

羽干涉图的动态过程, 取样时间间隔 5.9 毫秒, 每幅曝光 0.49 毫秒。蒸气羽呈柱状垂直于靶面, 它受烧孔限制逐渐转入逆入射光方向, 尾部受气流影响而向上弯曲。对难烧蚀的材料出现凝聚态冲刷, 烧蚀材料出现固态爆炸现象。良导热体的热扩散范围在加热时逐渐扩展, 直至开始气化时达到较稳定尺寸。比较有意义的过程多在起始几十毫秒内, 文中附有从约 1000 幅照片中选出的 20 幅图片以说明蒸气羽的形象及发展过程。

(1) 蒸气羽呈柱状。从逐幅羽长可算出羽的增长速度。陶瓷羽的最大速度 1.9 米/秒, 有机玻璃羽达 3.6 米/秒。

(2) 初期蒸气羽的方向是和靶面垂直的, 与入射激光束方向无关, 与靶材种类亦无关。

(3) 靶材被烧蚀一定深度后, 蒸气羽的方向将转至逆入射光方向。

(4) 蒸气羽喷出一定距离后, 周围空气受热形成上下对流, 使蒸气羽向上弯曲。

(5) 金属靶的蒸气羽远不如陶瓷和有机玻璃的蒸气羽表现丰富。

(6) 金属靶蒸气羽形成之前, 大量热量从光斑区向外传导, 使附近空气层形成热区。

(7) 陶瓷的气化温度虽高, 但它有良好的绝热能力, 所以仍可以在较局限的区域内产生强烈的气化和丰富的蒸气羽。它的特点是在较短的柱状结构之后尾部出现许多团状结构, 还可看出凝聚态颗粒随蒸气羽喷出的痕迹。烧蚀过程中多次成簇状射出这些颗粒, 虽然是从一个中心爆炸出的碎裂体, 是燃烧型爆炸, 从粒子轨迹推出爆炸中心并不都在靶面上。有的是抛出靶面之后, 才进一步炸成一簇碎粒的。

高级受激喇曼散射的观察

中山大学 梁振斌 马莹莹 谢沧 黄振望 郑顺旋 张子骏 李海兰 刘君暖 权小青

受激喇曼散射是一种强光与物质相互作用的现象, 高级受激喇曼效应则是不常见的, 级数较高的谱线的出现条件更为苛刻。本工作是用调 Q 及锁模红宝石激光来激发苯液体, 观察到高级受激喇曼效应。调 Q 红宝石激光输出波长 6943 埃, 用隐花菁甲醇溶液调 Q , 宝石棒长 138 毫米, 输出功率约为 16~30 兆瓦。用 $f=450$ 毫米的透镜把激发光聚焦于喇曼池中央, 喇曼池长 1 米, 用 $f=150$ 毫米的透镜把喇曼光聚焦于摄谱仪狭缝, 摄谱仪拍摄喇曼谱线。一般可观察到三级的斯托克斯谱线, 而且谱线较宽。又曾使用锁模红宝石激光泵浦苯液体, 锁模激光器采用隐花菁丙酮溶液锁模。输出约 0.2~0.5 焦耳的能量, 因条件关系, 未测量过它的脉冲时间。其他工作条件与上述一样。用锁模红宝石激光泵浦苯液体, 其效果显然不同。只要一次脉冲, 便可在底片上拍出五级斯托克斯线, 每级间隔为 992 厘米⁻¹, 并且可看到很锐的一级反斯托克斯喇曼线。上述工作重复性较好, 只要工作条件有保证, 均能重复。并且经常看到底片上一级、二级斯托克斯线位置上的乳胶被烧焦, 可见喇曼光是相当强的。测量过它的转换效率约为 25%。观察过它的远场花样, 可看到在泵浦光斑点的外围有一同心圆环, 这圆环便应是反斯托克斯线的发散圆。

除此以外, 还观察到一些奇异的现象。按照高级受激喇曼理论, 级序较低的谱线首先出现, 然后才出现高级谱线, 且谱线强度随级数增加而减弱。可是在我们的实验中发现级跳现象, 往往出现第五级而不出现第三、四级谱线。或者第五级谱线较三、四级强。这些现象未见报导过, 亦未见理论上的预示。

受激喇曼散射实验

中国科学院物理研究所 101 组

利用大功率红宝石激光观察了苯、二硫化碳等液体的受激喇曼散射光谱。激光器采用叶绿素 D 的乙醇和丙酮(2:1)溶液做调 Q 元件, 输出脉宽 20 毫秒。经一级放大, 功率可达 100 兆瓦。液体散射池长 10 厘

