

超短行波放大自发辐射的研究

李文冲 宁长龙 黄作柱 陈 健 王万伦

(中山大学物理系)

提要: 用泵浦能量具有梯度分布的横向同步泵浦方案,产生超短行波自发辐射光脉冲。以 N_2 激光为泵浦源,获得约 50 ps 的染料光脉冲输出,以锁模 Nd:YAG 倍频光作泵浦源,获得 8~15 ps 光脉冲。用条纹照相机和光学多道分析器测量了脉冲波形和光谱。

计算机模拟了行波放大自发辐射的瞬态行为,计算结果与实验结果相符合。

Investigation of ultrashort travelling wave amplified spontaneous emission

Li Wenchong, Ning Changlong, Huang Zuozhu, Chen Jian, Wang Wanlun

(Laser Optics and Spectroscopy Lab., Physics Department, Zhongshan University, Guangzhou)

Abstract: Ultrashort travelling wave amplified spontaneous emission (ASE) is generated by transversal synchronizing pumping scheme with gradient distribution of pumping energy. 50 ps light pulses are generated by nitrogen laser pumping and 8 to 15 ps pulses generated by frequency doubled and mode-locked Nd:YAG laser pumping. The pulse shape and spectrum of the travelling wave ASE as well as the non-travelling wave ASE are measured by means of streak camera and optical multichannel analyzer. The computer simulation on the temporal behaviour of the travelling wave ASE is presented and the calculation is in good agreement with the experimental results.

锁模激光器作为超短激光源已被广泛应用。但由于这种激光系统结构复杂,价值昂贵,在波长调谐方面还有不足,因此人们正在继续研究一些新的产生超短激光脉冲的途径。行波放大自发辐射(ASE)是一种新的产生超短光脉冲的可行方法。Zs. Bor^[1]、S. Szatmari 和 F. P. Schäfer^[2] 采用横向泵浦方案,用 12 ps 激光脉冲泵浦,获得 6 ps 的

ASE 输出。作者们^[3]曾用泵浦能量具有梯度分布的横向行波泵浦方案,以 N_2 激光(700 ps)为泵浦源获得约 50 ps 的染料激光脉冲输出。最近作者们用锁模 Nd:YAG 二倍频激光(46 ps)作泵浦源,获得 8~15 ps 的光脉冲输出。此外,本文还将报道行波放大自发辐射脉宽压缩机理的实验与理论研究结

收稿日期:1986年5月2日。

果。

一、实验装置与结果

实验装置如图 1 所示。垂直入射的泵浦光经光栅 G 衍射, 使出射光束的波前沿 z 方向产生连续延迟, 并用柱面透镜横向聚焦在样品池上。如果光信号在 AB 方向的传播与延迟到达的泵浦光同步, 在 AB 方向就可以获得行波 ASE。让染料池对焦点偏转一个小角度 α , 使 B 点聚焦, A 点稍为离焦, 这样沿 AB 方向的泵浦光能量就会产生一个梯度分布, 从而使光信号在沿 AB 方向的放大不容易饱和, 明显地压缩了输出脉冲后沿 (详见文献 [3])。

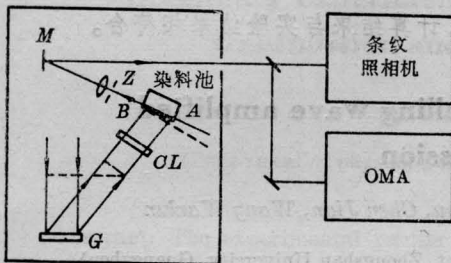


图 1 实验装置

G —平面光栅; CL —柱面透镜; M —反射镜。

光脉冲输出的波形用条纹照相机观察记录, 为了方便地比较各种实验条件下脉冲宽度的变化, 图形经过计算机对光强作归一化处理。图 2(a) 为 Nd:YAG 倍频激光脉冲的波形; 图 2(b) 为 Rh6G 行波 ASE 脉冲波形; 图 2(c) 为 Rh6G 非行波 ASE 波形, 这里我们用一个平面镜代替图 1 中的光栅 G 。由于行波放大避免了空间效应, 因此脉宽比非行波状态明显地短。其脉冲压缩机制将于后面讨论。

