

激光作用下液面的分层气化及声效应

陈万湘

(河北大学)

摘要: 本文以激光场与液体中分子间键的相互作用为基础, 提出了激光作用下液面分层气化的模型, 并导出了分层气化的理论公式。用波长为 $10.6\mu\text{m}$ 的 CO_2 激光对纯水、丙酮和乙醇液面进行照射, 实验测得液面每层气化所需的时间分别为 $1.28 \times 10^{-3}\text{s}$ 、 $9.57 \times 10^{-4}\text{s}$ 和 $1.05 \times 10^{-3}\text{s}$ 。实验结果与理论符合。

Layered vaporation of liquid surface and acoustic effect under laser action

Chen Wanxiang

(Hebei University, Baoding)

Abstract: On the basis of laser field and band interactions between liquid molecules, a layered vaporization model of liquid surface under the action of the laser light is suggested, and a theoretical formula for layered vaporation is derived. Irradiating the surfaces of water, acetone and alcohol with CO_2 laser light at $10.6\mu\text{m}$, the time for surface vaporization of layers are measured to be $1.28 \times 10^{-3}\text{s}$, $9.57 \times 10^{-4}\text{s}$ and $1.05 \times 10^{-3}\text{s}$ respectively. Experimental results confirm the theory.

一、引言

关于固体和气体的统计理论, 原则上可有精确的结果。因固体有完全有序的理想晶体谐振子模型的精确解作为实际晶体的零级近似。气体有孤立态极端情形下的完全精确的处理, 作为任何真实气体系统的零级近似解。而液体是气体和固体的中间情形。对于它, 应用统计理论的基本困难是没有上述的极端状态。因液体的分子状况现还不清楚,

而且也没有一个完整精确的数学模型来表示它。如何得到液体的精确处理, 现仍是一个十分活跃的研究课题。

激光是一种强光, 光子简并度较一般热光源的光子简并度高得多。由于激光具有方向性好、单色亮度高等特点, 因而激光与液体的作用较一般热光源的热辐射与液体的作用必然会有不同, 会产生许多新的物理现象。由于目前关于液体结构的理论还不成熟, 所以激光与液体相互作用所产生的物理现象研究

收稿日期: 1986年1月6日。

起来就比较困难。激光出现以后,研究较多的是激光与气态物质或固态物质的相互作用,而与液体的相互作用则研究得较少。本文对液体在激光作用下液气转变的物理特性进行了研究。它对研究液面的物理性质及表面化学将具有一定的意义。

二、分层气化的物理模型

液体表层的分子较液体内部的分子具有较大的势能,表层的分子受到一指向液体内部的力作用。组成液体的分子之间存在一种叫作范德瓦力的力,这种作用力构成了分子间键,它具有振动频率和键能。光子与键的作用可以通过共振或非共振吸收达到能量转移。例如波长为 $10.6\ \mu\text{m}$ 的红外线(光子能量为 $0.12\ \text{eV}$) 在大气和水蒸气中吸收很少,大气和水蒸气被称为 CO_2 激光(波长为 $10.6\ \mu\text{m}$) 的窗口,而该光在液态水中却被严重吸收,吸收系数为 $8 \times 10^3\ \text{cm}^{-1}$ 。由此说明物质的状态不同,所表现的物理性质也具有很大的不同。水蒸气和水都是由水分子构成的,因而可以说水对波长为 $10.6\ \mu\text{m}$ 红外线的吸收是通过氢键而产生的。

