

发生了吸收谱线中的空穴正好迁移到吸收零点这样的现象。这种情况下，由于吸收谱线中存在的空穴被负吸收带摆动耗散，所以亮度弱的波束的放大包含了可饱和吸收现象引起的增益和感应热散射现象引起的增益。

在喹啉、丙酮的碘溶液，硫酸铜的甲醇溶液，硫酸铜的水溶液或玻璃中也观察到了感应热散射现象，其详细情况另文叙述，本文不再谈及。图 9 用以说明在可饱和吸收体中的光放大现象。

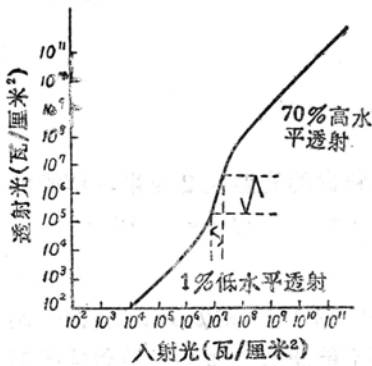


图 9 可饱和吸收体光学增益的说明图。

考虑频率、振幅都略有不同的二个波束，当它们同时射入可饱和吸收体时，在吸收体中激起这二个波束频率间的拍频振幅调制；由于激发激光束的强度很强，所以可饱和吸收体的染料分子受到它的影响，使透射率发生变化；假设吸收体本身的弛豫时间相当短，且包含于这种调制频率之中移动，那么如图 9 所示，就能明白由于受到非线性透射率的

影响，使调制度加强或者减弱。特别是明白了当调制度弱时，将激起边带；当调制度强时，和入射激光束的强度相比，整个输出射束的强度是小的，但边带强度急剧增加。

(3) 等离子体的产生

用透镜聚焦高功率 Q 开关激光，并照射气体或固体，会产生亮度很高的高温等离子体，乃是早已作过的事。这对于运用微微秒脉冲激光激起高温气体反应，并研究辐射场和物质的相互作用，是一种非常有效的手段。

用通常的 Q 开关激光也能适当地调整等离子体密度、离化状态和等离子体温度等，可望今后会有这方面的实验研究。

另外，激光击穿气体时伴随出现的等离子体的电子密度也达到了 10^{19} 厘米⁻³，激起了 1,000 电子伏左右的高温。

把激光束照射到固体粒子单体时，观察到了球对称扩散的等离子体球，研究它和磁场的依赖关系也是很有趣的。

如同 Basov 等人的 5 级放大的钨玻璃激光器一样，已能得到脉冲宽度 10 微微秒，峰值输出 10^{12} 瓦的激光，可以想象这除了今后用来研究热中子散射现象之外，还可用来阐明诸如等离子体中的朗道能级。

参考资料(略)

取自 加藤渊, <电子科学>, 1970, 20, №2, 86~91

微微秒脉冲激光器及其应用 (II)

序 言

关于利用可饱和染料作 Q 开关的固体激光器的被动模式同步现象作为《微微秒脉冲激光器及其应用》已作了详细的解说，本

文继续前文进一步阐明有关微微秒脉冲激光器的应用。

但是，本文与前文有些不同，列举了一些还刚开始的最新研究领域，由于今后研究情况的变化，或许甚至会有完全不同的解译，

这点须特别注意。

关于超高亮度的行波型有机染料激光器或微微秒脉冲领域中的自聚焦现象等，在叙述上和前文及《有机染料激光器》一文有些重复，希望阅读时参考这两篇文章的说明，并考虑模式同步的微微秒脉冲激光器和通常的 Q 开关激光器的差别。

微微秒脉冲激光器的应用

(1) 行波型有机染料激光器

用持续时间很短的闪光灯激发产生的峰值功率 10 兆瓦量级的 Q 开关红宝石、玻璃、掺钕钇铝石榴石或 CF_3I 激光及其二次谐波和发光性能可变的有机染料，已达几十种之多。关于这些可参看《有机染料激光器》一文，这里不谈了，这些有机染料激光器的特点是容易得到很高的振荡增益。

如果注意到 Neuman、Hercher 用 Q 开关钕玻璃激光的二次谐波，激发转入到光路长为 1 毫米的盒中的、反射率为百分之几的若丹明 6G 的稀薄溶液，就能成功地得到亮度相当高的可调的激光振荡，那么上述现象就可以得到解释。

