

# 海洋表层气泡运动规律的研究

刘慧开, 张劝华, 杨立

(海军工程大学 船舶与动力学院, 湖北 武汉 430033)

**摘要:** 建立了海洋表层气泡运动和半径变化的数学模型, 通过计算发现一定深度的气泡存在一个临界半径; 在一定初始深度气泡的半径小于临界半径时不能到达水面, 随着时间的增长, 气泡半径逐渐变小, 直至最终溶解; 气泡的半径大于临界半径时, 气泡随着时间的增长, 半径逐渐增大, 直至达到水面破碎; 气泡的初始深度不同, 其临界半径也不同; 半径在临界点附近的气泡的存活时间最长。对海洋表层气泡运动规律的研究对了解海洋表层气泡的分布规律有重要意义。

**关键词:** 气泡; 气泡浮升; 临界半径; 海洋

中图分类号: U661.71

文献标识码: A

文章编号: 1000-3096 (2009) 01-0034-05

在海面风力和海浪卷吸的作用下, 海洋表层会形成大量的气泡。海洋表层气泡的存在对海面与空气的汽水交换和传热都有重要的影响。很多实验和工程问题的解决都依赖于气泡在流体介质中的分布。如水下声波的传播、气象学、海洋表面化学、空化以及大气与海洋气体交换等过程中, 海洋浅表的气泡分布起着重要的作用。对海洋表层气泡的研究在军事上也有重要意义, 对于在海洋中行驶的舰船的舰首兴波、舰船外壳的湍流边界层和螺旋桨扰动要产生大量的气泡, 利用舰船尾流气泡数密度和分布与周围海水的差异, 可作为鱼雷自导的一种有效手段。而尾流中气泡的运动是海洋表层气泡运动变化和尾流综合作用的结果。

1973年, Garrettson使用波尔兹曼输运方程研究了气泡的动力学问题。1979年, Johnson等<sup>[1]</sup>利用全息技术测量了海水中的气泡数密度, 并提出了气泡数密度与海水深度的关系。1982年, Thorpe<sup>[2]</sup>研究了静水中微气泡的浮升速度, 并指出海水中的气泡比淡水中的更小、更不易溶解。1986年Miner等<sup>[3]</sup>使用拉格朗日方法, 研究了静压力变化和因气体扩散使气泡容积发生变化时气泡在静止流体中的浮升。1999年Carrica等<sup>[4]</sup>利用两相流多分散模型计算了舰船周围气泡的产生和近程尾流中气泡数密度分布。

研究海洋表层中气泡的运动规律是研究许多与海洋有关的试验与工程问题的基础。作者将研究海洋表层气泡半径和浮升运动速度随时间的变化

规律, 给出气泡的存活时间, 找出气泡数密度最多的气泡半径范围。

## 1 海洋表层气泡的运动规律

由于海面风力和海浪破碎的综合作用, 海洋表层会产生大量的气泡。在11~13 m/s风速的作用下, 海洋表层气泡产生的最大深度可达10 m, 而在4 m海水深处的气泡数密度最大<sup>[5]</sup>。

海洋表层中气泡的运动主要受浮升力、黏性阻力、虚拟质量力和Bsaet力等的影响, 在等温海洋环境中, 气泡的尺寸变化主要受流体静压力和气泡与海水间的质量传递的影响, 即气泡溶解的影响。由于虚拟质量力和Bsaet力主要对气泡加速运动初期有影响, 对上浮距离大于0.1 m, 气泡半径小于500 μm的微气泡, 可忽略气泡加速过程对气泡上浮速度的影响<sup>[6]</sup>。作者建立海洋表层中气泡运动和尺寸变化的数学模型。

### 1.1 海洋表层气泡浮升的平衡速度

作者可对海洋表层的气泡进行受力分析, 解出其受力平衡时的运动速度。

收稿日期: 2005-09-13; 修改日期: 2008-11-12

基金项目: 国防科技重点实验室基金项目(5144060103JB1101)