在有吸收的情况下,频率为 ν 的光波的电场强度随光波进入液体的深度按指数衰减。令 E_0 为光波到达液面时的场强, z 为自液面向液内的垂直传播距离,光波到达 z 处时的场强为 E ,液体对该频率光波的吸收系数为 α_1 ,则

$$E = E_0 e^{-\alpha_1 z} \quad (1)$$

显然,能量传输速率应表示为:

$$Q = Q_0 e^{-\alpha_2 z}$$

$\alpha_2 = 2\alpha_1$, Q_0 为射入液内的能量速率。当考虑液面有反射损耗时, $Q_0 = TQ_\lambda$, T 为光强透射率, Q_λ 为光源输出的能量速率。 Q 为光波到达 z 处时的能量速率, α_2 为光强吸收系数。所以上式又可写为

$$Q = TQ_\lambda e^{-\alpha_2 z} \quad (2)$$

令液体中分子间相互碰撞的时间间隔为 τ ,以 τ 乘上式两边得

$$\tau Q = \tau T Q_\lambda e^{-\alpha_2 z} \quad (3)$$

令光波到达 z_1 处的能量 τQ 正好等于 z_1 处这层分子间键断裂气化所需的能量,则在 $z > z_1$ 处, $Q\tau < Q_1\tau$, 分子间键不能断裂。

在光波垂直液面入射时,其光波电场方向平行于液面,而只有与光波电场平行的那些键受电场力作用最强。在光场不改变分子结构的条件下,当被液体吸收的场强大于 z_1 处的 E_1 时,它就能使深度为 z_1 内的平行于光波电场方向的分子键断裂,并转而形成与入射光方向平行的一系列分子键,其深度在 z_1 内。这些分子可能成缔合结构,并在 z_1 的范围内作上下热振动,当能量达到气化热时便整体飞出液面,这一气化过程是分层发生的。飞出的蒸气将对空气介质产生一冲击力,并伴有间断的声响。液体分层气化的粗糙模型如图 1 所示。

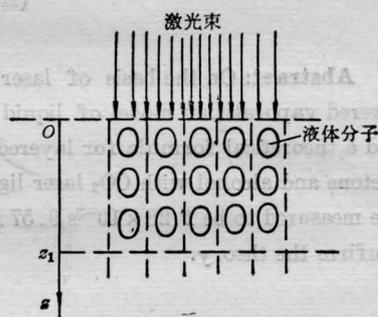


图 1 液体分层气化的模型

由(3)式得

$$Q_1\tau = T\tau Q_\lambda e^{-\alpha_2 z_1}$$

$$z_1 = -\frac{1}{\alpha_2} \ln \frac{Q_1\tau}{T\tau Q_\lambda}$$

$Q_1\tau = \frac{A}{S} mC$, A 为光波照射液面的面积, S 为分子的碰撞截面, m 为分子的质量, C 为气化热。 $\frac{A}{S} mC$ 表示每层气化所需的热量。所以

$$z_1 = -\frac{1}{\alpha_2} \ln \frac{\frac{A}{S} mC}{T\tau Q_\lambda} \quad (4)$$

令液体的比重为 D , 体积为 $z_1 A$, 则液体气化所需的热量为 $z_1 ADC$ 。

因 $TQ_\lambda - Q_1 = Q_\lambda T(1 - e^{-\alpha_2 z_1})$, 故气化体积为 $z_1 A$ 液体所需的时间为:

$$t = \frac{z_1 ADC}{TQ_\lambda (1 - e^{-\alpha_2 z_1})}$$

将(4)式代入上式得

$$t = -\frac{ADC \ln \frac{\frac{A}{S} mC}{T\tau Q_\lambda}}{\alpha_2 TQ_\lambda (1 - e^{-\ln \frac{AmC}{ST\tau Q_\lambda}})} \quad (5)$$

对于复折射率为 $n(\omega)$ 的材料, 当角频率为 ω 的平面电磁波正入射时, 透射功率与入射功率之比为^[1]

$$T = \frac{4 \operatorname{Re} n(\omega)}{|1 + n(\omega)|^2}$$

在正常色散情况下, 复折射率近似为实数, 于是上式可改写成

$$T = \frac{4 n_R}{(1 + n_R)^2} \quad (6)$$

n_R 为介质的实折射率。

在电磁波的频率很高时, 电磁波在不良导电介质中传播的衰减系数可表示为^[2]

$$\alpha = \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} \frac{2\pi\sigma}{C} \left(1 - \frac{2\pi^2\sigma^2}{\omega^2\epsilon^2}\right)$$