光信号的光谱用光学多道分析器测量。图 3 是在 Nd:YAG 倍频光泵浦下行波 ASE 和非行波 ASE 的光谱。从图中可以看出, 行波 ASE 的谱带较非行波的窄。

实验结果见表 1。

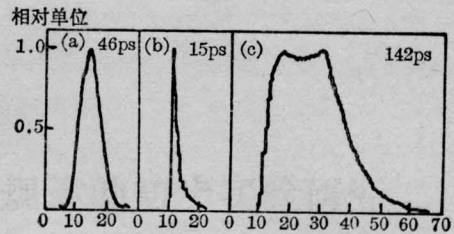


图 2

- (a) 泵浦脉冲波形;
- (b) 行波 ASE 脉冲波形;
- (c) 非行波 ASE 脉冲波形。

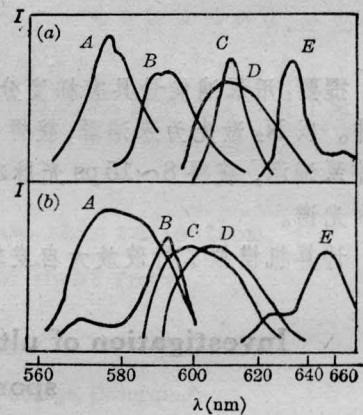


图 3

- (a) 行波 ASE 光谱; (b) 非行波 ASE 光谱
- A—Rh6G B—Rh6G+DODCI C—RhB
- D—RhB+DODCI E—DODCI

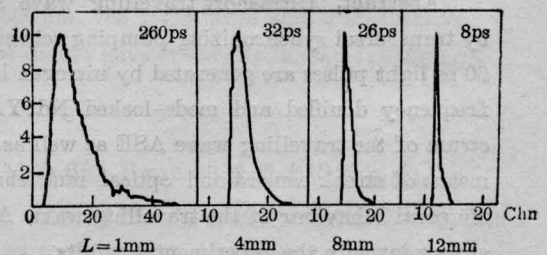


图 4 不同激发长度时行波 ASE 的输出波形

为了观察横向同步泵浦情况下行波 ASE 脉冲被压缩的行为, 我们在染料池前加一块遮光板, 改变激发区长度 L 。从图 4 清楚地看到, 随着激发区长度的增加, 脉宽不断地被压缩。当受激区缩小至一个小点时, 染料受激之后只有自发荧光信号。因此我们认为行波 ASE 脉冲被压缩的机理是自发荧光从 A 端出发, 脉冲前沿沿受激区 AB 方向

表 1

| 染料 | Coumarin | Rh6G | RhB | DODCI | DODCI+Rh6G | RhB+DODCI |
|---------------------|--------------------|----------------------|----------------------|--------------------|---|---|
| 浓度(M/l) | 5×10^{-3} | 2.8×10^{-2} | 2.5×10^{-3} | 1×10^{-3} | 1×10^{-4} $+1 \times 10^{-2}$ | 5×10^{-3} $+1 \times 10^{-4}$ |
| N ₂ 激光泵浦 | | | | | | |
| 泵浦功率(kW) | 600 | 600 | 600 | | | |
| ASE 脉宽(ps) | 45 | 45 | 55 | | | |
| ASE 能量(μ J) | 20.5 | 51.5 | 13.7 | | | |
| ASE 功率(kW) | 465 | 115 | 249 | | | |
| ASE 能量转效率(%) | 4.7 | 1.2 | 3.2 | | | |
| ASE 中心波长(nm) | 458 | 600 | 591 | | | |
| ASE 谱带宽(nm) | 5.7 | 6.8 | 10.7 | | | |
| Nd:YAG 激光泵浦 | | | | | | |
| ASE 脉宽(ps) | 15 | 10 | 8 | | 11 | 8 |
| ASE 中心波长(nm) | 579 | 612 | 638 | | 592 | 614 |
| ASE 谱带宽(nm) | 14.0 | 14.0 | 16.0 | | 21.0 | 27.0 |

