

利用受激布里渊散射 Q 开关的研究

姚敏言 汤剑鸣

(清华大学电子工程系, 北京 100084)

提 要

本文报道受激布里渊散射 Q 开关, 叙述了 Q 开关原理, 实验研究了各种因素对输出特性的影响, 并与染料 Q 开关作了比较。

关键词: 受激布里渊散射, Q 开关。

被动式 Q 开关具有简单方便, 不需供电系统等特点, 但传统的可饱和吸收体 Q 开关, 对各种不同波长的激光需要不同的染料或其它介质, 利用受激布里渊散射 Q 开关则可用于任何波长, 不受波长限制。这对不断出现的新波段激光器需获得窄脉冲高功率的应用具有潜在的价值。

利用受激布里渊散射进行脉冲压缩和造成波前反转已有不少文章报道, 发现其在激光共振腔内会引起 Q 开关只有少数文章^[1~3], 对其 Q 开关原理的详细论述则更少, 最详细的文章^[4]也只大概说明。而将这一技术用于新的波段产生高功率激光, 则是作者首先提出的想法, 并对其影响因素进行了研究, 对其 Q 开关原理也进行了假设和理论推导(另文发表)并经实验证实。本文限于篇幅先简述一下原理, 着重描述实验结果。

一、受激布里渊散射 Q 开关原理简述

众所周知, Q 开关就是要使激光共振腔内的 Q 值发生突变, 而共振腔的 Q 值取决于腔内损耗, 损耗的突变亦即引起 Q 开关, 对于如图 1 的实验装置, 在 YAG 的共振腔 M_1M_2 内插入透镜 f_1, f_2 及受激布里渊散射池。在受激布里渊散射作用发生以前, 设激光在 M_1 和 M_2 镜之间振荡。这时光强为 I' , 这一光强在往返一周所经受的损耗为 δ' 。当受激布里渊散射发生后, 由于受激布里渊散射背向散射是主要的, 而且它的背向散射具有相共轭特性。因此受激布里渊散射介质的中央(A 点附近)就相当于一个相共轭反射镜记作 M_{pc} 。受激布里渊散射光强 I_s 在镜 M_1 与 M_{pc} 之间往返一周所经受的损耗为 δ_s^* 。这时, 在 YAG 棒中存在着总光强 $I = I' + I_s$, 这一总光强所经受的损耗 δ 可表示为

$$\delta = (I'/I)\delta' + (I_s/I)\delta_s^* = \delta' + (I_s/I)(\delta_s^* - \delta'), \quad (1)$$

由(1)式可以看出只要我们找出散射光强 I_s 与总光强 I 的关系, 即可求出 δ 随腔内光强 I 的变化函数 $\delta(I)$, 就可知含有增益介质的腔内损耗随光强的变化关系。由(1)式可看出: 当受激布里渊散射未发生时 $I_s = 0$, 这时 $\delta = \delta'$ 为初始共振腔损耗; 当受激布里渊散射发生后,

收稿日期: 1991年4月2日; 收到修改稿日期: 1991年6月10日

* 这里的 δ_s 与 δ' 均指光所经过路程上所有光学元件的吸收、散射、衍射及输出耦合等总的损耗, 下面的 δ 也同此。

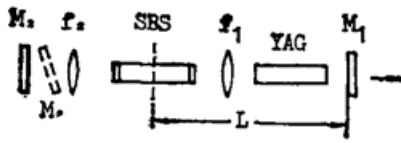


Fig. 1 Experimental setup

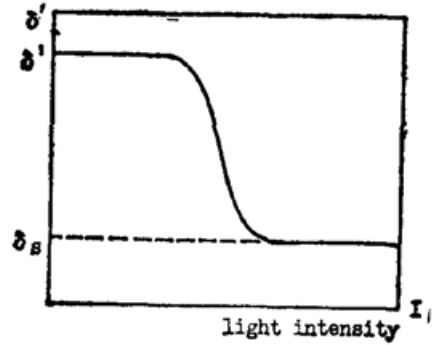


Fig. 2 Loss of cavity as a function of light intensity

I_s 增长到 $I_s = I$, 这时 $\delta = \delta_s$ 为相共轭腔的损耗, 显然, 由于相共轭腔中光学元件要少些, 且相共轭腔总是稳定腔^[4], 故一般来说 $\delta_s < \delta'$ 。Q 开关作用正是基于这一损耗 δ 由 δ' (高) \rightarrow δ_s (低) 的变化而引起的, 如图 2 所示。由此可见, 要产生足够高的单脉冲功率, 就要使 $\delta' \gg \delta_s$, 以使激活介质棒内积累更多的反转粒子。在本文的实验装置中就是通过调节 $M_1 M_2$ 所构成的共振腔的腔参量, 或在这一腔中插入损耗元件(但注意勿使 δ_s 增大)以增大 δ' , 从而达到 Q 开关的目的。