作者简介: 刘慧开(1977-), 男, 河北邢台人, 博士, 主要从事传热传质与热流体学方面的研究; 杨立, 通讯作者, 教授, 博士生导师,

E-mail: lyang39@hotmail.com

$$\frac{dv}{dt} = \frac{(f_b - f_d)}{\frac{4}{3}\pi r^3 \rho_a} \quad (1)$$

其中气泡受到的浮升力  $f_b$  为:

$$f_b = \frac{4}{3}\pi r^3 (\rho_w - \rho_a)g \quad (2)$$

气泡受到的阻力  $f_d$  为:

$$f_d = C_d \frac{1}{2} \rho_w v^2 \pi r^2 \quad (3)$$

将(2)和(3)代入(1)式得:

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\rho_w - \rho_a}{\rho_a} g - C_d \frac{3}{8} \frac{\rho_w}{r \rho_a} v^2 \quad (4)$$

其中  $\rho_w$ ,  $\rho_a$  分别为海水和空气的密度;  $v$  为气泡相对海水的运动速度;  $r$  为气泡的半径;  $C_d$  为气泡运动的阻力系数,  $t$  为时间, 其计算公式为<sup>[4]</sup>:

$$C_d = 24(1 + 0.15R_e^{0.687})/R_e \quad (5)$$

其中  $R_e = \rho_w v r / \mu$  为雷诺数,  $\mu$  为流体动力粘度。

在平衡条件下, 有  $dv/dt = 0$ , 由 (4) 式可得:

$$v = \sqrt{\frac{8g(\rho_w - \rho_a)r}{3C_d\rho_w}} \quad (6)$$

由 (6) 式可知, 在忽略密度随深度的变化时, 气泡浮升的平衡速度主要取决于气泡的半径, 而与气泡所处深度几乎无关。

海水密度、动力黏度与盐度、温度等有关, 取  $T=20\text{ }^\circ\text{C}$  时,  $\rho_a=1.207\text{ kg/m}^3$ ,  $\rho_w=1\ 027\text{ kg/m}^3$ ,  $\mu=1\times 10^{-3}\text{ Pa}\cdot\text{s}$  来计算速度和气泡半径的变化关系。

图 1 为气泡上升速度同气泡半径的变化关系图, 从图 1 可以看出随着半径的增加气泡平衡速度逐渐增加, 当气泡半径增加到  $1\ 850\ \mu\text{m}$  时, 其平衡速度已达  $30\text{ cm/s}$ , 这与实验数据是吻合的<sup>[7]</sup>。

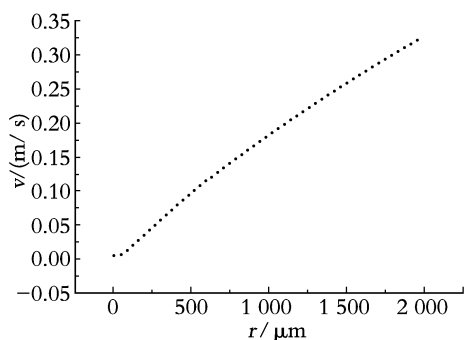


图 1 气泡上升速度和气泡半径之间的关系

Fig.1 Bubble ascending velocity vs bubble radius

## 1.2 海洋表层气泡尺寸变化规律

海洋表层的气泡可近似认为与环境海洋处于等温状态, 气泡的半径变化仅与气泡所处的环境压力和气泡的溶解速率有关, 由气体传质方程可得<sup>[4]</sup>:

$$\frac{dm}{dt} = 8(C_\infty - C_0)k^{2/3}|v|^{1/3}r^{4/3} \quad (7)$$

其中  $dm/dt$  为气泡的质量变化率;  $k$  为空气在水中的扩散率;  $C_\infty$  为空气溶解在水中的浓度,  $C_0$  为空气溶解在气泡表面的浓度。

单个气泡的质量为:

$$m = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho_a \quad (8)$$

对上式微分可得:

$$\frac{dm}{dt} = \frac{4}{3}\pi r^2 (3\rho_a \frac{dr}{dt} + r \frac{d\rho_a}{dt}) \quad (9)$$