因而，如用峰值功率几千兆瓦的模式同步 Q 开关固体激光和几厘米的染料盒，就将得到亮度很高的超辐射振荡，这是很容易想象的。

这种超辐射振荡相当于染料的反转现象，换句话说，相当于行波型激光振荡（其行进速度和激发光的行进速度相同），因而能够阐明其振荡机构和氮激光大致相同。

已报导过用模式同步 Q 开关红宝石激光激发聚甲炔花青染料，得到了和以往的有机染料激光振荡根本不同的超辐射行波型激光振荡的实验；这种方法的优点是，和通常的有机染料激光不同，能非常简单地感应起

模式同步的染料激光束。

其简单的实验装置示于图 1。

激发光是峰值功率为 5 千兆瓦、脉冲宽度 2~5 微微秒的 Q 开关模式同步红宝石激光，光束的发散角约为 1 毫弧度左右。

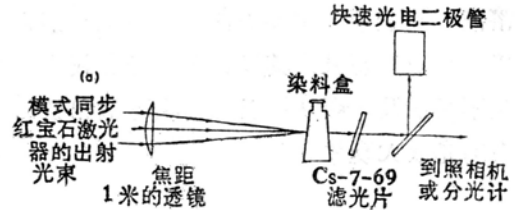


图 1 行波型有机染料激光的实验装置示意图（取自资料 [4]）。

染料盒的光路长 2 厘米，两端的玻璃窗不完全平行，切割成约有 10° 的偏差。

染料盒的长度要作一定程度的加长，以便能得到约 10^{-4} 克分子浓度，但是调整时激光振荡不能激起受激喇曼散射或受激布里渊散射。

此外，在二硫化碳和硝基苯那样的媒质中，用 Q 开关掺钕钇铝石榴石激光引起受激喇曼散射，并运用上转换或它的二次谐波进行参量振荡时，通常使用几十厘米长的染料盒。

在这个实验中，为了把激发光和染料激光束分离开来，使用了涂膜的 Cs-7-69 滤光片，这种滤光片具有很好的性能。

除了用隐花青的甲醇溶液作红宝石激光器的 Q 开关外，用著名的 1, 1'-二乙基-2, 2'-碘代二氢花青 (DDI—1, 1'-diethyl-2, 2'-dicarbocyanine iodide) 和 3, 3'-碘代二乙基硫杂三羰花青 (DTTC—3, 3'-die-thy lthiatricarbocyanine iodide) 的甲醇溶液也观察到了行波型的染料激光束。

举一个例子，用 3, 3'-碘代二乙基硫杂

三羰花青的甲醇溶液，在 7,920~8,080 埃的范围内，观察到了带宽 130~180 埃的可调激光束，当中心波长是 7,980 埃时，得到了最大输出。

在这个浓度时的激发光 (6,943 埃) 的光密度是 6.0，由计算可知，90% 以上的红宝石激光将被吸收。

根据媒质和浓度的依赖关系，便可求得这种可变染料激光，可以想象，如果和温度的依赖关系也能测得，那么就能得到在物理学上令人感到兴趣的结果。

现在，这种染料激光产生的振荡波形和激发光的脉冲序列大致相同，分析远场图样的结果，发现激光振荡发生在 15 毫弧度这样狭的束宽之中，如果好好地调整染料盒，那么振荡范围似乎能进一步扩展。

不管哪一种媒质，都和以往的用 Q 开关激发时的情况相同，染料激光束的偏转方向和激发光的偏转方向相一致。

这和用磷酸二氢钾得到二次谐波的情形完全相反，在分析振荡增益时须十分注意。

在激发光的整个能量为 1 焦耳时，向前辐射的染料激光的能量是 10~30 毫焦耳左右，可见效率不太高。

但是，由于向前辐射和向后辐射光的能量之比为 100 : 1 左右，所以作为振荡现象，即使称作行波型的也没有妨碍。

据报导，在任何情况下，染料激光束的脉冲宽度，用通常的双光子吸收是不可能观察到的，但若使用适当的染料，并转换成二次谐波，似乎也能观察到，所以这也不是很困难的问题。

这个报告表明，除了双光子吸收外，还作了非常有趣的实验，推算了脉冲宽度，这里打算如实介绍。

也就是说，向前辐射和向后辐射光的能

量比非常大是意味着，媒质的荧光寿命或脉冲宽度的其中之一，和激光通过染料盒的时间约 100 微微秒相比，要短得多。

脉冲宽度有多窄呢？当染料盒的玻璃窗作得很薄时，不仅在前进方向能观察到染料激光器的振荡光，而且在和该窗外侧的一面成直角的方向上也能观察到激光振荡，由此可以算出脉冲宽度至少是 100 微微秒量级。