注: N₂ 激光泵浦 ASE 的光谱是用 2 m 平面光栅测量的, Nd:YAG 激光泵浦的光谱是用 OMA 测量的。

不断得到同步放大, 在这个放大过程中, 染料介质的布居分子被大量消耗而迅速下降, 从而形成一个尖峰, 并且在前进方向上峰值不断被放大, 脉宽不断被压缩。我们以此为基础, 建立了一个理论模型, 简介如下。

二、数学模型

设染料分子的工作能级为简化四能级模型(图 5)。图中 S_0 为基态, S_2 和 S_1 分别为 ASE 的峰值位置处的上下能级(不考虑 ASE 的波长分布)。 S_3 为与 S_0 相应的夫朗克-康登(Frank-Condon)能级。忽略 S_1 到 S_0 和 S_3 到 S_2 的弛豫过程, 系统的速率方程可以写成如下形式^[4]:

$$\frac{\partial I}{\partial t} + v_g \frac{\partial I}{\partial z} = v_g (\sigma^e N_2 + \sigma^a N_1) I \quad (1)$$

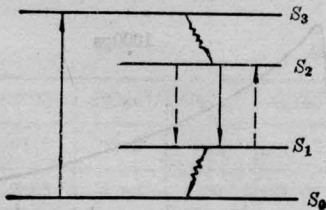


图 5 染料能级图

$$\frac{\partial N_3}{\partial t} = (\sigma_p^a I_p + \sigma^a I) N_1 - \sigma^e I N_2 - N_2 / \tau_{eff} \quad (2)$$

$$N = N_1 + N_2 \quad (3)$$

$$I_p(t, z) = \frac{P_0}{L(\alpha - \beta z)} e^{-(t-z/v_g)^2 / t} \quad (4)$$

其中: I ——ASE 的光子通量(光子/cm²·ns);

I_p ——泵浦光的光子通量(光子/cm²·ns);

P_0 ——泵浦光功率(光子/ns);

N_1 、 N_2 分别为 S_1 和 S_2 能级的粒子数密度(cm⁻³);

N ——染料分子密度(cm⁻³);

τ_{eff} ——染料分子的有效荧光寿命(ns);

σ^e 和 σ^a 分别为染料分子在 ASE 中心波长处的受激发射和吸收截面(cm²);

σ_p^a ——染料分子在泵浦光波长处的吸收截面(cm²);

v_g ——ASE 在染料溶液中的群速度(cm/ns);

L ——样品池的长度(cm);

z ——沿 AB 方向的坐标;

α 和 β 为产生光强梯度分布的光学排布决定的几何参数

方程(1)是一个行波放大方程式。左边

是行波表达式, 右边括弧中第一项是放大项, 第二项是自吸收项; (2)式右边的第一项表示泵浦光和自吸收对 N_2 的贡献, 而后两项则分别表示受激放大和自发荧光损失的上能级粒子数。(4)式是一个高斯型泵浦脉冲, 其光强沿 z 方向递增, 亦即泵浦能量沿 AB 方向梯度分布表达式。

定义系统的增益为

$$G(t, z) = \frac{I(t+z/V_g, z)}{I(t, 0)} \quad (5)$$

其中 $I(t, 0)$ 是信号光; $I(t+z/V_g, z)$ 为坐标 z 处的 ASE 光强。显然 G 是时间的函数并且与信号光强有关。由(5)式可以得到输出 ASE 的光强 ($z=L$) 为:

$$I(t+L/V_g, L) = G(t, L) \cdot I(t, 0) \quad (6)$$

在我们的实验条件下解(1)~(6)得:

$$\begin{aligned} \frac{dG}{dt} = & \sigma^e \sigma_p^a N \frac{P_0}{L\beta} \ln \frac{\alpha}{\alpha - \beta z} e^{-(t-z/v_g)^2/t_0^2} G \\ & - (\sigma^e + \sigma^a) I(t, 0) G(G-1) \\ & - G/\tau_{eff} \cdot [\ln G + \sigma^a N z] \end{aligned} \quad (7)$$