介电常数 ϵ 和电导率 σ 将随温度的变化而变化, 因而影响 α 值。设室温时介质的介电常数为 ϵ_1 , 电导率为 σ_1 ; 在沸点时介电常数为 ϵ'_1 , 电导率为 σ'_1 , 衰减系数分别为 α_1 和 α'_1 。考虑到 $\frac{4\pi\sigma}{\epsilon\omega} \ll 1$, 则可求出温度变化前后衰减系数的比为

$$\frac{\alpha_1}{\alpha'_1} = \sqrt{\frac{\epsilon'_1}{\epsilon_1}} \cdot \frac{\sigma_1}{\sigma'_1}$$

由此可得出温度变化前后介质对光强的吸收系数之比为

$$\frac{\alpha_2}{\alpha'_2} = \sqrt{\frac{\epsilon'_1}{\epsilon_1}} \cdot \frac{\sigma_1}{\sigma'_1}$$

故在沸点时的光强吸收系数为

$$\alpha'_2 = \alpha_2 \sqrt{\frac{\epsilon'_1}{\epsilon_1}} \cdot \frac{\sigma'_1}{\sigma_1} \quad (7)$$

这时(5)式中的 α_2 应换为 α'_2 , 于是(5)式可写成

$$t = -\frac{ADC \ln \frac{\frac{A}{S} mC}{T\tau Q_\lambda}}{\alpha'_2 \sqrt{\frac{\epsilon'_1}{\epsilon_1}} \cdot \frac{\sigma'_1}{\sigma_1} TQ_\lambda (1 - e^{-\ln \frac{AmC}{ST\tau Q_\lambda}})} \quad (8)$$

t 为完成一层气化的周期, 每秒钟气化的次数为 $f = \frac{1}{t}$ 。

从(4)式可以看出液体对该频率光波能量吸收系数越大, 则气化层的深度就越小; 输入能量的速率越大, 气化层的厚度就越大。当 $T\tau Q_\lambda < \frac{A}{S} mC$ 时, 分层气化便不可能发生, 而过度到一般的热蒸发。能够产生分层气化的功率阈值可由下式求出,

$$\begin{aligned} \text{因 } T\tau Q_\lambda &= \frac{A}{S} mC, \\ Q_\lambda &= N_t \times 0.24 \text{ cal/度}, \end{aligned}$$

故阈值功率 $N_t = \frac{AmC}{ST\tau \times 0.24}$, 于是, 阈值功率密度为

$$\frac{N_t}{A} = \frac{mC}{ST\tau \times 0.24} \quad (9)$$

从(5)式可以看出, 在照射面积 A 一定的情况下, 每层气化所需的时间与液体的密度及气化热成正比, 与能量吸收系数成反比。 Q_λ 的变化将使分子分母同时变化, 对 t 值影响很小。当 Q_λ 很大, 气化可在液内进行。

以水为例, 每层气化厚度、气化周期和气化阈值的计算如下。

假如用功率为 30 W, 波长为 $10.6 \mu\text{m}$ 的 CO_2 激光照射普通纯净水的液面, 照射面积为 0.5 cm^2 。水的密度为 1 g/cm^3 , 气化热为 535 cal/g , 水分子的有效直径取 $2 \times 10^{-8} \text{ cm}$, 水分子的质量为 $3 \times 10^{-23} \text{ g}$, 分子间的碰撞时间间隔取 $1 \times 10^{-5} \text{ s}$ 数量级, 水的吸收系数由图 2^[3] 可查得大约为 $8 \times 10^2 \text{ cm}^{-1}$, 折