另外，据说当透射窗的厚度为 3 毫米时，在和窗成直角的方向上观察到了方向性差的微弱光，这就表示在两端玻璃窗间往复的时间差恰好和染料激光振荡的寿命相一致。

因而，染料激光的脉冲宽度将是 15 微微秒或低于 15 微微秒。

已经相当详细地求得了染料激光的振荡增益，这里将简单地谈一下这种超辐射行波型激光器的振荡增益。

首先，考虑到和振荡脉冲一起运动着的火焰时，在单位立体角中存在的每单位振动数的能量密度随时间的变化将是：

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} W(\mathbf{z}, t) - \hbar\omega F(\omega) B^* \Delta N(\mathbf{z}, t) \\ = \hbar\omega F(\omega) A^* N_2(\mathbf{z}, t) \end{aligned} \quad (1)$$

式中， $F(\omega)$ 是表示荧光形状形状的线性函数， A^* 、 B^* 是每单位立体角中相对任意偏振光的爱因斯坦系数， N_2 、 ΔN 表示激发状态的分子数和它的差。

但是，在 (1) 式中假定了不存在饱和现象。

N_2 、 ΔN 是 \mathbf{z} 和 t 的函数，如假定可以忽略被辐射的染料激光脉冲和入射激光束的群速度之差，那么它和时间的依赖关系也能适当地忽略，于是能简单地对 (1) 式积分，假定激发状态的分子为

$$N_2(t_0) = N(\exp[-t_0/t_f] - \exp[-t_0/t_r]) \quad (2)$$

的情况下, 计算结果如图 2 所示。

但是, z 可用 $t_0 = z/v$ 和群速度来分开。

已算出聚甲烯花青染料的寿命为 $t_f = 50$ 微微秒, 就利用这个推测值, 在稀薄染料的情况下, 反转分子数的上升时间比激发激光束的脉冲宽度大, 于是可假定 $t_r = 3$ 微微秒。

由图 2 可知, 染料激光的振荡增益变大时, 脉冲宽度急剧变窄。

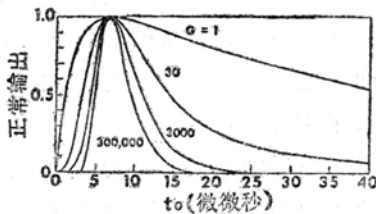


图 2 行波型有机染料激光的振荡增益和脉冲宽度(取自资料[4])。

但是, 当这种染料激光的振荡现象接近饱和点时, 将激起非线性现象, 于是可望脉冲宽度益发变窄, 但是因为过于专门, 这里就不谈了。

这种超高亮度行波染料激光, 只能用一种类型的染料才能观察到, 其振荡波段也几乎接近近红外, 通常认为没有比这更重要的应用领域; 如果改变染料, 用模式同步的 Q 开关激光的二次谐波进行激发, 能够得到可见光也似乎是理所当然的, 但是从现在尚无这方面的报告来看, 要得到微微秒脉冲振荡, 或许要有很高的增益, 关于这一点只能有待于今后的研究。

(2) 微微秒脉冲激光束的自约束现象

激光束的自发散现象, 或者热发散效应, 是一种使激光束发散的现象, 它是由于激光束通过热的作用, 使光束近傍的媒质变热, 从而起到一种透镜的作用所引起的。这种热

透镜效应, 无论在实验上或理论上都作了相当的研究; 但是关于自聚焦现象, 或者自约束现象, 尚没有充分的说明。

能量密度很高的激光束射入媒质时, 激光束受到这种自约束效应的影响, 而呈现为直径几微米的丝状激光, 据说这种现象取决于分子本身的克尔效应或介质的相变。

其原因可考虑如下: 特别是在后者的情况下, Q 开关激光束通过自聚焦使媒质具有超临界密度时, 媒质呈不稳定状态, 较为稳定状态的能量密度分裂成很高的丝状。

这时细丝的直径为 1 微米左右, 细丝中的能量密度达几十万兆瓦/厘米², 细丝的持续时间为 1 毫微微秒左右。

用模式同步的 Q 开关激光激起这种自约束现象会有怎样的问题呢?

Brewer 和 Lee 曾对其现象作了说明, 他们认为, 当用微微秒脉冲激光激发媒质时, 自约束现象并不是由分子的克尔效应和根据 Cluster 想法得出的分子的再色散现象产生, 而干脆可认为是由分子的畸变所产生。

与此相反, Polloni, Sacchi 和 Svelto 测量了由模式同步 Q 开关微微秒脉冲激光激发的丝状谱线的发散度, 作为这些假说的对立面, 列举了由分子的摆动现象引起的效应, 这里试图作一介绍。