(7)式是下面计算的基本公式。我们用数值解法求解(7)式得到 $G(t, L)$, 然后由(6)式即得到输出的 ASE 光通量 $I(t, L)$ 。表 2 是计算中采用的参数。

表 2

| | |
|---|---|
| 染料 Rh6G 参数 | |
| $\sigma^e = 1.8 \times 10^{-19} \text{ cm}^2$ | $N = 1.34 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ |
| $\sigma^a = 7 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ | $v_g = 22.5 \text{ cm/ns}$ |
| $\sigma_p^a = 4 \times 10^{-17} \text{ cm}^2$ | $\tau_{eff} = 1 \text{ ns}^*$ |
| N_2 激光参数 | $L = 2 \text{ cm}$ |
| $P_0 = 600 \text{ kW} = 1 \times 10^{13} \text{ 光子/ns}$ | $\alpha = 0.076 \text{ cm}^{-1}$ |
| $t_0 = 700 \text{ ps}$ | $\beta = 0.013$ |

* τ_{eff} 为染料分子的有效荧光寿命

在(7)式中令 $I(t, 0) = 0$, 则得到系统的小信号增益 G_0 , 如图 6。

从图 6 可见, G_0 的半宽只有 130 ps, 这样经放大输出的 ASE 脉宽将在这个数值之内。 G_0 的峰值达 10^{20} 量级, 这与文献报道一致。而 G_0 的峰值 t_p 位于泵浦光后期。比泵浦光中心落后 360 ps。这是由于泵浦光的

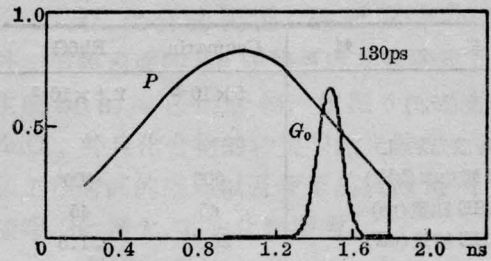


图 6 行波 ASE 的小信号增益系数 G_0 及泵浦光脉冲波形 P

脉宽 (0.7 ns) 比染料的有效寿命 τ_{eff} (1 ns) 更短, 以致在泵浦峰值过后上能级的粒子数继续积累直至 t_p 形成高峰。 G_0 峰值相对于泵浦光落后的时间也就是信号光注入的时间。因为在此之前信号光实际上得不到有效的放大。

设信号光为一前沿按高斯曲线上升, 后沿按指数衰减的自发荧光波形:

$$I(t, 0) = \begin{cases} I_0 e^{-(t-T_0)^2/T_1^2}, & t \leq T_0 \\ I_0 e^{-(t-T_0)/\tau_{eff}}, & t > T_0 \end{cases} \quad (8)$$

式中 T_0 为信号注入时间, I_0 为信号光强, T_1 为上升时间常数 (在计算中我们取 $T_1 = 50 \text{ ps}$)。 $\tau_{eff} = 1 \text{ ns}$, $I_0 = 1 \times 10^{10} \text{ 光子/ns} \cdot \text{cm}^2$ 。以(8)式代入(7)式, 用数值积分可以算出 $G(t, L)$, 然后代入(6)算出 ASE 的输出波形。

我们以 Rh6G 染料分子的参数, 对不同脉宽的泵浦脉冲在大致相同的泵浦速率情况下, 计算行波 ASE 输出的脉冲波形如图 8。在图中(a)的计算参数与文献[3]所用 N_2 激光泵浦条件一致, 理论计算脉宽为 60 ps,

