

我们注意到早型星的特点是强烈辐射紫外光, 因此从紫外光子与星际分子的相互作用去寻找相应maser的激发机制应该是合理的。按照这个意思, 提出另一种星际maser的激发机制, 从紫外光子对水分子的激发与光解出发, 依据光谱理论, 对星际 H_2O maser与OH maser成因给出了解释, 由于早型星辐射能量的主要部分是以紫外光子的形式发出的, 我们的机制利用的又是一个较宽波段范围的紫外光子, 故光子数经计算完全满足需要, 这就避免了上述两类激发机制的困难。我们提出的机制能够统一解释OH与 H_2O 两种maser, 理论较为简明。我们还说明了它能满足各种天文条件, 因此是有希望的星际maser激发机制。

一个新形成的O—B星表面温度很高, 能强烈辐射紫外光子。其中波长小于 912 \AA 的光子用于形成H II区, 大量波长为 $912—1300 \text{ \AA}$ 的光子照射到外围的 H_2O 分子上, 使其跃入高电子态, 此态邻近有一个排斥态, 因此水分子将产生预离解。但预离解率对不同的转动能级是不同的, 我们将各能级分为A、B两组, 并证明了B组的预离解率高于A组, 又证明了 H_2O maser下能级属B组, 上能级属A组, 这就造成了相应一对能级间粒子数反转, 形成maser。据此, 还可预期一系列 H_2O maser能级的存在, 有些已在天文观测中得到证实。 H_2O 离解后形成的OH, 其外层电子是 H_2O 分子的 1b_1 电子, 其分子轨道由氧原子 2P_x 轨道构成, 是垂直于分子平面的。根据对称性守恒, 生成的OH分子的外层电子波函数亦将垂直于OH转动平面, 是 π^- 态, 故所形成的OH分子将优先布居 π^- 能级而不是能量较低的 π^+ 能级, 于是造成布居数反转。以后只要是辐射弛豫, 将遵守: $\Delta J = \pm 1$, $\Delta F = 0, \pm 1$, 就始终可保持 Λ 双分裂的上能级优先布居, 造成OH maser。

强连续激光对受载金属板的力学破坏作用

陈海韬 夏生杰

(中国科学院力学研究所)

强激光对金属板的破坏作用有二种, 即熔化汽化穿孔破坏和冲击层裂撕裂破坏。前者使用强连续激光束, 后者使用强脉冲激光束。前者需要很大的激光能量密度, 后者需要很高的激光功率密度, 并会遇到等离子体屏蔽的困难。

本文讨论: 当金属板受到拉伸或压缩载荷与强连续激光辐照时, 机械应力与热应力的叠加容易达到或超过材料的强度极限, 因而可以用较少的能量密度和较低的功率密度达到破坏金属板的目的, 又避免了等离子体的影响。

考虑激光辐照薄园板的热应力分布问题。强连续激光辐照在园板的中心区域上, 使得园板上有轴对称的温度分布。利用平面应力状态公式及极坐标平衡方程, 加上园板边缘上的径向应力为零, 中心点位移为零的边界条件, 可以求得辐射区外环形部份的径向应力 σ_r 和周向应力 σ_θ , 前者是压缩应力, 后者是拉伸应力。

当金属板受到机械载荷和强激光辐照时, 板上的应力分布是机械应力与上述热应力的叠加。只要在板上某点处, 叠加后的应力超过金属材料的强度极限, 该点便有被破坏的可能。对于受拉伸载荷的金属板, 当强连续激光照射时, 垂直于拉伸方向的烧斑直径与烧斑边缘的

两个交点上有最大的拉伸应力，裂纹应由此两点发生，并沿着直径方向向外发展。

实验证实了这个想法。实验是在一台千瓦级的流动CO₂激光器和一台拉压力材料试验机上进行的。试件为厚1.4mm的铝合金板。表面经阳报化染黑处理。反射系数为16%。

对于板宽为15mm的试件，不同激光输出功率与试件从起照至断裂的时间关系如下表所示。试件在起照前预先加载到50%拉伸断裂载荷。

激光功率 W	200	400	800	1000	1200
断裂时间 s	6	2.5	1	0.9	0.3

根据试件断裂的横断面可以看出，在被激光辐照的烧斑面上是凹陷的熔化区，拉断时出现纤维状的熔化物。在烧斑背面是塑性区，拉断时出现韧性断裂的纤维。烧斑以外为脆性断裂区，有反光的晶体解理面。

因为试件表面有一层脆性氧化铝薄膜，当试件受载时，薄膜不能随着铝板变形而产生裂纹。这些裂纹在烧斑附近向中心弯曲，在烧斑以外呈水平方向。这说明烧斑附近铝板变形较多。根据裂纹花样，可以确定应力应变分布。只要能标定出每条裂纹所对应的应变值，便可以定量地求出试件各点的应力应变分布数值。这可能是一种研究高温应力应变分布的方法。

双折射对光子统计的影响

戴特力

(重庆师范学院物理系)

在Br^owu-Twiss实验中，如果用一个Wollaston棱镜(WP)代替分束板(BS)，便可以讨论双折射对光子统计的影响。如果用自然光入射，出射的o光与e光的零拍实验将表征偏振光之间的强度相关性质。本文讨论两束不同性质的单模(包双光子压缩态(SQ))光干涉后的零拍强度量子起伏。本地振荡(LO) $E_{LO}^{(+)} = a \exp(-i\Omega(t-x/c))$ 和压缩态(SQ) $E_{SQ}^{(+)}$

$= a_+ \exp(-i(\Omega+\epsilon)(t-x/c)) + a_- \exp(-i(\Omega-\epsilon)(t-x/c))$ 沿法线方向通过一起偏镜后投射在WP表面。起偏

镜与光轴夹 θ 角，则WP的出射光为 $E_o^{(+)} = (iE_{LO}^{(+)} + E_{SQ}^{(+)}) \cos\theta \cdot e^{-i\frac{\delta}{2}}$ ， $E_e^{(+)} = (iE_{LO}^{(+)} + E_{SQ}^{(+)}) \sin\theta \cdot e^{i\frac{\delta}{2}}$ ，其中 δ 为WP中由双折射形成的相差。光电倍增管PMI和PMII的一阶相关函数 $W^{(1)}(x,t) = \beta A \text{Tr}[\rho E^{(-)}(x,t) E^{(+)}(x,t)]$ 其中 ρ 为密度算符 $\rho = |\alpha\rangle\langle\alpha|$ 。输出光的相干态 $|\alpha\rangle = |\alpha_+\alpha_-\rangle_{SQ}$ ，压缩态的相干态 $|\alpha_+\alpha_-\rangle_{SQ} = S|\alpha_+\alpha_-\rangle$ ， S 是双模压缩算符 $S = \exp[\gamma(a_+a_-e^{-2i\phi} - a_+^\dagger a_-^\dagger e^{2i\phi})]$ 是 γ 压缩因子， ϕ 为压缩态的相角。在 $W^{(1)}(x,t)$ 中 β 为PMI(或PMII)的探测效率， A 为光束截面。PMI和PMII处的强度起伏(光电流强度)谱为