他们的结论是, 根据媒质的弛豫时间可间接地求得由 Q 开关激光激发的媒质的折射率的偏移, 这个偏移正好和根据瑞利线的分析所得到的弛豫时间相一致, 由此可见, 微微秒脉冲波段的自约束现象受到最邻近分子的分子场的相互作用, 分子或许不是由摆动运动产生的。

因而可以认为, 在很强的激光电场的作用下, 会激起某种扭矩, 这种扭矩导致分子

摆动,从而产生了被激光激发的折射率的偏移。

另外,这个扭矩恰好和电场的平方成比例,乃是粗糙的想法。

关于这种解释方法,多少也有些疑问之处,可以认为要说明微微秒脉冲激光的自约束现象,有着更为成熟的想法。

Svelto 等人不是用光学系统聚焦TEM₀₀模的模式同步 Q 开关微微秒脉冲激光(已在前文谈及,详细情况可参照“微微秒脉冲激光器及其应用”一文中的屋脊型 Q 开关激光的图解),而是将它直接照射到封入二硫化碳、溴苯或甲苯的长 12 厘米的染料盒上。

当激光功率超过可能出现自约束效应的阈值时,离开媒质后的激光束的谱宽急剧加宽。

当功率增加到阈值的三倍左右时,谱宽扩展为几百厘米⁻¹的间隔,显示出不规则的形状,并可屡次观察到间隔为 7~10 厘米⁻¹的精细结构。

所使用的衍射光栅的分辨率为 0.6 厘米⁻¹,由此可以想象,如果使用更优异的衍射光栅,那么谱线的超精细结构也将能详细地分辨。

现在假定在细丝中行进任意距离时的激光束的谱线形状为 $F(z, \omega)$, 那么 $F(z, \omega)$ 可简单地表示成:

$$F(z, \omega) = \exp[ikz] \int_{-\infty}^{\infty} dt A(t, z) \times \exp[i(\omega t + \omega_0 z \delta n/c)] \quad (3)$$

其中, δn 表示被激光束的电场激发的折射率的偏移, ω_0 表示激光束的振动数, ω 表示 ω_0 和媒质的谱线之间的偏移。

(3) 式中未定的参数很多,适当选择 $A(t, z)$ 和 δn 的关系,并通过计算机计算,将 $F(z, \omega)$ 和实验值相比较,就能作出定性

的判断。

首先,当对(3)式积分时,从 $\omega_0 z \delta n = -\omega c$ 这一点出发,可以认为作为 δ 函数的(3)式对时间积分是最方便的。

参照图 3,令斯托克斯线和反斯托克斯线的光谱精细结构数为 m ,并假定它在谱线的二侧相等地分布着,那么将有如下关系式成立:

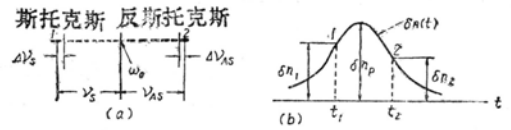


图 3 自约束的微微秒脉冲激光丝状的谱线图
和 $\delta n(t)$ 与时间的依赖关系。

$$\left. \begin{aligned} \delta n_p / \delta \dot{n}_1 &= m / \nu_S \\ \delta n_p / \delta \dot{n}_2 &= -m / \nu_{AS} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中 ν_S 、 ν_{AS} 分别是表示在斯托克斯及反斯托克斯二侧的谱线位置的参数。

另外,为了方便起见, δn 和 A 的关系用下式表示,未必能说是正确的。

$$\tau_2^2 \delta \ddot{n} + \tau_1 \delta \dot{n}_1 + \delta n = n_2 A^2 \quad (5)$$

假定 $\tau_2 = 0$, τ_1 等于装置的弛豫时间的 1/3, 那么(5)式就对应于分子的旋转色散现象,如果假定 $\tau_2 = \tau_1 = 0$, 那么(5)式表示分子的电畸变现象,也可以表示在邻近分子电场中分子的摆动效应。

以往为了说明在瑞利谱线中发现的瑞利翼线,而引进了分子的摆动现象。在这样的想法下,有可能很好地说明二硫化碳的实验结果。

这里,令被激光激发的媒质的动量矩、内摩擦系数及弹性模数分别为 I 、 ζ 及 μ , 那么(3)式的 τ_2 和 τ_1 将变成:

$$\left. \begin{aligned} n_2(\text{摆动}) / n_2(\text{旋转散射}) &\simeq 6kT / \mu \\ \tau_2 &= (I / \mu)^{1/2}, \tau_1 = \zeta / \mu \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