二、实 验

首先通过选取 $M_1 M_2$ 镜所构成的共振腔参量, 使之变成非稳腔, 通常非稳腔的衍射损耗显然比稳定腔高。在 M_1 和 M_2 之间由于加了两个透镜 f_1 和 f_2 , 则可由含有透镜系统的共振腔的射线矩阵导出共振腔的稳定条件, 如果设 $L' = f_1 + \Delta + f_2$ (其中 Δ 为两透镜之间的离焦量, 当 $\Delta = 0$ 两透镜共焦。) f_1 与 M_1 之间距离为 L , f_1 与 M_2 之间距离为 H , 不难证明, 这一共振腔的稳定区为

$$\left. \begin{aligned} 0 < \Delta < [f_1^2 / (L - f_1)], \\ [f_2^2 / (H - f_2)] < \Delta < \{ [f_2^2 / (H - f_2)] + [f_1^2 / (L - f_1)] \}, \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

通过改变离焦量 Δ 的大小, 在相同输入电压下确实获得了 Q 开关与不调 Q 的输出, 见表 1, 实验中选择参数为: $L = 327 \text{ mm}$, $f_1 = 45 \text{ mm}$, $f_2 = 92 \text{ mm}$, $H = 28 \text{ mm}$, 计算所得共振腔稳定区为 $0 < \Delta < 8 \text{ mm}$ 和 $-130 \text{ mm} < \Delta < -122.7 \text{ mm}$, 由表 1 可见在 $\Delta = 3 \sim 9 \text{ mm}^*$ 时输出为静态, 而且能量很小。当在非稳区时, 就获得了 Q 开关脉冲, 其波形如图 3 所示, 其中

Table 1. Operating status at the different values of focussing mismatch

Values of mismatch Δ (mm)	-8	-3	-1	1	3	4	6	9	14
Output energy at threshold (mJ)	7.90	5.92	5.90	8.00	0.09	0.13	0.13	0.11	4.89
Operating status	Q*	Q	Q	Q	free**	free	free	free	Q

* Q-switched ** free operation.

• 与计算值 $0 \sim 8 \text{ mm}$ 有 $\pm 2 \text{ mm}$ 的测量误差, 因计算值所依据的每个值也都有测量误差, 故导致计算值与实测值之间有较大误差, 但基本上是吻合的。

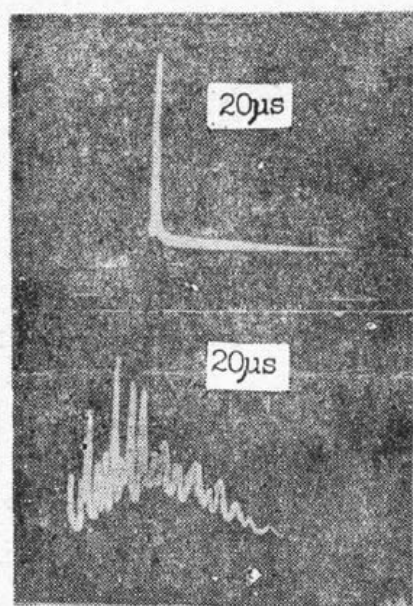


Fig. 3 Oscilloscope traces of the pulse shapes (horizontal scale 20 μ s/div)

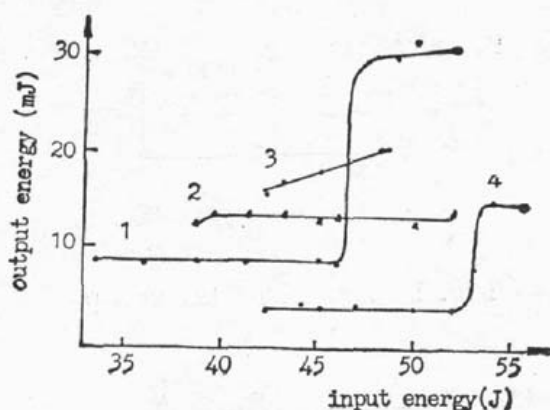


Fig. 4 Output energy vs input energy when different insert losses

(a) 为 Q 开关脉冲, ($\Delta = -8$ mm), (b) 为静态脉冲 ($\Delta = 4$ mm)。当提高输入能量时在 Q 开关状态下还会出现双脉冲, 这说明, 与一般被动式 Q 开关一样有明显的单峰域。

