

kbar, 体积跃变 6.09%, 新相是 VII 相. L—VI 跃变非常迅速, VI—VII 转变较慢. 逆向转变时情况亦大致相同.

四氯化碳的实验结果见图 4 和表 2 所示. 它有三次相变. 第一次液相(L)变为固相(I), 压力 1.16 kbar, 体积跃变 3.02%. 第二次是固相(I)变为固相(II), 压力 2.96 kbar, 体积跃变 3.64%. 第三次也是固相转变(II—III), 压力 7.21 kbar, 体积跃变 1.08%. L—I 转变最迅速,

I—II 次之, II—III 转变最迟缓.

四、讨 论

Bridgman 以 4.90 kbar 的数据作为起始值. 第一次相变在 9.61 kbar, 体积跃变 7.00%, 略小于本实验, 但压力值较本实验的值高. 第二次相变压力是 21.84 kbar, 小于本实验值 22.56 kbar, 体积跃变 5.7%, 也小于本实验值 6.09%.

表 3 Bridgman 在 25°C 测定的水数据^[3]

| | | | | | | | | |
|----------------------------------|--------|------------------|-------|-------|-------|------------------|-------|-------|
| 压力 (kbar) | 4.90 | 9.61 | 9.81 | 14.71 | 19.61 | 21.84 | 24.52 | 29.42 |
| $\Delta V(\text{cm}^3/\text{g})$ | 0.0000 | {0.057 0.127} | 0.128 | 0.147 | 0.162 | {0.169 0.226} | 0.234 | 0.247 |

对于四氯化碳, 我们仅把 Bridgman 在不同室温测定的相变压力与体积跃变值^[7]列于表 4.

表 4 四氯化碳的相变压力与体积跃变

| | 温度(°C) | 相变压力 (kbar) | 体积跃变量 (cm^3/g) |
|--------|--------|-------------|----------------------------------|
| L—I | 14.2 | ~0.98 | 2.006% |
| I—II | 13.8 | 2.94 | 2.343% |
| II—III | 21.8 | 6.86 | 0.562% |

显然相变压力都较本实验低, 体积跃变量也较本实验为小.

由于水和四氯化碳的固相转变都很缓慢, 本实验的相变时间充分, 固相转变较完全, 故使

我们测得的体积跃变量都较 Bridgman 的高.

参 考 文 献

- [1] P. W. Bridgman, *Proc. Am. Acad. Arts. Sci.*, **66** (1931), 185—233.
- [2] Г. П. Шаховский и др., *ПТЭ*, **1**(1962), 181.
- [3] S. D. Hamann et al., *Disc. Fara. Soc.*, **22** (1959), 119.
- [4] P. W. Bridgman, *Proc. Am. Acad. Arts. Sci.*, **74** (1940), 21—51.
- [5] P. W. Bridgman, *Proc. Am. Acad. Arts. Sci.*, **74** (1942), 399—424.
- [6] C. A. Rotter and C. S. Smith, *J. Phys. Chem. Solids*, **27** (1966), 267.
- [7] P. W. Bridgman, *Phys. Rev.*, **3** (1914), 126—141, 153—203.

激光聚爆玻璃球壳靶中氧的 X 射线谱 和各离化态的粒子数密度的分布*

吴存恺 楼祺洪

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

在用高 Z 材料做推进器的激光聚变靶中, 材料的离化态对流体热核燃烧过程有显著影响. 在文献 [1] 中, 我们计算了玻璃球壳靶中硅的 X 射线辐射谱和硅的五个高离化态的粒子数密度的分布. 计算表明把硅视为完全离化

的离子是很粗糙的近似. 本文基于文献 [1] 中的方法, 计算了氧的五个高离化态: OV, OVI, OVII, OVIII 和氧的全离化态的粒子数密度的分

* 1980 年 3 月 17 日收到.