在二硫化碳的情况下, (6) 式的值分别

是： $\tau_1=0.46$ 微微秒， $\tau_2=0.21$ 微微秒的量级。另外， n_2 的比约为 0.2 左右。

但是，这毕竟是计算结果，未必就是正确的。这就是说，它有着如下的缺点：即由于在(5)式中，没有把强电场下被激发的媒质的折射率的偏移的饱和项考虑进去，同时，由于分子的旋转色散和摆动现象项也不可能用同一个方程式表示，因而，就不可能识别在媒质的相变点附近的二种现象。

因而，还不能说(3)式的导出很令人感到佩服。

如果利用 t_2 时的(5)式和(4)式，那么 τ_1 的上限值便能大致简单地求得。

即使考虑激光束的强电场引起的饱和效应，(5)式的右边也经常是正的，所以 $\tau_1 < (m/\nu_{AS})$ 。从列举在表 1 中的 m/ν_{AS} 的最小值可知， τ_1 对于二硫化碳、溴苯、甲苯几乎都是不变的，约为 0.7 微微秒量级。

表 1 由微微秒脉冲激光激发的折射率偏移的弛豫时间

媒 质	序号	ν_S (10^{12} 赫)	ν_{AS} (10^{12} 赫)	m	$\Delta\nu_S/\Delta\nu_{AS}$	σ	τ_1 (微微秒)
二硫化碳	1	5.1	10	7	0.5	4	0.36
	2	6.2	10.8	9	0.6	7	0.4
	3	7	10.9	17	0.65	4	0.6
	4	7.5	11.2	13	0.8	4	0.45
	5	7.5	10.9	16	0.6	6	0.65
	6	10.2	11.9	20	0.77	11	0.85
	7	10.2	11.4	12	0.9	8	0.5
	8	12.2	16	22	0.82	11	0.7
	9	13.1	16	21	0.9	14.5	0.7
	10	14.2	17.1	28	0.87	12	0.83
	11	15.8	18.1	24	0.83	5.6	0.51
	12	18.4	20.4	38	0.75	9	0.9
甲 苯	1	4.4	4.3	3	1.22	24	0.39
	2	8.6	7.35	6	1.25	9	0.38
溴 苯	1	1.4	2.36	4	0.57	2	0.37
	2	2.3	3.3	4	0.55	2	0.22
	3	4.16	5.5	4	0.62	2.3	0.19
	4	4.16	6.6	6	0.5	1.5	0.2
	5	10.6	13.4	15	0.74	5.5	0.49

然而，由于明确了这些分子的旋转色散弛豫时间分别是 2、10、4 微微秒左右，因而也就知道了微微秒脉冲波段的自约束现象和分子的旋转色散无关。

另外，如果考虑到 t_1 和 t_2 时的(5)式，那么 τ_1 的近似值也能相当准确地算出，下

面仅写出了其计算结果：

$$\frac{\tau_1(\nu_S/m)\delta n_p + \delta n_1}{-\tau_1(\nu_{AS}/m)\delta n_p + \delta n_2} = \frac{A_1^2}{A_2^2} \quad (7)$$

其中， A_1^2 和 A_2^2 意味着在 t_1 和 t_2 时电场的平方。

在(3)式中，如果让 $\omega_S = 2\pi\nu_S$ ，

$\omega_{AS} = 2\pi\nu_{AS}$, 那么就有:

$$\frac{A^2(t_1)}{A^2(t_2)} = \frac{|F_1|^2(\delta n_1)^{2/3}}{|F_2|^2(\delta n_2)^{2/3}} \quad (8)$$

如果令 $\Delta\nu_S$ 、 $\Delta\nu_{AS}$ 为在斯托克斯、反斯托克斯二侧的谱线的第一极大点和极小点的间隔, 那么此式可变成:

$$\frac{\delta n_1}{\delta n_2} = \left(\frac{\Delta\nu_S}{\Delta\nu_{AS}} \right)^3 \quad (9)$$

于是, 从(7)、(8)、(9)式可以得到:

$$\frac{\tau_1(\nu_S/m)\delta n_p + \delta n_1}{-\tau_1(\nu_{AS}/m)\delta n_p + \delta n_2} = \frac{|F_1|^2(\Delta\nu_S)^2}{|F_2|^2(\Delta\nu_{AS})^2} = \sigma \quad (10)$$

如果已知 δn 、 $1\delta n_p$ 及 $\delta n_2/\delta n_p$, 那么从(10)式就可简单地求得 τ_1 。

当激光束的脉冲波形呈劳伦兹形的情况下, 它们的二个值之比是 0.75, 而当激光波形呈高斯形的情况下是 0.6。如果选择模式同步脉冲激光为 0.6, 并将根据实验值求得的 σ 、 ν_S/m 及 ν_{AS}/m 代入(10)式, 那么就能直接求出 τ_1 。

