

声致发光纯氩气泡电离度的计算

谢崇国, 安宇

(清华大学物理系, 北京 100084)

中图分类号: O426.3 文献标识码: A

Calculation of ionicity in a sonoluminescing argon bubble

XIE Chong-guo, AN Yu

(Physics Department of Tsinghua University, Beijing 100084, China)

1 引言

自从发现单气泡声致发光(SBSL)的现象^[1]至今,已经有一些模型解释发光的机理,其中最有效果的冲击波-部分等离子体-韧致辐射的模型。最近有些人倾向于认为^[2],发光可能不是来自于气泡中心部位高温小区域,因为这个区域对应高温的时间太短,气体太少。为了弄清气泡内气体电离度的分布,从而了解气泡发光机制,本文利用简单的电离冷却机制,计算气泡内对应于不同表面张力的电子浓度分布。取不同表面张力系数是因为在用 Rayleigh-Plesset^[3]方程拟合气泡运动的半径时,比较好的结果都是取水的表面张力系数为 50dyn/cm,而不是实际值^[4],我们想看一看非均匀模型对不同表面张力系数会有什么不同结果。

2 理论计算

我们用 Rayleigh-Plesset 方程描述气泡半径的运动:

$$RR + \frac{3}{2}R^2 = \frac{1}{\rho} [p(R, t) - P(t) - P_0] + \frac{R}{c} \frac{d}{dt} [p(R, t) - P(t)] - 4 \frac{R}{\rho} - \frac{2}{\rho} \quad (1)$$

其中, R 表示气泡的半径, $P(t) = -P \sin t$ 是外加的声场压强, 频率为 ω , η 是水的粘滞系数, ρ 是水的表面张力系数, ρ 是水的密度, c 是水中的声速, P_0 是环境压强, 取为 101.325kPa, 此时温度取为 $T_0 = 300K$, 气泡半径 $R_0 = 4.5 \mu m$ 。作为初步计算, 我们取 $p(R, t) = P_0 \frac{(R_0^3 - R^3)}{(R_0^3 - R_0^3)}$ 表示气体在气泡壁处的压强, a 是 van der Waals 硬核半径, $a = 5/3$ 是气体比

热。这里采用的近似与实际情况有一些差距,但在此处的近似对气泡内气体影响不大^[5]。

用流体力学方程组(球对称, Lagrange 坐标下)描述气泡的运动, 忽略气体的粘滞性以及热传导(如果考虑这些因素, 结果会有些不同)。Lagrange 坐标的定义为:

$$r = \int_{(0,t)}^{(r,t)} r^2 dr \quad (2)$$

$r(r, t)$ 是与质量坐标相联系的质点空间位置, ρ 是气体的密度。气体动力学方程组为:

$$\begin{cases} \frac{1}{t} + \frac{1}{r} (ur^2) = 0 \\ \frac{u}{t} + r^2 \frac{p}{r} = 0 \\ \frac{E}{t} + \frac{1}{r} (pur^2) = 0 \end{cases} \quad (3)$$

其中, $v = 1/r$, $0 < r < R(t)$, u 是气体的速度, 在边界上有:

$$u(R, t) = R \quad (4)$$

p 是气体的压强, $E = u^2/2 + e$ 是气体的单位质量的总能量密度, e 是气体的热力学能, 采用如下形式^[6]:

$$e = \left[\frac{3}{2} - (1 - 2c_e) \frac{kT}{m(1 - c_e)} \right] \quad (5)$$

其中 ϵ 是氩原子的电离能, k 是玻尔兹曼常数, m 是氩原子质量, c_e 是电子浓度。假设气体满足 Van der Waals 气态方程:

$$p(v - b) = RT \quad (6)$$

其中 b 是单位质量气体硬核体积, R 是气体常数

3 计算结果

对于方程(1)可用 Runge-Kutta 方法给出数值解。对于气体动力学方程组, 我们用 Godunov 的间断分解方法求解。将气泡分成 900 个质量相等的球壳, 时间步长满足 Courant-Friedrichs-Lewy 条件。分

收稿日期: 2000-01-21; 修订日期: 2000-05-15

作者简介: 谢崇国(1978-), 男, 本科毕业。

别用不同的表面张力系数计算方程组(1)-(3),图1是表面张力系数 $\sigma = 50 \text{ dyn/cm}$, $a = 19.58680 \text{ s}$, $b = 19.58705 \text{ s}$, $c = 19.58713 \text{ s}$, $d = 19.58720 \text{ s}$ 时,计算出的不同时刻气体密度、速度、压强、温度随气泡内位置的变化图,可以明显看出 a 时刻气泡边缘的扰动向中心传播,在 c 时刻到达中心形成了冲击波,然后在 d 时刻开始反射,向外传播。对应于气泡半径达到最小值附近,可以计算气泡内电子浓度(其他时刻电离度几乎为零)随时间及质量坐标的变化图。如果表面张力系数 $\sigma = 72.5 \text{ dyn/cm}$, $a = 19.58680 \text{ s}$, $b = 19.58705 \text{ s}$, $c = 19.58713 \text{ s}$, $d = 19.58720 \text{ s}$,计算结果如图2所示,可以看出并没有冲击波形成,气泡内气体能达到的最高温度也低。计算说明表面张力系数对冲击波的形成具有重要作用,表面张力系数越大,冲击波形成的可能性愈小,这一点与文献[7]的结论相同。

