

的能量,由此可见,选择其光谱能量分布能与 ROH 吸收光谱很好地匹配的激励光源,便可以获得为实现激光辐射所必要的集居数分布。

除上述条件外,为了获得足够高的粒子集居数反转,另一个重要的条件是激发态粒子不吸收激光辐射。对于 β 萘酚的离子来说,产生这种吸收相应于将处于第一电子激发态的离子激励到第三电子激发态的振动能级上去。普拉特(J. R. Platt)^[6]和我们自己的实验^[7]表明:萘(及其衍生物)在第三电子激发态的对称性和它在第一电子激发态的对称性相似,这就使得第一和第三电子激发态之间的跃迁成为“禁戒跃迁”。可以预期:由于吸收而显著地减少第一电子激发态的粒子集居数是不可能的。

参 考 文 献

- [1] Th Förster, *Zs. Elektrochem.*, **54**, 42, 531 (1950).
- [2] A. Weller, *Zs. Phys. chem.*, **3**, 238 (1955).
- [3] Л. Д. Деркачева, *Опт. и спектр.*, **9**, 209 (1966).
- [4] Н. Kokubun, *Zs. Elektrchim.*, **62**, 599 (1958).
- [5] В. Горди, С. Смит, Р. Тром баруло, *Радиоспектроскопия ТИТЛ-М* (1955).
- [6] R. Platt, *J. chem. Phys.*, **17**, 484 (1949).
- [7] Л. Д. Деркачева, *Опт. и спектр.*, **12**, 329 (1961).

原载 *Оптика и спектроскопия*, 1963, 15, №1, 138 (郭 础译)

双光子激光器理论

А. В. Успенский

目前很多杂志都在广泛讨论双光子激光器的制作问题^[1-4]。这种激光器会获得很短的巨脉冲^[1,3],也能在毫米波段及亚毫米波段造成高效率振荡系统^[2,4]。

在理论上,一般都把脉冲状态下工作的双光子激光器作为研究对象,但事实上应把兴趣放在连续状态下工作的此种激光器上才对。

双光子激光器的方程式具有下面的形式:

$$\begin{aligned} dN_B/dt &= \nu_1 N_0 - \nu_1 N_B - B_1 S_C S_A N_B, \\ dS_C/dt &= B_1 S_C S_A N_B - \nu B_C, \\ dS_A/dt &= B_1 S_C S_A N_B - \nu S_A, \end{aligned} \quad (1)$$

这里, N_B ——两实际能级间集居数的差; N_0 ——共振腔中的起始粒子数 ($\nu_1 N_0$ 象征照明); S_C ——频率为 ν_C 时的光子数; S_A ——频率为 ν_A 时的光子数。我们把 ν_A 看作近似甚至等于 ν_C 。 B_1 ——常数(它的定义及数值可参阅文献[1]); ν ——共振腔损耗恒量。

和文献[2]的不同之处是(1)式的第一方程式中引入了 $\nu_1 N_B$ 。这实质上是一个自发辐射。如果引入一些新的变量:

$$x = N_B/N_B^{CT}; \quad y_1 = S_C/S_C^{CT}; \quad x_0 = N_0/N_B^{CT}; \quad y_2 = S_A/S_A^{CT};$$

这里, N_B^{CT} 、 S_C^{CT} 、 S_A^{CT} 是常数, 这样, (1)式可换成:

$$\begin{aligned} dx/dt &= \nu_1(x_0 - x) - \nu_1(x_0 - 1)xy_1y_2, \\ dy_1/dt &= \nu xy_1y_2 - \nu y_1, \\ dy_2/dt &= \nu xy_1y_2 - \nu y_2 \end{aligned} \quad (2)$$

对稳态 ($x=y_1=y_2=1$) 的稳定性研究证明, 当实现 $\nu > 2\nu_1x_0$ 或 $\nu > (\nu_1N_0/\nu^2) B_1$ 时, 稳定谐振状态是不稳定的。从另一个角度看, 零的非稳定性条件 ($S_A=0$, $S_C^{起始} \pm 0$, $N_B=N_0$) 具有 $\nu < B_1 S_C^{起始} N_0$ 的形式。

由此可看出, 如果 ν 具有下面的形式:

$$(\nu_1 N_0 / \nu)^2 < \nu / B_1 < S_C^{起始} N_0, \quad (3)$$

那末在双光子激光器中就有非稳定脉冲状态的激励产生。

我们来计算一下当调制度很小时的脉冲频率。如果把(2)式中的变量看成近似相等的, 也就是说, $x=1+\xi$, $y_1=1+\eta_1$, $y_2=1+\eta_2$, 而 ξ 、 η_1 、 η_2 又远小于1, 引入 $\eta=\eta_1+\eta_2$, 就可得关于 ξ 的方程式:

$$\ddot{\xi} + (\nu_1 x_0 - \nu) \dot{\xi} + \nu(\nu_1 x_0) \xi = 0 \quad (4)$$

由此就可得出脉动频率:

$$\omega^2 = \nu(\nu_1 x_0) = B_1 \nu_1^2 N_0^2 / \nu \quad (5)$$

再来例举估价过程。如果 $N_0=10^{19}$, $B_1=10^{-25}$ 秒^{-1[1]}, $\nu_1=10^3$ 秒⁻¹, $\nu=10^9$ 秒⁻¹, 那末不等式(3)成立(我们认为: $S_C^{起始}$ 选择是使右边的不等式成立), 而 $\omega \sim 10^5$ 秒⁻¹。如果 $\nu=10^{12}$ 秒⁻¹(带有共振腔 Q 值 10^3 的半导体), $\nu=10^9$ 秒⁻¹, $N_0=10^{18}$, 那末很容易看出, 不等式(3)依然存立, 而 $\omega \sim 3 \times 10^8$ 秒⁻¹。

这些估价表明, 如果频率为 ν_C 的“点火”脉冲相当长, 那末可以在双光子激光器中观察到脉冲状态。为此, “点火”脉冲的时间必须比脉动周期及振荡器共振腔中的调整过程*周期要大。

由公式(5)可看出, 脉动频率随着 N_0 的增长而很快增大。看来, 在半导体中, 随着 N_0 的增长, 可以设法获得很高的脉动频率, 并可用此种机理作高速开关。

参 考 文 献

- [1] P. P. Sorokin, N. Brasláu, *IBM J.*, 1964, 8, 2, 177.
- [2] R. L. Garwin, *IBM J.*, 1964, 8, 3, 338.
- [3] A. M. Прохоров, *Успехи физ. наук*, 1965, 85, 4, 599.
- [4] В. Р. Нагибаров, *Изв. вузов МВССО СССР (Радиофизика)*, 1964, 7, 3, 572.

原载 *Радиотехника и электроника*, 1966, 11, №4, 766~767 (周稳观译, 刘激鸣校)

新型共轴激光泵

美国西屋公司研制出的新型共轴激光泵, 据说是迄今为止用于高能激光系统的最大、最

* 调整过程时间一般很短(红宝石为 10^{-9} 秒, 半导体为 10^{-12} 秒)。