这样求得的 τ_1 的值示于表 1。另外, τ_1 的平均值, 对二硫化碳而言是 0.6 微微秒, 对甲苯而言是 0.39 微微秒, 对溴苯而言是

0.3 微微秒, 和瑞利翼的实验值大体一致。

还有在二硫化碳的情况下, 细丝的直径与用毫微秒量级的 Q 开关激光激发时的情况也是一致的。如同微微秒脉冲波段一样, 可以想象亚毫微秒波段的自约束现象也有助于分子的摆动现象。

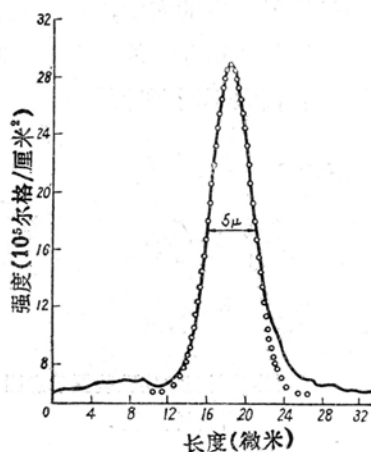


图 4 在硝基苯中自约束的细丝
的强度分布(取自资料 [8])。

(注意: 直线是实验值, 圆圈是高斯形分布时的修正值)

在叙述的顺序上有些颠倒, 即表 2 示出了用微微秒脉冲激光激发时激起细丝的特性。表中记有乙醚、甲醇*、甲苯的项表示各自的体积比为 49、7、44% 的混合溶液。所用的盒长是 10 厘米, 自约束效应主要是

表 2 自约束细丝的各种特性

媒 质	直径(微米)	能量(尔格)	功率(千瓦)	峰值电场 (10^7 伏/厘米)	备 注
二硫化碳	5.9 ± 1.3	1.3 ± 0.6	130	2.0 ± 0.6	
硝基苯	5.8 ± 0.8	0.9 ± 0.4	90	1.6 ± 0.4	
四氯化碳	7.9 ± 0.2	1.2 ± 0.8	120	1.3 ± 0.4	
甲苯	10.1 ± 1.0	0.6 ± 0.2	60	0.7 ± 0.1	
乙醚, 乙醇, 甲苯	7.6 ± 1.4	1.2 ± 0.6	120	1.5 ± 0.4	23℃
乙醚, 乙醇, 甲苯	8.9 ± 1.3	3.8 ± 1.9	380	2.0 ± 0.5	-140℃
乙醚, 乙醇, 甲苯	17.7 ± 1.7	13.1 ± 10.2	1,310	2.0 ± 1.0	-165℃

* 表中列举的是乙醇——译注

由甲苯引起，这种混合溶液的粘度，在 23°C 时是 0.4cp，在 -140°C 时是 10³cp，在低于 -150°C 时超过 10⁶cp。

(3) 微微秒脉冲激光束的感应热散射现象

利用模式同步 Q 开关微微秒脉冲激光的感应喇曼散射效应的实验，很早就有人作过，所得结果与使用通常的 Q 开关脉冲激光时的情况有很大不同(参照图 5)。

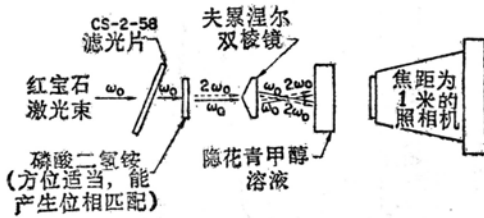


图 5 感应热散射现象实验装置示意图

(取自资料[10])。

例如，从以往很难激起感应喇曼散射振荡的四氯化碳中，甚至 4 次成功地得到了亮度很强的斯托克斯线和反斯托克斯线的振荡。

与此相同，作为最近很大研究课题之一的感应热散射问题，只有用可饱和染料溶液才能观察到，但是，可以想象今后将能用更多的媒质观察到这种现象；参考前文中记述的可饱和染料产生的微弱光的放大现象，并以最近报导的第二声波探测法为基础，就可对感应热散射现象作一眺望。

这种感应热散射现象只有用喹啉、四氯化碳丙酮的碘添加液、硫酸铜的甲醇溶液和水溶液才能观察到，它并不是通常所谈及的媒质中被激发的密度波所引起的一种散射，它可称为是由温度波或熵波引起的一种散射。