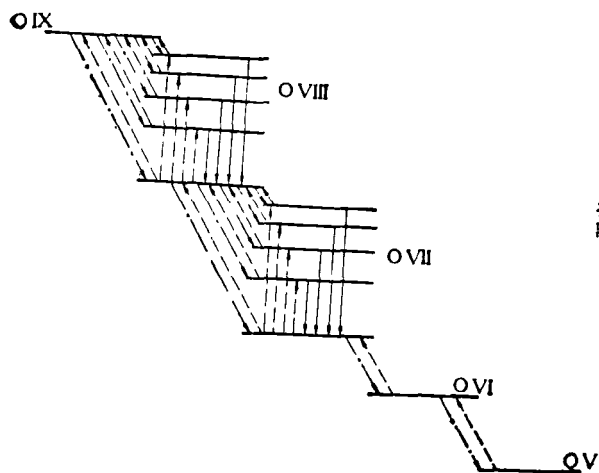


图 1 氧的五个高离化态的能级图

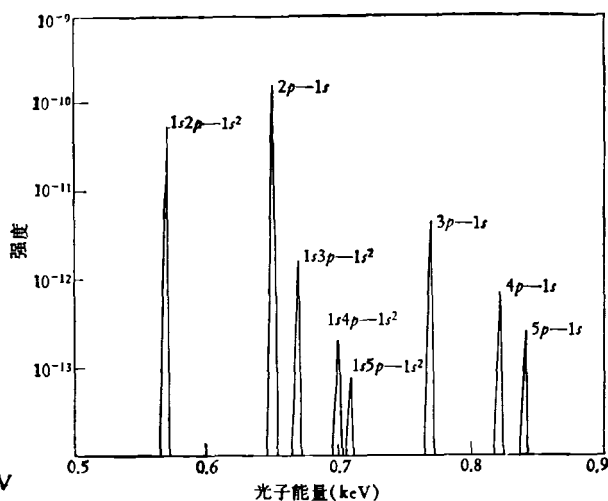


图 2 氧的类氢、类氦线辐射谱的强度分布

布及氧的类氢类氦线辐射谱。

我们考虑了五种过程：碰撞激发、碰撞离化、三体复合、辐射复合和辐射衰变。求解了氧的五个高离化态的十三个能级的粒子数密度全速率方程，其能级图如图 1 所示。各种过程的