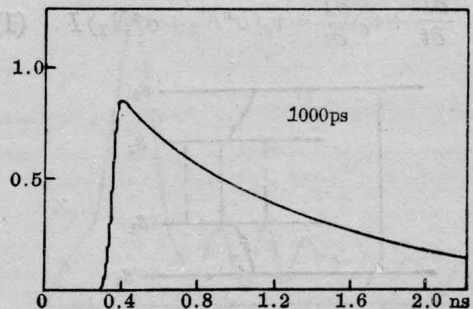


图 7 自发荧光信号光波形

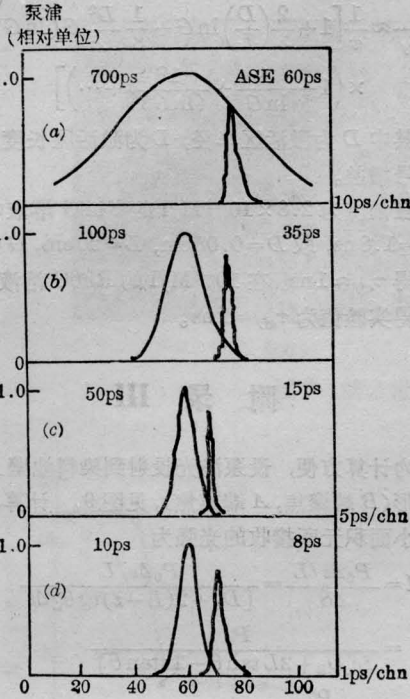


图8 不同泵浦下的行波 ASE 脉宽

表3 改变 L 和 C 对行波 ASE 脉宽的影响

| 理 论 值 | 实验值 |
|----------------------------|--------|
| 激发区长度 | |
| $L=20$ mm | 70 ps |
| 14 mm | 100 ps |
| 7 mm | 200 ps |
| 染料浓度 | |
| $C=2.8 \times 10^{-2}$ M/l | 70 ps |
| 1.5×10^{-2} M/l | 90 ps |
| 1×10^{-2} M/l | 110 ps |
| 7.5×10^{-3} M/l | 130 ps |

实验为 50 ps。(c) 为倍频 Nd:YAG 泵浦的情况, 理论计算为 15 ps, 实验为 15 ps (详见本文第一部份)。(d) 的情况与文献 [1] 的条件相似, 在那里泵浦脉宽 12 ps, ASE 输出信号为 6 ps。

除此之外, 我们还在表 2 的参数中, 改变激发长度 L 和染料浓度 C 来进行计算, 计算和实验, 结果对照如表 3。

可见计算结果与实验观察颇相符合。

三、结 束 语

从上面的实验和理论计算表明, 行波放大自发辐射的实验装置简单、价廉, 改换染料, 可以得到从紫外到近红外光的超短脉冲输出, 在泵浦光为 10 ps 到 1000 ps 的脉宽范围内, 均可以得到不同程度的压缩比, 是一种有前途的产生超短光脉冲的方法。计算结果表明, 由于染料介质的荧光寿命、放大过程的饱和效应等因素的影响, 激发光脉冲宽度为 50 ps 或更小时, 脉冲压缩比就逐渐下降, 这与它的物理机理有关。

附 录 I

作变换: $\xi = v_g t - z, \eta = z$

$$\text{则 } \frac{\partial}{\partial \eta} = \frac{\partial}{\partial t} + v_g \frac{\partial}{\partial z}, \quad \frac{\partial}{\partial \xi} = \frac{1}{v_g} \frac{\partial}{\partial t}$$

代入(1)式和(2)式得:

$$\frac{\partial}{\partial \eta} \ln I = (\sigma^e + \sigma^a) N_2 - \sigma^a N \quad (9)$$

$$v_g \frac{\partial N_2}{\partial \xi} = (\sigma_p^e I_p + \sigma^a I) N - \sigma_p^a I_p N_2 - (\sigma^e + \sigma^a) I N_2 - N_2 / \tau_{eff} \quad (10)$$