但是，温度波引起的散射，除了在特定的条件下，要观察到是很困难的，因而干脆

可以认为媒质的密度变化比起温度变化会带来更大的好处。

感应热散射光的放大率与媒质的布里渊振动数 ω_B 和随之而产生的脉冲波的间隔 t_S 之积成比例，所以必须求出这两个参量的临界影响。

考虑恰好同步的二个微微秒脉冲激光束。将它们分类成 L 和 S ，假定其振动数 $\omega_S = \omega_L$ ，强度 $I_L \gg I_S$ 。令二脉冲激光束交叉成角度 θ ，并入射到吸收系数呈线性变化的媒质中去。

在这一点上，和用可饱和染料所作的实验相比，出现了差别，这个暂且不管，现继续从理论上进行阐述。

由于微微秒脉冲激光束的持续时间很短，所以不考虑将 $I_S(t)$ 、 $I_L(t)$ 分离成单个的脉冲，而是考虑每单位面积的脉冲能量 $U_{L,S} = \int_{t'} I_{L,S} dt$ ，这乃是方便的。

被激发媒质的密度及温度变化一般可表示成：

$$\rho(\gamma, t) = \sum_{i=1}^3 C_i \int_{t_i}^t dt' F^*(\gamma, t') \exp[\Omega_i(t-t')] \quad (11)$$

其中：

$$C_1 = k\gamma_a / ncv, \quad C_2 + C_3^* = k(-\gamma_a + i\gamma_e) / 2ncv$$

$\Omega_1 = -\Gamma_R/2$, $\Omega_2 = \Omega_3^* = i\omega_B - \Gamma_B/2$
 $\rho(\gamma, t)$ 是振动数 $\omega = \omega_L - \omega_S = 0$ ，波数 $k = k_L - k_S$ 时密度波的振幅。

这个 $\rho(\gamma, t)$ 是微微秒脉冲激光束电场 $E_L(\gamma, t)$ 和 $E_S(\gamma, t)$ 的相互作用项，可以认为由 $F(\gamma, t) = (nc/8\pi) E_L^* E_S$ 所引起。

表示相互作用大小的系数 C_i 是媒质的折射率 n 、声速 v 、电摩擦系数 γ_a 和热与光的耦合系数 γ_e 的函数， Γ_R 、 Γ_B 意味着等温波(瑞利散射光)和绝热波(布里渊散射光

及声波)的衰减系数。

和(11)式一样,如果相互作用系数用 $D_1 = -C_1/\beta\rho_0$, $D_2 = D_3^* = C_2/\beta\rho_0$ 表示,那么由 $F(\gamma, t)$ 引起的温度变化方程式也就能求得。其中 γ 是比热, β 是热扩散系数, ρ_0 是温度为 T_0 时的平衡密度。

密度的振幅 $\rho(r, t)$ 在微微秒脉冲的各个脉冲振荡期间保持一定,由于在脉冲和脉冲间的时间内急剧变化,所以由各个脉冲光激起的温度变化如同 $T(r, t) \cos(k \cdot r)$ 那样,作周期变化。

因而,由这种周期温度变化激起的声波,只是当布里渊振动数满足 $\omega_B = kv$ 的关系式时才被激发。

复杂的理论计算予以省略,这里仅记述了它的计算结果。

考虑极限的情况,即 k_L 和 k_s 几乎平行或反平行时的情形。

$\theta = \pi$ 时,由于布里渊振动数 $\omega_B = 2nv\omega_L/c$ 变得很大,于是散射光急剧衰减,如果假定布里渊散射光的衰减系数为 Γ_B ,一般是 $\Gamma_B t_s \gg 1$,于是由各个脉冲激光束激发的超声波急剧衰减,这对下一个脉冲激光束没有任何帮助,而因为媒质的密度变化是等温变化,于是可以想象将会观察到与用普通的 Q 开关激光束激发时相同的感应热散射现象。

与此相反, $\theta = 0$ 时,由于布里渊振动数 $\omega_B = (2nv\omega_L/c) \sin(\theta/2)$ 和波数 $k = 2k_L \sin(\theta/2)$ 很小,所以当用模式同步的 Q 开关红宝石激光束激发四氯化碳时,当 $\theta = 4 \times 10^{-2}$ 时,将有 $\omega_B = 53 \times 10^8$ 赫, $k = 3620$ 厘米⁻¹。

因而可知 ω_B 是 $1/t_s$ 的量级,密度波和温度波相邻极大点的间隔是 175 微米左右。

在这样的条件下,衰减系数和 $1/t_s$ 相比

可以忽略,于是可知 $\rho(z, t)$ 、 $T(z, t)$ 都强烈地依赖于 $\cos(\omega_B t_s)$ 。

图 6 示出了 $\rho(t)$ 和 $T(t)$ 的关系。 $\rho(t)$ 和 $T(t)$ 作阶梯函数变化的与微微秒脉冲激光相对应的脉冲包络线可表示成某个一定的值 U_L 。