气泡内的压力与气泡所处深度和气泡表面张力的关系为:

$$p = (-\rho_w gz + P_0 + \frac{2\sigma}{r})$$

其中  $z$  为气泡所处的深度,  $P_0$  为海面大气压力,  $\sigma$  为海水的张力。

视气泡内的气体为理想气体, 则气泡内空气的密度为:

$$\rho_a = (-\rho_w gz + P_0 + \frac{2\sigma}{r}) \frac{\rho_{a,0}}{P_0} \quad (10)$$

其中  $\rho_{a,0}$  为气体在海面处的密度。

将 (10) 代入 (9) 可得:

$$(4\pi r^2 \rho_a - \frac{8\rho_{a,0}}{3P_0} \pi r \sigma) \frac{dr}{dt} = 8(C_\infty - C_0)k^{2/3}|v|^{1/3}r^{4/3} +$$

$$\frac{4}{3}\pi r^3 \frac{\rho_{a,0}}{P_0} \rho_w g \frac{dz}{dt} \quad (11)$$

利用上式可计算气泡半径的变化, 其中右边第一项为气体溶解引起的气泡半径减小项, 第二项为气泡内压力变化引起的气泡半径增加项。

对于上浮的气泡有:

$$\frac{dz}{dt} = v \quad (12)$$

由于气泡半径的变化率与气泡运动速度  $v$  有关, 联立 (4), (11) 及 (12) 即可求出从某一初始深度气泡的位置、半径和速度随时间的变化关系。下面对不同初始水深处不同半径的气泡进行计算。

当气泡处在水下  $4\text{ m}$  深度时, 图 2~图 4 分别为初始半径为  $16\ \mu\text{m}$  的气泡位置、半径和速度随时间的变化关系。从图 2~图 4 可以看出, 随着时间的推移, 气泡半径逐渐变小, 到时间接近  $64\text{ s}$  时, 气泡最终溶解于水中, 此时气泡上升至水下  $3.991\text{ m}$  处。由于气泡的浮力随半径逐渐变小, 气泡的速度逐渐降低。这说明对于半径为  $16\ \mu\text{m}$  的气泡, 气体

溶解对气泡半径的影响比气泡内压力的变化对气泡半径的影响大。

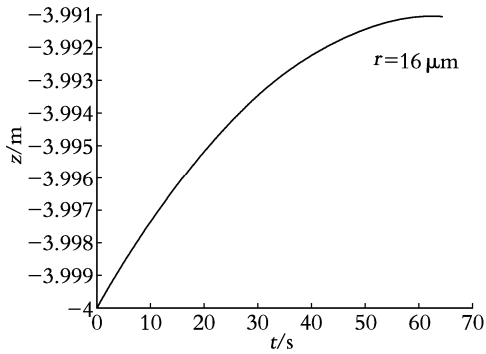


图2 气泡位置随时间的变化关系( $r=16 \mu\text{m}$ )  
Fig.2 Bubble position vs time ( $r=16 \mu\text{m}$ )

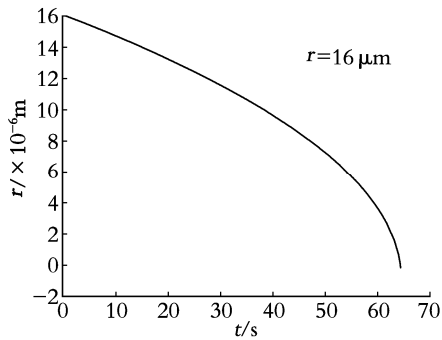


图3 气泡半径随时间的变化关系( $r=16 \mu\text{m}$ )  
Fig.3 Bubble radius vs time ( $r=16 \mu\text{m}$ )

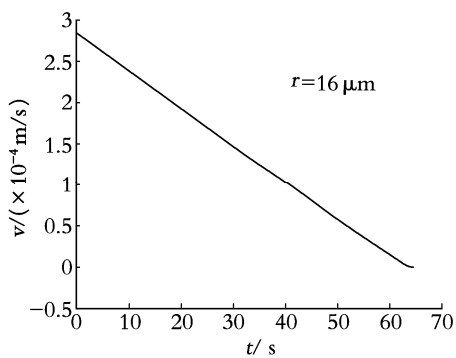


图4 气泡速度随时间的变化关系( $r=16 \mu\text{m}$ )  
Fig.4 Bubble velocity vs time ( $r=16 \mu\text{m}$ )