由(9)式有:

$$N_2 = \frac{1}{\sigma^e + \sigma^a} \left(\frac{\partial}{\partial \eta} \ln I + \sigma^a N \right)$$

代入(10)式得:

$$v_g \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \eta} \ln I = \sigma^e \sigma_p^a I_p N - \sigma_p^a I_p \frac{\partial}{\partial \eta} \ln I - (\sigma^e + \sigma^a) \frac{\partial}{\partial \eta} I - \frac{1}{\tau_{eff}} \left(\frac{\partial}{\partial \eta} \ln I + \sigma^a N \right) \quad (11)$$

将(6)式代入(11)式并对 η 积分得:

$$\frac{1}{G} \frac{dG}{dt} = \sigma^e \sigma_p^a N \int_0^z I_p d\eta - \sigma_p^a \int_0^z I_p \frac{\partial}{\partial \eta} \ln G d\eta - (\sigma^e + \sigma^a) I(t, 0) [G - G(t, 0)] - \frac{1}{\tau_{eff}} [\ln G - \ln G(t, 0) + \sigma^a N z]$$

由 G 的定义(5)式易见 $G(t, 0) = 1$ 。上式变成:

$$\frac{dG}{dt} = \sigma^e \sigma_p^a N G \int_0^z I_p d\eta - \sigma_p^a G \int_0^z I_p \frac{\partial}{\partial \eta} \ln G d\eta - (\sigma^e + \sigma^a) I(t, 0) G(G - 1) - \frac{1}{\tau_{eff}} G [\ln G + \sigma^a N z] \quad (12)$$

将(4)代入(12)式并考虑下面的积分:

$$\int_0^z \frac{P_0}{L(\alpha-\beta\eta)} d\eta = \frac{P_0}{L\beta} \ln \frac{\alpha}{\alpha-\beta z}$$

$$\int_0^z \frac{P_0}{L(\alpha-\beta\eta)} \frac{\partial}{\partial \eta} \ln G d\eta$$

$$= \frac{P_0}{L(\alpha-\beta\eta)} \ln G \Big|_0^z + \int_0^z \frac{\beta P_0}{L(\alpha-\beta\eta)} \ln G d\eta$$

$$= \frac{P_0}{L(\alpha-\beta z)} \ln G - \frac{\beta P_0}{L(\alpha-\beta z)^2} \ln G(t, x)$$

其中 $0 \leq x \leq z; G(t, x) \leq G(t, z)$

将上面的积分代入(12)式得:

$$\frac{dG}{dt} = \sigma^e \sigma_p^a \frac{P_0}{L\beta} \ln \frac{\alpha}{\alpha-\beta z} e^{-(t-z/v_p)^2/t^2} G$$

$$- \sigma_p^a \frac{P_0}{L(\alpha-\beta z)} e^{-(t-z/v_p)^2/t^2} G \ln G$$

$$+ \sigma_p^a \frac{P_0}{L(\alpha-\beta z)^2} e^{-(t-z/v_p)^2/t^2} G \ln G(t, x)$$

$$- (\sigma^e + \sigma^a) I(t, 0) G(G-1)$$

$$- \frac{1}{\tau_{eff}} G [\ln G + \sigma^a N z] \quad (13)$$

在我们的实验条件下, (13)式中的第二、三项比第五项小两个数量级, 故可忽略。这样即得到(7)式。

在不存在光强梯度时, 泵浦光为:

$$I_p(t, z) = \frac{P_0}{LD} e^{-(t-z/v_p)^2/t^2} \quad (14)$$

其中 D 为柱面透镜焦线的宽度。且有:

$$D = \alpha - 2\beta$$

易见通过同样的推导可得:

$$\frac{dG}{dt} = \sigma^e \sigma_p^a N \frac{P_0 z}{LD} e^{-(t-z/v_p)^2/t^2} G$$