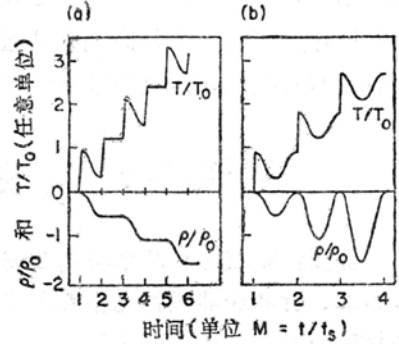


图 6 感应热散射现象引起的感应密度和温度变化与时间的依赖关系(取自资料[4])。

最初的脉冲入射时,在其脉冲宽度中,温度波的振幅从 0 变化到 ΔT ,而密度没有变化。因而,这种情况下受到 ΔT 引起的媒质的压力的影响,在 ρ 及 T 的新平衡点的周围,布里渊散射光将作绝热振动。

图 6 (a) 是 ρ 和 T 达到极小点 $\omega_B t_s = (2N + 1)\pi$ 时,激光脉冲入射时的情形。由于 ρ 、 T 都应该得到放大,故纯粹的感应热散射现象变得没有意义。

与此相反, $\omega_B t_s = 2N\pi$ 时,由于在下一个脉冲入射时, $\rho(t)$ 变为 0,因而不能期望利用密度变化进行感应热散射光的放大。

由于从实验的角度可适当选择 θ 和 t_s ,所以可以想象利用如今的激光技术也能充分地证明这一点。但是须要注意的是,在极限时间内的放大率与它前面的脉冲光的积分能量的平方成比例,所以它不同于用可饱和染料观察到的线性依赖关系。

关于这一点,即感应热散射现象究竟是由媒质中被激起的密度波所引起的呢,还是

由温度波所引起的呢,对于这一疑问,似乎要作一解答,但这只能有待于今后的实验研究。

结 束 语

关于模式同步 Q 开关微微秒脉冲激光器及其应用,从它的特性和产生方法到最新的应用领域作了叙述,象超高速光选通法那样,笔者没有直接从事研究的领域,本文

丝毫没有谈及,今后如有机会打算依次进行解说。另外附带说明一下,关于本文中仅作了概要记述的利用二硫化碳作上转换和气体激光引起的自发散现象,打算接着本文进行解说。

参考资料(略)

取自:加藤列,《电子科学》,1970,20, № 3, 109~115

横模选择技术提高了激光器的亮度 (I)

提要:横模选择技术提高了固态激光器的亮度,这对于等离子体的产生、微电路加工、打孔和非线性光学都很有用。本文列举了横模选择的优点,并叙述了模和共振腔的背景。固态激光器采用选模以后,可靠性和重复性有所改进,去除了一些最严重的障碍。第二部分以平面-凹面共振腔为例,阐明选模的基础,并广泛地讨论各种共振腔。非稳定共振腔在选模方面特别有希望。

已有很多文章(Daneu等,1966年;Sencini和Svelto,1967年)描述了横模选择技术在固态激发器中的应用。尽管这些简单的技术有很多优点,但在固态激光器中仍未广泛采用。轴向模选择技术倒是在使用,而且Magyar曾作过评论(1969年)。

横模选择技术在激光应用中的优点

一般说来,横模选择限制了激光器中发生振荡的横截面,没有改变单位面积发射的功率,因此总功率输出降低。

它减小了束散,产生仅受衍射限制的光束。因此,总功率是降低了,但选模的总效果一般说来还是提高了激光的亮度(功率/单位面积/立体角)。

在很多应用中,需要的不是所发射的总功率而是亮度。Rempel(1963年)已就若干种应用情况详细比较了空间相干源和空间非相干源的效果。同样的讨论也适用于比较横

模选择的激光器和未经选择的激光器,而且本文简略给出了一些有关亮度的结论。这个量很有用,因为从任何光学系统所构成的像和物(或光源)有相同亮度(吸收和反射所引起的损失不计)这一事实来看,它是一个不变量(Born和Wolf,1965年)。

在光学系统的每单位焦平面上所能产生的最大功率(不限制焦点大小)正比于光源的亮度。在产生等离子体的应用中可能会提出这种要求。对于激光器的一种更普通的要求是它应该能够在大小近于衍射极限的点上产生尽量高的功率。Rempel(1963年)已指出,在一个受衍射限制的点内每单位面积所能产生的最大功率正比于光源的亮度。这样的点在微电路加工和修整以及打孔应用中都很需要,因为在这些场合需要有所控制地除去极小面积上的材料。Cohen等人(1968年)已论证过单模激光器在这些微电子学应用中的价值。