也可以采用另一种办法来提高 δ' , 即在 M_2 和 f_2 之间用不同透过率膜片插入以增加损耗(为避免其反馈, 使膜片与光轴有一倾角, $8^\circ \sim 10^\circ$ 见图 1 中虚线所标 M_3 镜)得到了如图 4 所示的曲线。曲线 1 为不插入 M_3 时, 曲线 2, 3 分别为 M_3 透过率为 $T = 70\%$ (2), $T = 55\%$ (3) 曲线 4 是将 M_3 插入 f_1 与 YAG 棒之间, 在此情况下, 显然不仅 δ' 增加了, δ_s 也增加了, 对 Q 开关的影响是使 $(\delta' - \delta_s)$ 值减小了。故输出也大大降低了。

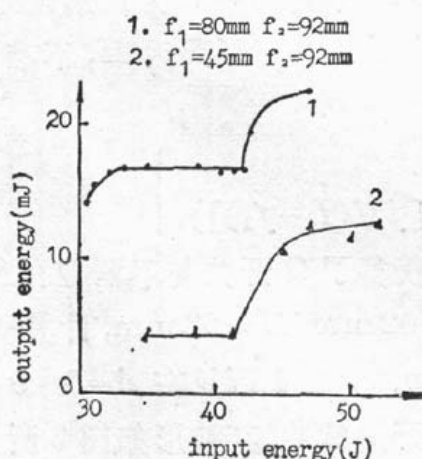


Fig. 5 Output characteristics of Q-switched when different focusing

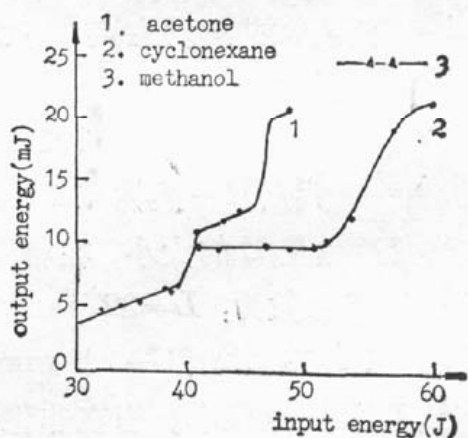


Fig. 6 Output characteristics of different SBS mediums

此外, 改变不同的聚焦透镜及不同的散射介质。也得到不同的结果, 如图 5 和图 6 不同的聚焦使受激布里渊散射的作用区不同, 长焦距, 在达到受激布里渊散射阈的强度条件下泵浦光与斯托克斯的相互作用区长些, 因此效率也高些, 如图 5 曲线 1, 但是, 对一定的器件 f_1 有最佳值, 这时的受激布里渊散射的效率最高。图 5 和图 6 均说明, 受激散射的效率直接影响着 Q 开关输出的效率。从上面三个图(4, 5, 6)也可看出受激布里渊散射 Q 开关的输出特性呈明显的阶梯状, 第一个平台表明单峰域, 每上升一个台阶, 输出增加一个脉冲。第一个台阶的高度, 即输出 Q 开关单脉冲的幅度主要取决于 δ' 值以及受激布里渊散射的散射光强。

增长的速率。在选定了散射介质及聚焦透镜后,只有用插入损耗片的办法提高 δ' 以增加输出的单脉冲幅度较为方便,这如同改变染料 Q 开关时染料浓度一样,是提高单峰域及单峰功率的办法,但是它比改变染料浓度更为方便。当然,插入损耗较大时,阈值也将升高,即提高输出能量是以牺牲低阈值为代价的。不过这一点是所有激光器的通病,也就勿须多说了。与染料 Q 开关相比,受激布里渊散射 Q 开关的脉宽更窄一些。图 7 是用相同结构的共振腔,以染料盒代替受激布里渊散射液池时,用同样的强流管及示波器扫描,所得到的输出波形。