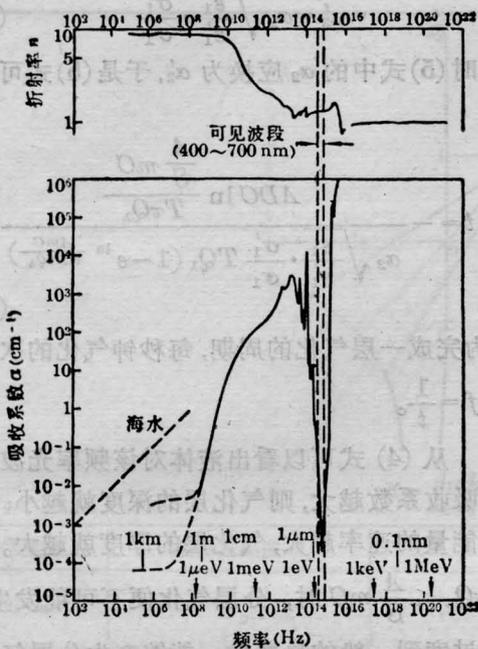


图2 液态水的折射率(上图)和吸收系数(下图)对线频率的函数关系曲线
横坐标上也标出了能量标度(箭头)和波长标度(竖直线)。两条竖直虚线表示频谱的可见段。注意在纵横两个方向上的标度都是其对数

表 1

温度(°C)	ϵ	温度(°C)	ϵ
0	88.00	50	69.94
5	86.04	60	66.74
10	84.16	70	63.68
20	80.36	80	60.76
30	76.75	90	57.98
40	73.28	100	55.33

表 2

温度(°C)	$\sigma(\Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1})$	温度(°C)	$\sigma(\Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1})$
10	2.8×10^{-8}	30	8.15×10^{-8}
18	4.41×10^{-8}	34	9.62×10^{-8}
20	4.85×10^{-8}	35	10.02×10^{-8}
25	6.33×10^{-8}	50	18.90×10^{-8}
26	6.70×10^{-8}		

射率为 $n_R=1.5$ 。由(6)式计算出透射率 $T=0.93$ 。水的介电常数与温度的关系如表

1^[4]。纯水的电导率($\Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$)与温度的关系如表 2^[5]。分析表 2, 温度增加 1°C 时电导率的平均增长率为 5.18%。由此计算出 100°C 时水的电导率为 $222.19 \times 10^{-8} \Omega^{-1}\cdot\text{cm}^{-1}$ 、与 20°C 时电导率之比为 50.38。将此数值及室温和沸点下的介电常数值代入第(8)式, 得 $t=1.28 \times 10^{-3}\text{s}$, $f=\frac{1}{t}=781(\text{Hz})$ 。

气化层的厚度为 $z_1=0.23(\mu\text{m})$, 阈值功率密度为 $\frac{N_t}{A}=\frac{mC}{0.24ST\tau}=22.89(\text{W}/\text{cm}^2)$ 。

三、实验装置及测量结果

用连续输出功率可调的 30 W CO_2 激光器作光源, 照射液面的面积为 0.5 cm^2 , 激光波长为 $10.6 \mu\text{m}$ 。被照射的液体为表面纯净的水、丙酮和乙醇。在照射处附近放置声探测器, 以接收由液面间断气化所产生的声信号, 通过声频来确定每层气化所需的时间。实验装置如图 3 所示。

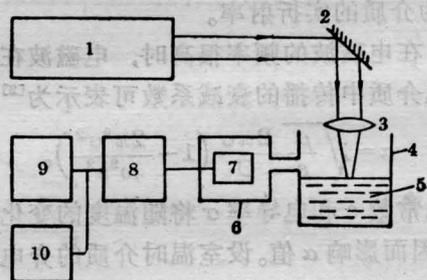
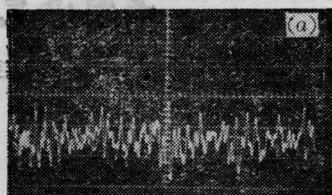


图 3

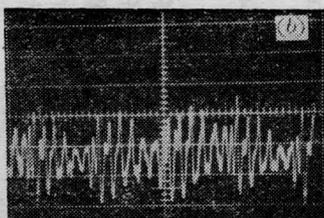
1— CO_2 激光器; 2—镀金平面反射镜; 3—锗透镜; 4—容器; 5—液体; 6—隔音室; 7—声探测器; 8—放大器; 9—数字频率仪; 10—示波器