时间的推移, 半径逐渐变大, 当时间接近 42 s 时, 气泡半径增大至  $558 \mu\text{m}$ , 随后气泡上升至水面而破裂。这说明对于半径为  $500 \mu\text{m}$  的气泡, 气泡内气体压力的变化对气泡半径的影响要比气体溶解对气泡半径的影响大。

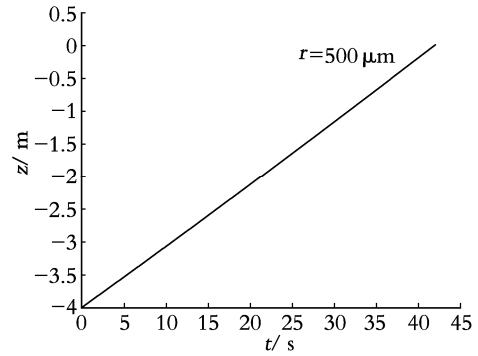


图5 气泡位置随时间的变化关系( $r=500 \mu\text{m}$ )  
Fig.5 Bubble position vs time ( $r=500 \mu\text{m}$ )

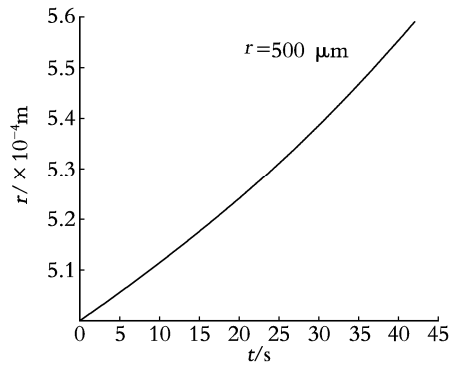


图6 气泡半径随时间的变化关系( $r=500 \mu\text{m}$ )  
Fig.6 Bubble radius vs time ( $r=500 \mu\text{m}$ )

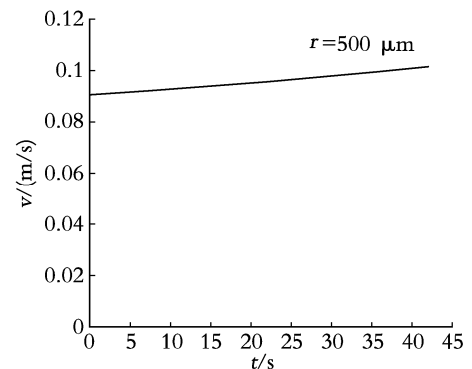


图7 气泡速度随时间的变化关系( $r=500 \mu\text{m}$ )  
Fig.7 Bubble velocity vs time ( $r=500 \mu\text{m}$ )

图 5~图 7 分别为初始半径为  $500 \mu\text{m}$  的气泡位置、半径和速度随时间的变化关系。从图 5~图 7 中可以看出, 与半径为  $16 \mu\text{m}$  的气泡不同, 随着

从图 2~图 7 得知较小的气泡随着时间的推

移, 其半径逐渐变小, 直至溶解。而对于半径较大的气泡, 随着时间的推移, 其半径逐渐变大, 速度逐渐升高, 直至达到水面而破裂, 由此可推测存在某一临界半径的气泡可正好到达水面。通过对不同半径的气泡进行计算, 发现在初始深度为 4 m 时其临界半径为 74.1  $\mu\text{m}$ 。小于此半径的气泡不能到达水面, 随着时间的推移, 它们逐渐溶解于水中; 大于此半径的气泡随着时间的推移, 它们的半径逐渐增大, 直至达到水面破碎。图 8 为半径小于 74.1  $\mu\text{m}$  的气泡在溶解之前所能浮升的最大深度, 从图 8 中可以看出半径为 74.1  $\mu\text{m}$  的气泡刚好能够达到水面。