$$- (\sigma^e + \sigma^a) I(t, 0) G(G-1)$$

$$- \frac{1}{\tau_{eff}} G [\ln G + \sigma^a N z] \quad (15)$$

对比(7)式和(15)式可见没有光强梯度相当于泵浦光强改变了。两者之比为:

$$\frac{\sigma^e \sigma_p^a N \frac{P_0}{L\beta} \ln \frac{\alpha}{\alpha-\beta z}}{\sigma^e \sigma_p^a N \frac{P_0 z}{L(\alpha-2\beta)}} = \frac{\alpha-2\beta}{L\beta} \ln \frac{\alpha}{\alpha-\beta z}$$

当 $z=2$ cm 时, 将表 2 中的 α 和 β 值代入可得上式为 1.61/2。即有光强梯度时相当于泵浦光强是无梯度时的 0.8 倍。因此有光强梯度时 G 会小一些, 这是合理的。

附录 II

对于一个放大系统, 这个系统产生的 ASE 对其增益会有影响。它可用有效荧光寿命来描述^[4]。

$$\frac{1}{\tau_{eff}} \approx \frac{1}{\tau} \left[1 + \frac{2}{3} \left(\frac{D}{L} \right) \ln G + \frac{1}{8} \frac{D^2}{L^2} G (\ln G)^{-3/2} \right. \\ \left. \times \left(1 + \frac{4}{\ln G} + \frac{18}{(\ln G)^2} + \dots \right) \right] \quad (16)$$

其中 D 为激活区半径, L 为激活区长度, G 为小信号增益。

在浓度为 2.8×10^{-2} M/l 的 Rh6G 溶液中, 测得 $\tau=1.8$ ns, 取 $D=0.05$ cm, $L=20$ cm, $G=10^{20}$, 则算得 $\tau_{eff} \approx 1$ ns。在 10^{-2} M/l 的 Rh6G 溶液中, 我们测得实验值为 $\tau_{eff}=1$ ns。

附录 III

为计算方便, 设泵浦光投射到染料池壁上是一个梯形(B 端聚焦, A 端离焦), 见图 9。计算在 z 处的一小面积元所接收的光强为

$$I = \frac{P_0 \Delta z / L}{\Delta S} = \frac{P_0 \Delta z / L}{[D_B + 2(L-z) \tan \theta] \Delta z}$$

$$= \frac{P_0}{L[D_B + 2L \tan \theta - 2z \tan \theta]}$$

$$= \frac{P_0}{L(\alpha - \beta z)}$$

即 $\alpha = D_B + 2L \tan \theta$, $\beta = 2 \tan \theta$

其中 D_B 为 B 端光线的高度。

在 N_2 激光的高度为 0.4 cm, 透镜焦距为 6 cm, 染料池厚 0.1 cm, $D_B=0.05$ cm 时, 算得 $\tan \theta \approx 0.0065$, 即 $\alpha=0.076$ cm, $\beta=0.013$ 。

并由图中算得 $D_A=0.1$ cm。由于 A 端与 B 端的光强与它们的面积成反比, 即为 $0.05/0.1=1/2$ 。亦即由于离焦使得 A 端的泵浦光强低了 $1/2$ 。

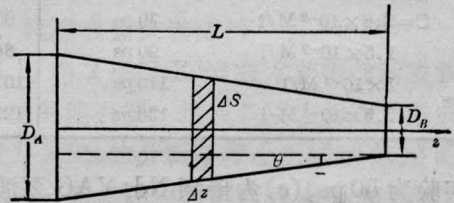


图9 染料池上泵浦光的截面图

参考文献

- [1] Zs. Bor et al.; *Appl. Phys.*, 1983, **B32**, 101.
- [2] S. Szatmari, F. P. Schafer; *Opt. Commun.*, 1984, **49**, 281.
- [3] Lee Wenchong et al.; *Appl. Phys.*, 1986, **B40**, 35.
- [4] T. L. Koch, A. Yariv; *J. Appl. Phys.*, 1982, **53**, 6047.