速率系数的公式见文献 [1] 中所列文献。对于氧，其平均 Gaunt 因子取自 Davis^[2]。

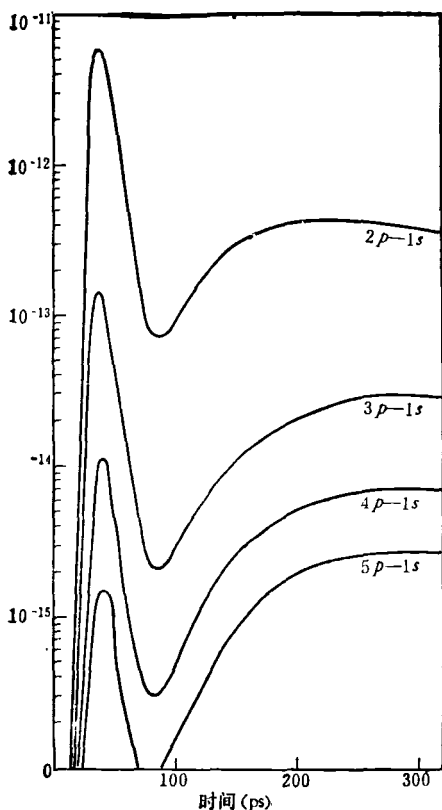


图 3 氧的类氢线辐射谱功率输出随时间的变化

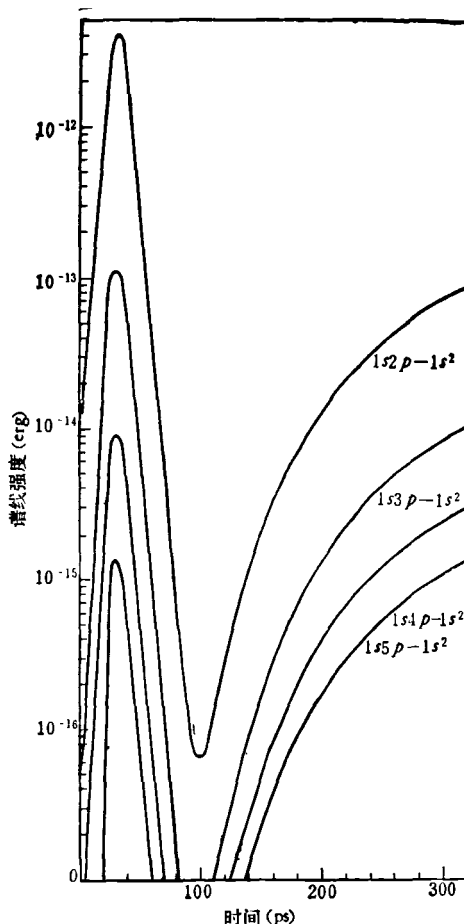


图 4 氧的类氦线辐射谱功率输出随时间的变化

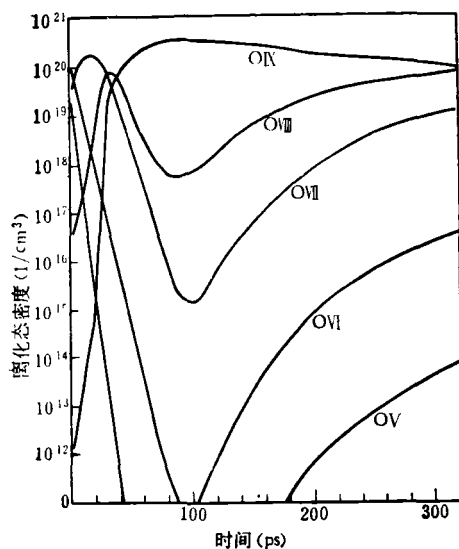


图5 氧的五个高离化态的粒子数随时间的变化

氧的类氢、类氦的X射线辐射谱的计算结果绘于图2中。

氧的类氢线辐射谱的功率输出随时间的变

化在图3中给出。图4是氧的类氢线辐射谱功率输出随时间的变化。

由这些图我们可以看到，在临界密度面附近，氧的类氢谱线 $1s-2p$ 和类氦谱线 $(1s)^2-1s2p$ 与硅的类氢谱线有相比拟的强度，而其它的谱线强度要低一至三个数量级。

氧的五个高离化态的粒子数密度的分布随时间的变化绘于图5中。由图可以看出，由于氧的离化电位较低，因此与硅相比，在相同条件下，其离化度很高。即使聚爆已经结束，氧仍然具有很高的离化度。计算结果表明，在激光聚爆玻璃球壳靶中，不能视氧是完全离化的。

参 考 文 献

- [1] 吴存恺、楼祺洪，物理，10-1 (1981)，35。
- [2] J. Davis, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transt.*, 14 (1974), 549。

用强脉冲无极放电光源抽运固体激光器的自由振荡特性*

张遵逵 叶茂福

(中国科学院物理研究所)

在发展无极脉冲放电激光抽运时^[1]，我们曾发现平行平面的红宝石激光腔中产生规则的、准连续的张弛振荡，这是多模耦合的特征。而钕玻璃激光在阈值的单个尖峰，相对于光源有100微秒以上的延迟。这些现象既与这些固体介质特性有关，又与这种光源的特点有关。

实验中的红宝石激光输出符合速率方程解的特征，我们先引入这个方程。一个三能级系统的腔中共有 p_0 个模式，其中 p 个耦合在一起如同一个模一样振荡，振荡模中光子数 q 与反转布居数 n 的速率方程如下^[2]：

$$dq/dt = Bn(q + p/2) + BN_0p/2 - q/t_c, \quad (1)$$

$$dn/dt = W - 2Bn(q + p_0/2), \quad (2)$$

其中 B 是腔中每个模、每个光子的Einstein系数， N_0 是上能级粒子数 n_2 与基态粒子数 n_1 之和， t_c

是振荡模中光子在腔内的寿命， W 是以光子数计算的抽运速率 W_0 与阈值抽运速率 W_{th} 之差。设激发态自发辐射寿命为 τ ，激光频率是 ν ，荧光带宽为 $\Delta\nu$ ，光速是 c ，介质在激光频率的折射率为 μ ，腔的容积是 V ，腔长为 L ，离子密度是 ρ ，腔端面的反射率是 R ，则有 $N_0 = n_1 + n_2 = \rho V$ ， $p_0 = (8\pi\nu^2\Delta\nu\mu^3/c^3)V$ ， $n = n_2 - n_1$ ， $B = 2/\pi p_0\tau$ ， $W_{th} = N_0/\tau$ ， $W = W_0 - N_0/\tau$ ， $t_c = \mu L/(1-R)c$ 。张弛振荡的张弛周期 T 和衰减时间 θ_0 的近似解为

$$T = 2\pi[\tau/B(X-1)N_0]^{1/2}, \quad (3)$$

$$\theta_0 = 2\tau/Bt_c(X-1)N_0, \quad (4)$$

其中 X 代表抽运速率的超阈值

* 1979年12月26日收到。