用直径为 5 cm, 高为 13 cm 的玻璃容器, 里面装 4 cm 深的水, 激光照射测量到水的发声频率平均值为 758 Hz。当容器形状改变时, 声频没有明显变化。

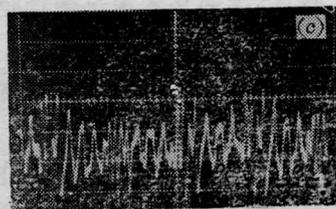
用上述容器装上乙醇液体时, 激光照射测量到气化发声频率平均值为 952 Hz。然后用丙酮液体实验时, 测量到气化发声频率的平均值为 1045 Hz。以上三种液体气化发



(a) 水的声波形



(b) 乙醇的声波形



(c) 丙酮的声波形

图4 三种液体的发声波形照片

声的示波器波形如图4所示。

实验还观察到水的气化发声比乙醇和丙酮气化发声都弱。对于水,当激光照射功率低于10W时,便测不到声频。当激光功率增大时可逐渐听到气化时的爆炸声。发声所需的最低和最高功率并没有明显界线。

四、讨 论

1. 对于水的分层气化及发声,利用本模型所建立的公式(8)进行计算,从计算结果与实验结果比较来看,声频的计算值为781Hz,实测平均值为758Hz,实验值与计算值之间略有差距,这个原因主要是对 τ 值只能准确到数量级。由此来看实验结果与理论基本符合,分层气化模型基本成立。

2. 对丙酮的气化声频测量值为1045Hz,其值比水的高。这是因为丙酮的沸点(56°C)比水的沸点低,气化热(124 cal/g)比水的低。结合公式(8)可以说明丙酮每层气化所需的时间比水的气化时间短的原因,因而丙酮的气化声频比水的声频高。

乙醇的液体气化发声频率测量平均值为952Hz,乙醇的沸点为78°C,气化热为204 cal/g,其气化热比水小,比丙酮的大,结合公式(8)可以说明乙醇的气化声频比水的高,比丙酮的低。这些结果说明,不同液体每层气化所需的时间不同,发声频率也不同。

3. 液体的分层气化存在功率密度阈值,这可以由公式(9)说明,这里起主要作用的是气化热,气化热越大,需要产生分层气化的功率密度阈值越大。这在实验中已观察到丙酮最容易发声,而水不容易发声。

4. 关于分层气化的模型,只能为研究分层气化所需的时间和气化层的厚度提供一个定量的基础,而对解释分层气化的机理仍是一个粗糙的物理模型,有待于深入的研究。

参 考 文 献

- [1][3] [美] J·D 杰克逊著;“经典电动力学”,上册,人民教育出版社,78年,第321页,362页。
- [2] 曹昌祺;“电动力学”,人民教育出版社,78年,p.158。
- [4] 徐光亮;“物质结构”,高等教育出版社,59年,p.149。
- [5] [苏联] H·M 巴龙著;“物理化学数据 简明手册”,上海科学技术出版社,1964年,第三版,第89页。

激光管热变形谐振腔平行度的变坏和预消除方法

激光管点燃后,由于空气的对流冷却使管体各部分受热不均,导致腔体畸变,使腔镜平行度变坏,这是导致功率不稳定和下降的原因之一。以250mm长的He-Ne激光管为例,点燃半小时后在环境温度为18°C的条件下用半导体感测计测试5次,结果管体上部(中点)平均温度为42°C,下部为36°C,两侧温度基本相同,为38°C,即上部比下部高6°C;换另一个同型管测试也得同样结果。这种由温度差异导

致管体形变而使腔镜平行度的变坏,可在调腔望远镜中明显地看出来。

为了克服这一缺点,可在常温状态下将激光管管口的上部磨短,其量与上述形变相同,而方向相反(向下),这样便可补偿激光管热形变的影响,得到最佳激光输出。不过这种激光管使用时应注明标志。

(河北工学院激光研究室 李俊喜)