放电激励, 基于自发辐射产生少量光子的基础之上, 经过一定时间, 粒子反转度增加, 并超过放大自发辐射的阈值, 使放大自发辐射的光子数突然增多。当光子数增长到足够高的同时, 急剧的受激辐射, 使反转度又趋减少。但是, 因为反转度仍大于阈值, 光子数仍继续增加而达峰值。随后, 反转度降至阈值以下, 那时的增益小于损耗, 光子数立即减少了。这样就形成光脉冲的第一个尖峰。同样可以解释光脉冲第二个尖峰的形成。由于抽运速率随时间而减少^[10], 以及提供给第二个尖峰的抽运时间较短, 所以, 反转度没有开时第一个尖峰积累得多, 所以, 第二、第三个尖峰的峰值逐步减小。由上所述, 这种放大自发辐射的弛豫振荡可以理解为放电抽运导致粒子反转度的增加和受激辐射导致反转度的减少这两种矛盾斗争的表现。其基本过程是场与粒子反转度之间的相互作用。

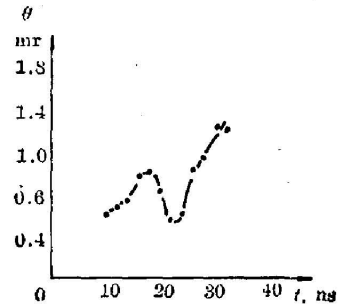


图 4 瞬时光散度 θ 与脉冲持续时间 t 的关系

Fig. 4 Transient divergence θ vs. pulse duration t

三、结果和讨论

1. 单镜 Cu/CuBr 激光器的放大自发辐射的光脉冲具有弛豫振荡。因为, 光辐射在激光器内为行波。与 Cu/CuBr 激光器相应的光脉冲比较, 放大自发辐射光脉冲光强的时空分布较均匀, 所以其空间相干性优于以 Cu/CuBr 为工作物质的激光辐射。其应用可望得到开拓。

2. 如图 2 所示, 弛豫振荡周期在插入衰减片后变短了。关于这一现象可以定性作如下解释: 根据文献[11]弛豫振荡的微扰近似, 振荡周期随光子寿命的缩短而有所减小, 联系到单镜激光器中衰减片的插入, 导致损耗增加, 光子寿命缩短, 结果使反转度振荡速率加快, 振荡周期变短。

作者与陈哲人博士和 W. Demtröder 教授作了有益的讨论, 对此表示感谢。

参 考 文 献

- [1] U. Ganiel, et al.; *IEEE, J. Q. E.*, 1975, **QE-11**, No. 11 (Nov), 881.
 [2] G. Ericsson and R. Lidholt; *Ark. F. Fys.*, 1968, **37**, No. 6 (Oct), 557. 及其参考文献。

- [3] A. Yariv and R. C. C. Leite; *J. Appl. Phys.*, 1963, **34**, No. 11 (Nov), 3410.
- [4] L. W. Casperson and A. Yariv; *IEEE, J. Q. E.*, 1972, **QE-8**, No. 1 (Jan), 80.
- [5] L. W. Casperson; *IEEE, J. Q. E.*, 1973, **QE-9**, No. 2 (Feb), 250.
- [6] L. W. Casperson; *Opt. Commun.*, 1973, **8**, No. 1 (May), 85.
- [7] L. Allen and G. I. Peters; *Phys. Rev. A*, 1973, **8**, No. 4 (Oct), 2031.
- [8] 汪永江, 夏铁君; 《光学学报》, 1985, **5**, No. 3 (Mar), 275.
- [9] Orazio Svelto; *Principles of Lasers*, (Plenum Press, New York and London, 1982), 11.
- [10] M. J. Kushner and B. E. Warner; *J. Appl. Phys.*, 1983, **54**, No. 6 (Jun), 2970.
- [11] Amnon Yariv; *Quantum Electronics*, (John Wiley & Sons, Inc., New York, 1975), 276.

Relaxation oscillation of amplified spontaneous radiation pulse emitted from a single-mirror Cu/CuBr laser

WANG YONGJIANG AND XIA TIEJUN

(Department of Physics, Zhejiang University, Hangzhou)

(Received 2 April 1985; revised 20 May 1985)

Abstract

The relaxation oscillation of the amplified spontaneous radiation pulses emitted from a single-mirror Cu/CuBr laser has been observed for the first time and the experimental characteristics of the relaxation oscillation were obtained. In addition, the spatial and temporal distributions of the light pulse intensity of the amplified spontaneous radiation were also measured and found to be comparatively uniform. The spatial coherence of the amplified spontaneous radiation was found to be better than that of the laser with the same lasant.