米。用 ИСП-51 三棱镜光谱仪摄得这些液体的受激喇曼散射光谱。从谱片上各观察到一个最强的喇曼散射模及相应的二阶、三阶斯托克斯线及一阶反斯托克斯线。谱线的频移分别为 $\Delta\nu=992$ 厘米⁻¹ 及 $\Delta\nu=656$ 厘米⁻¹, 对应于苯分子最强的喇曼振动 $\nu_2^g(A_{1g})$ 及二硫化碳分子的全对称振动 ν_1 。

我们还利用 100~200 兆瓦的大功率脉冲钕玻璃激光系统来做受激喇曼散射实验, 散射池长 20 厘米。我们观察到一个新的实验现象。散射池中放入一对平行板电极, 电极两端加上 90~180 伏的直流电压, 池中充以苯或二硫化碳等绝缘液体。在没有激光作用时, 极间电流只有 10^{-11} 安培, 但当大功率激光通过时, 液体的电导率可提高 1~3 个数量级。根据我们的初步实验结果, 可看出:

① 电流的增长与激光的功率密度直接有关。在同一激光能量变化范围内, 大功率激光所产生的光电流随激光能量的增长可提高 1~3 个数量级。而用大能量激光时, 光电流随激光能量的增长变化不大。

② 光电流随激光功率密度的增长明显地存在一个阈值。对于苯、二硫化碳, 此阈值分别为 80 兆瓦/厘米² 及 40 兆瓦/厘米²。

此外, 在苯液体中, 还观察到, 当激光功率密度超过一定阈值时, 液体变混, 出现黑色沉淀物。经用 DX-3 扫描电子显微镜对沉淀物进行分析, 发现其 X 射线衍射峰与标准石墨样品的衍射峰基本相符, 说明析出物是碳, 是苯分子分解后的产物。根据电子显微镜观察及电子衍射结构分析表明, 有相当数量的析出物呈典型的晶体状态。

关于液体分子分解的机制, 我们认为, 可能是大功率激光与其在液体中产生的很强的受激喇曼散射光同时作用在分子体系上, 其差频正好与液体分子的喇曼频率相共振, 这种参量过程使分子被激发到高振动态而分解。对分子分解机制的进一步研究工作正在进行中。

钕玻璃的线性散射与受激布里渊散射

中国科学院上海光机所 刘颂豪 陈仲裕 杨涵清 陈桥

本文报导了激光和钕玻璃相互作用过程中产生的线性散射与受激布里渊散射的实验结果。在低功率密度的激光作用下, 散射光强与入射激光光强呈线性关系; 激光功率密度进一步提高, 两者关系偏离线性。利用调 Q 大功率激光器, 在钕玻璃破坏阈值附近观察到受激布里渊散射。在我们的实验条件下, 受激布里渊散射出现在钕玻璃破坏之前。虽然如此, 受激布里渊散射仍不能认为是钕玻璃破坏的主要机理。

就具有良好光学均匀性的玻璃介质而论, 仍然存在由于密度起伏或由于分子的热运动使玻璃的均匀性遭到破坏, 从而导致所谓分子散射或瑞利散射。利用玻璃介质分子散射中散射光强与入射光强之间的线性关系, 可作为使激光光强大幅度衰减的一种方法。从而有可能使用高灵敏度的光电元件来探测高光强激光的能量和功率。

为此, 我们利用钕玻璃激光器作为光源研究了不同激光参量(改变激光输出的脉冲宽度、能量密度和功率密度)和在不同温度条件下几种不同玻璃样品(氧化钕含量不同的白金坩埚与瓷坩埚熔炼的玻璃, 不含氧化钕的基质玻璃和有有条纹或其他光学不均匀的玻璃)散射光强的变化规律。实验结果表明, 光学均匀性良好的玻璃样品, 其散射强度随温度的上升而近似线性地增加。根据爱因斯坦的计算, 由于密度起伏, 单位体积物质所散射的光强与绝对温度成正比。

由此可见, 光学均匀性良好的玻璃, 在一定光强的激光通过时所出现的散射本质上是分子散射。

上述实验结果表明利用光学均匀性良好的基质玻璃作为散射介质(选择合理的实验系统, 严格控制实验条件, 并对激光脉冲时间、实验温度等因素的影响提供校正数据)来测量激光能量或功率原则上是可行的, 且在测量方法上具有特色。但必须指出, 要做到精确测量, 对实验条件的要求是非常苛刻、非常严格的。

在线性散射研究的基础上, 我们观察了受激布里渊散射的产生及其与钕玻璃破坏的关系。实验结果表明, 利用调 Q 大功率钕玻璃激光器(激光输出脉冲宽度 20~30 毫微秒, 功率密度 50~100 兆瓦/厘米², 激光