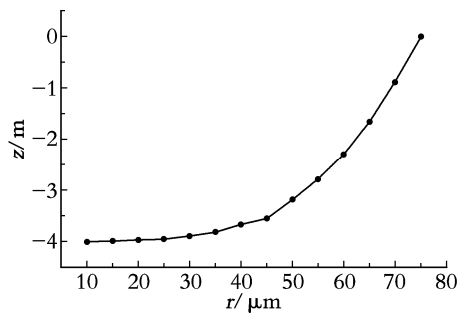


图 8 气泡的上升深度 (初始深度为 4 m)  
Fig.8 Bubbles' raising depth

分别对半径小于 74.1  $\mu\text{m}$  的气泡的存活时间和半径大于 74.1  $\mu\text{m}$  的气泡浮升到水面的时间进行描点, 如图 9 所示。从图 9 可以看出, 半径在 74.1  $\mu\text{m}$  左右的气泡的存活时间最长, 可达 1 228 s。

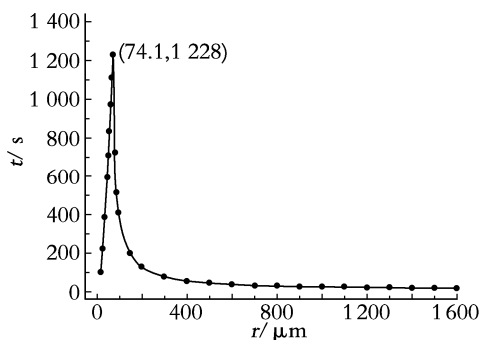


图 9 气泡的存活时间(初始深度为 4 m)  
Fig.9 Bubbles' lives time

当气泡的初始深度为 3 m 时, 通过计算可得出

此深度处的临界半径为 59.4  $\mu\text{m}$ 。图 10 表示了初始深度为 3 m 时半径小于 59.4  $\mu\text{m}$  的气泡在溶解之前所能达到的最大深度, 从图 10 中可看出半径等于 59.4  $\mu\text{m}$  的气泡刚好能够达到水面。

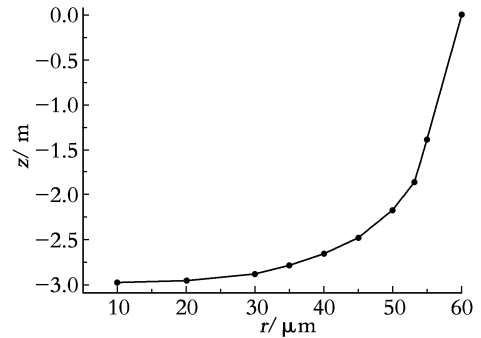


图 10 气泡的上升深度(初始深度为 3 m)  
Fig.10 Bubbles' raising depth

对半径小于 59.4  $\mu\text{m}$  的气泡的存活时间和半径大于 59.4  $\mu\text{m}$  的气泡浮升到水面的时间进行描点, 如图 11 所示。从图 11 可以看出, 半径在 59.4  $\mu\text{m}$  左右的气泡的存活时间最长, 可达 1 040 s。

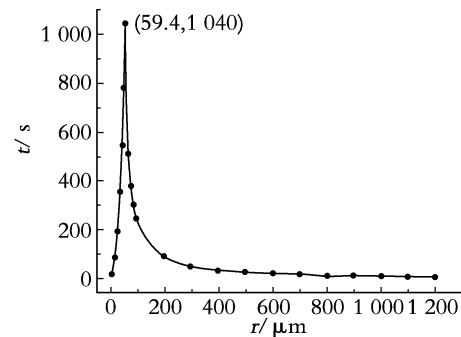


图 11 气泡的存活时间(初始深度为 3 m)  
Fig.11 Bubbles' lives time

当气泡的初始深度为 1 m 时, 同理可计算出此深度处的临界半径为 55.6  $\mu\text{m}$ 。图 12 表示了初始深度为 1 m 时半径小于 55.6  $\mu\text{m}$  的气泡在溶解之前所能达到的最大深度, 从图中可看出半径等于 55.6  $\mu\text{m}$  的气泡刚好能够达到水面。

对半径小于 55.6  $\mu\text{m}$  的气泡的存活时间和半径大于 55.6  $\mu\text{m}$  的气泡浮升到水面的时间进行描点, 如图 13 所示。从图 13 可以看出, 半径在 55.6  $\mu\text{m}$  左右的气泡的存活时间最长, 可达 586 s。