此外由受激布里渊散射 Q 开关输出的光斑可以是很好的高斯分布,如图 8 所示。这是因为受激布里渊散射背向散射的相位共轭特性所决定的,它使波形的畸变得到了补偿。

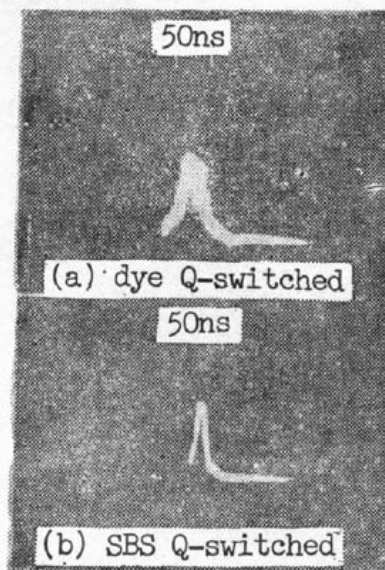


Fig. 7 Oscilloscope traces of the pulse output of dye and SBS Q-switched when same measure condition

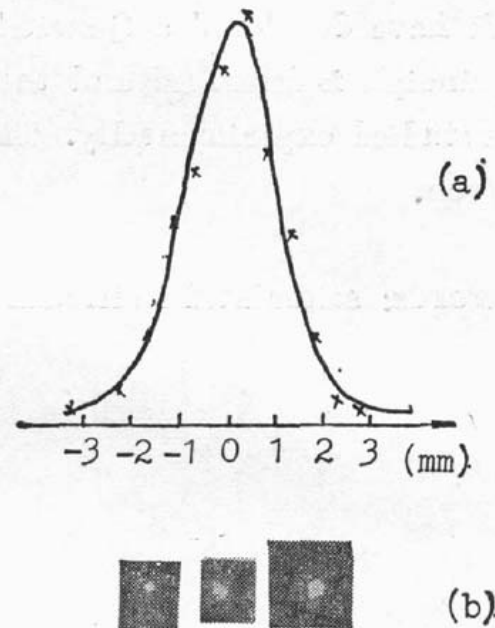


Fig. 8 Spatial distribution of SBS Q-switched output
(a) spatial distribution.
(b) output beam spots.

综上所述,作者认为受激布里渊散射调 Q 比染料 Q 开关具有如下优点:(1)不受波长限制,可用于任何波长的激光器;(2)由于相共轭作用对激光工作物质的光学质量要求不苛刻;(3)容易获得大模体积的 TEM₀₀ 模;(4)对共振腔镜失调不很敏感。作者曾将腔镜调偏 ~ 1 mrad,仍有激光输出。当然,受激布里渊散射 Q 开关也有其缺点,比如阈值稍高,输出稳定性也稍差,但现在的研究只是初步的,以上缺点有待于进一步研究克服。

这种 Q 开关方法对不断出现的新波长激光材料如掺铒 Er³⁺、钬 Ho、Tm 等激光材料(发射 1.5、2、3 μ m 等)的 Q 开关有着潜在的应用价值。因为对这些比可见光波长长的近红外激光来说,至今尚未见有合用的可饱和吸收体。用电光 Q 开关则所需半波电压太高。这种受激布里渊散射 Q 开关展示了对这种长波固体激光器 Q 开关的一种新途径。

参 考 文 献

- [1] D. Pole; *Phys. Lett. (A)*, 1967, **A24**, No. 4, 239.
- [2] M. M. Denariez-Roberge, G. Giuliani; *Opt. Lett.*, 1981, **6**, No. 1 (Jan), 339.
- [3] S. Chandra, R. C. Fukuda *et al.*; *Opt. Lett.*, 1985, **10**, No. 7 (Jul), 356.
- [4] N. N. Il'ichev, A. A. Malyutin *et al.*; *Soviet J. Quant. Electron.*, 1982, **12**, No. 9 (Sep), 1161.

Investigation of Q-switching with stimulated Brillouin scattering

YAO MINYAN AND TANG JIANMING

(Department of Electronics Engineering, Tsinghua University, Beijing 100084)

(Received 2 April 1991; revised 10 June 1991)

Abstract

We have developed a Q-switch using stimulated Brillouin scattering (SBS). The principle is described and the effect of variable factors on output characteristics is studied experimentally. The comparison between SBS and dye Q-switch is also given.

Key words: stimulated Brillouin scattering; Q-switching.