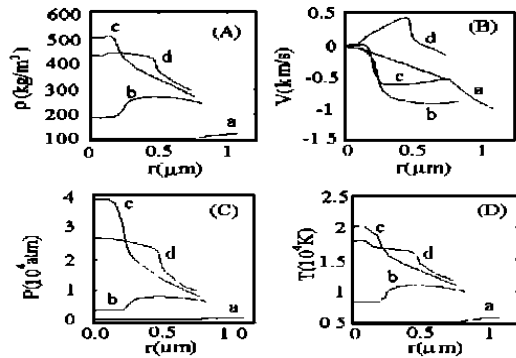


图1 气体密度(A),速度(B),压强(C)和温度(D)随气泡内径向位置的变化图($\sigma = 50 \text{ dyn/cm}$)

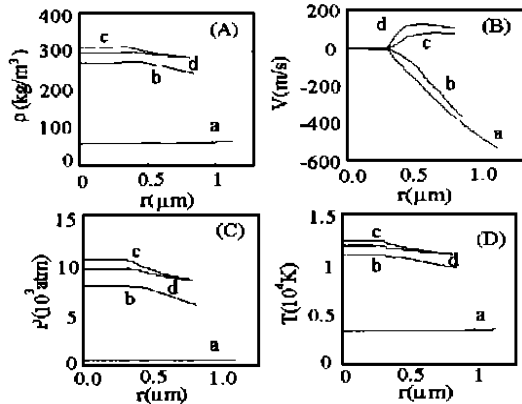


图2 气体密度(A),速度(B),压强(C)和温度(D)随气泡内径向位置的变化图($\sigma = 72.5 \text{ dyn/cm}$)

图3是电子浓度随时间和质量空间的分布,图

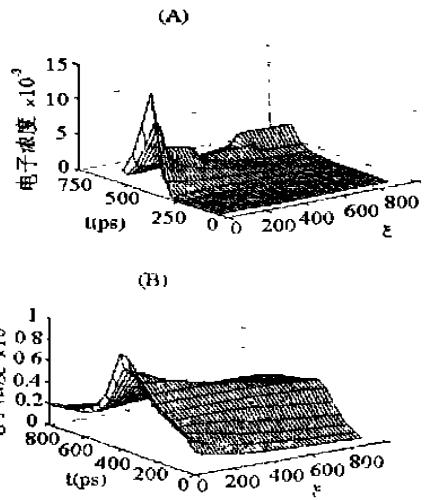


图3 电子浓度在时间和质量空间上三维分布

中 t 是时间坐标轴, ξ 为质量坐标轴,单位是气泡总质量的 $1/900$, (A) 对应于 $\sigma = 50 \text{ dyn/cm}$, 起始时刻 19.58680 s , (B) 对应于 $\sigma = 72.5 \text{ dyn/cm}$, 起始时刻 18.74995 s 。由于电离过程阻止温度上升的趋势,从而部分地降低了最终温度,而且电离需要热能,而复合则放热,因此温度上升或下降过程变慢,导致中心高温区持续时间达到 200 ps (半高全宽),这一点与文献[8]的结果类似,那里冷却机制是辐射。另外,从图3(A)中可以看出,当有冲击波产生时,中心部分以外的大部分区域(约为98%)的电子浓度几乎在所有时刻都未超过 0.005 ,而中心附近的电子浓度最高也只有 0.015 左右。如果表面张力系数取为 72.5 dyn/cm ,则电子浓度分布如图3(B)所示,结果显示电子浓度更低,最高不到 0.001 。由此可见,电子浓度对表面张力的变化很敏感,表面张力系数越大,气体的冲击波强度愈弱,电子浓度也愈低,更准确的计算需要考虑气泡与水的热交换。

这项工作得到应崇福教授的多方面支持,在这里表示衷心的感谢。

参考文献:

- [1] D. F. Gaitan, et al. [J]. J. Acoust. Soc. Am, 1992, 91: 3166.
- [2] P. T. Greenland. [J]. Contemporary Phys., 1999, 40: 11.
- [3] R. Lofstedt, et al. [J]. Phys. Fluids, 1993, 45: 2911.
- [4] B. P. Barber, et al. [J]. Phys. Rep., 1997, 281: 65.
- [5] C. C. Wu and P. H. Rober. [J]. Phys. Rev. Lett., 1993, 70: 3424.
- [6] An Yu and Zhou tieying, [J]. 2000, 25: 103.
- [7] L. Yuan, et al. [J]. Phys. Rev., 1998, E57: 4265.
- [8] XIE Zhi-xing, et al. [J]. CHIN. PHYS. LETT., 1998, 15: 813.