从图 8~图 13 得知,在不同初始深度处的气泡其临界半径是不同的;当初始深度变小时,其临界半径也相应地减小,临界半径附近的气泡的最大存活时间也减小;当初始深度分别为 1, 3 和 4 m 时,其相应的临界半径分别为 55.6, 59.4 和 74.1  $\mu\text{m}$ ,由此可推测出海水中气泡密度最大的气泡半径为 50~74  $\mu\text{m}$ 。

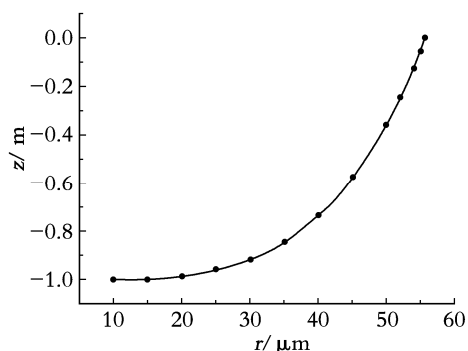


图 12 气泡的上升深度(初始深度为 1 m)  
Fig.12 Bubbles' raising depth

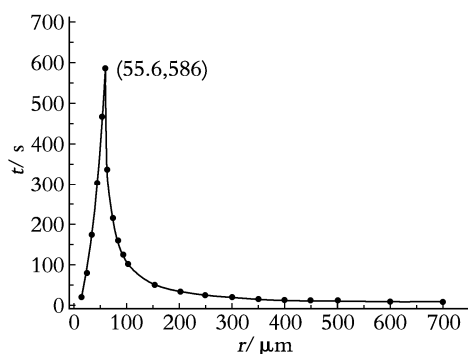


图 13 气泡的存活时间(初始深度为 1 m)  
Fig.13 Bubbles' lives time

## 2 结论

通过对海洋表层气泡运动规律的分析计算研究,可得出以下主要结论:随着半径的增加,气泡的平衡速度逐渐增大,当气泡半径达到 1 850  $\mu\text{m}$  时,其平衡速度已达 30 cm/s;在某一初始深度下,存在某一临界半径使得气泡可正好达到水面,当气泡的

初始深度为 4 m 时,其临界半径为 74.1  $\mu\text{m}$ ;小于此临界半径的气泡不能到达水面,随着时间的增长,它们的半径逐渐变小,直至最终溶解,大于此临界半径的气泡随着时间的增长,其半径逐渐增大,最终达到水面破碎;半径在临界点附近的气泡的存活时间最长,当气泡的初始深度为 4 m 时,其最大存活时间可达 1 228 s;不同初始深度的气泡的临界半径不同,当初始深度变小时,其临界半径也相应地减小,临界半径附近的气泡的最大存活时间也减小;对不同初始深度的气泡的临界半径研究可知,海水中气泡数密度最大的气泡半径为 50~74  $\mu\text{m}$ 。

### 参考文献:

- [1] Johnson B D, Cooke R C. Bubble populations and spectra in coastal waters: A photographic approach[J]. *Journal of geophysical research*, 1979, **84**(C7):3 761-3 766.
- [2] Thorpe S A. On the clouds of bubbles formed by breaking wind-waves in deep water and their role in air-sea gas transfer[J]. *Phil Trans R Soc Lond*, 1982, A304: 155-210.
- [3] Miner E W, Griffin O M. Near-surface bubble motions in sea water[R]. 华盛顿: 美国政府, 1986, AD-A168 395.
- [4] Carrica P M, Drew D A, Bonetto F J, *et al.* A polydisperse model for bubbly two-phase flow around a surface ship[J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1999, 25:257-305.
- [5] Kolovayev D A. Investigation of the concentration and statistical size distribution of wind-produced bubbles in the near-surface ocean [J]. *Oceanology*, 1976, 15:659-661.
- [6] 石晟玮,王江安,蒋兴舟,等.水中微气泡上浮过程的力学影响因子研究[J].*海军工程大学学报*, 2008, **20**(3): 83-87.
- [7] 张建生,孙传东,冀邦杰,等.水中气泡的运动规律和光学散射特性[J].*鱼雷技术*, 2000, **8**(1): 22-25.

(下转第 76 页)