

气泡的大振幅振动及其在声致发光和空化核聚变中的应用*

钱祖文[†]

(中国科学院声学研究所 声场声信息国家重点实验室 北京 100080)

摘要 评述了气泡大振幅振动方程,特别是 R-P 方程的来龙去脉,指出了该方程所存在的缺陷并对它进行了修正.将修正方程的数值解和 R-P 方程的数值解作了比较,在此基础上,对与气泡振动方程有关的应用(如声致发光和空化核聚变)情况作了分析.

关键词 气泡,空化,大振幅振动,声致发光,核聚变

Finite-amplitude vibration of a bubble and its applications in sonoluminescence and cavitation fusion

QIAN Zu-Wen[†]

(State Key Laboratory of Acoustics, Institute of Acoustics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract The theory and applications of a bubble undergoing finite-amplitude vibration is reviewed. In particular, certain open questions concerning the R-P equation are analyzed, and further developments in this area are presented. A comparison of new theoretical results with those obtained from the R-P equation is given. Some relevant applications (for example, sonoluminescence and cavitation fusion) are discussed.

Key words bubbles, cavitation, finite-amplitude vibration, sonoluminescence, fusion

1 引言

若液体中出现空腔,其中充以某种气(汽)体,则形成气泡.它们也许原来就存在于液体中,也可能是液体受到某种扰动所产生的,后者称为空化气泡.从热力学平衡的观点可知^[1],在一定的温度和压力下,液体中总是溶解一定量的空气(或别的气体),如果温度升高或压力降低,则空气逸出而形成气泡.例如在液体内部加热,不仅使溶解的气体逸出,而且使液体汽化,从而形成气体与蒸汽的混合汽泡.此外,根据伯努利定理,液体中的高速运动部分的压力低,能够形成空化.大功率激光或其他高速粒子入水,液体中的化学反应以及生命活动等都能产生空化.本文不打算讨论气泡的形成机理,主要是讨论气泡在声场作用下的有关性质,特别是它的大振幅振

动性质.

气泡的声学性质与其他学科紧密关联.当它作大振幅振动时,将声波的能量储存起来,在合适的条件下,其能量密度可以提高十几个数量级,从而实现了声致发光甚至有可能探索空化核聚变.声空化可以影响化学反应,从而成为一种触媒手段.在边界或在其他异物附近的气泡,有可能形成喷注,其尖端可以穿刺细胞,利用这种效应,有可能对细胞实行药物或基因注入,借以改进疗效.此外,水中气泡对水声兵器有很重要的影响,早已成为水声工作者的“必研”课题.

当气泡作小振幅振动时,它所满足的振动方程是二阶线性微分方程,可以得到解析解.可是实际碰

* 国家自然科学基金(批准号:10274090)资助项目

2003-05-30 收到初稿,2003-07-23 修回

[†] E-mail: qianzw@mail.ioa.ac.cn

到的气泡振动往往是大振幅的,更多地需要借助于数值解.本文介绍和评述气泡的大振幅振动理论研究,以及几个有关的应用.

2 气泡的小振幅振动

在处理气泡振动时,所谓(无限)小振幅是指它的体积变化与它的平衡体积(即相对体积变化)相比较是无穷小量.而小振幅振动理论仅在下述情况下成立.在整个振动过程中,其相对体积变化是无穷小量.

若小振幅条件满足,当气泡大小比声波波长小很多时,可以将它看成是一个阻尼振子,其广义阻尼常数为 b , 广义惯性质量为 m , 广义绝热劲度为 k_{ad} , 不计表面张力及蒸汽压力等的影响,气泡中的体积变化为 v , 并满足下述微分方程^[2,3]:

$$m\ddot{v} + b\dot{v} + k_{ad}v = -pe^{j\omega t}, \quad (1)$$

式中 p 为施加于气泡上的全部广义压力, ω 为角频率.在共振时,

$$f_r = \frac{\omega_r}{2\pi} = \frac{1}{2\pi R_0} \sqrt{\frac{3\gamma p_0}{\rho}}, \quad (2)$$

式中 p_0 是静压力, ω_r 是共振角频率, f_r 称为 Minnaert 共振频率.对于水中空气泡而言 $f_r = 320/R_0$, 其中 R_0 以厘米为单位, f_r 的单位为赫兹.值得一提的是,以体积变化为变量(1)式为线性的,但对于球形对称气泡而言,如果用瞬时半径作为变量,则(1)式成为非线性的.根据上述理论,可以证明,气泡的共振散射截面与它的几何截面之比为^[4]

$$\frac{\sigma_r}{\pi R_0^2} = \frac{4}{\delta^2}, \quad (3)$$

式中 δ 为液体中气泡的阻尼系数,其阻尼机理包括热阻尼、辐射阻尼和粘滞阻尼^[3],在通常情况下,热阻尼是主要的.对于水中空气泡而言,它是 0.1 的量级.由(3)式可知,在共振时,气泡的散射截面是它的几何截面的几百倍.

3 气泡的大振幅振动

所谓大振幅的“大”并不是大得了不得,只是相对于(无限)小振幅而言是“有限大”的意思,与液体相比较,气泡是一种顺性很大的振动元件,特别是在推动声压很高时,它的尺寸变化很大,例如在声致发光过程中,其半径的变化可以达到几十倍,这意味着它的体积变化是几千倍,显然,这远不满足小振幅

条件,致使微扰近似无能为力.另一方面,当气泡共振时,它的共振散射截面比它的几何截面大得多.这些事实表明,气泡振动这个课题原本属于非线性范畴的问题.

可以想象,水中气泡作非线性振动的过程如下:当这种液体中存在声场时,由于介质的非线性和运动的非线性,以及它们之间的相互作用,声场中的基波能量不断向(倍频和分频)谐波以及其他组合波成分转移.如果各个成分在此过程中获得的能量足以克服其本身的衰减(包括线性和非线性衰减),则它们有能量积累,从而使介质中的非线性成分愈来愈强,最终达到平衡,并施加于气泡之上.另一方面,由(2)式可知,大小一定的气泡有自己的共振频率,一个振动气泡其半径不断变化,在每一个瞬时具有一个瞬时共振频率,因而不断受到非线性声场的瞬时激励.可以证明,气泡表面的振动速度 V 与推动声压 p_a 有如下的关系^[5]:

$$V \propto p_a^n, \quad (4)$$

式中的 $n = (f_r/f)$, 即将气泡的共振频率除以声波频率并取整数.例如声波频率 f 为 26kHz 时,半径为 4.5 μm 的气泡,其共振频率为 f 的 27 倍.由此可见,在非线性振动的情况下,推动声压对气泡的振动影响极大.

研究气泡的大振幅振动是从液体中的方程组出发,将气泡表面作为动态边界,引入一定的假设,消去场变量,从而得到气泡表面振动的常微分方程(非线性的),下面将介绍气泡的大振幅振动理论研究的概况.

具有粘滞的流体力学方程组为^[1]

$$\rho \left\{ \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + (\mathbf{V} \cdot \nabla) \mathbf{V} \right\} = -\nabla p + \left(\xi + \frac{1}{3} \eta \right) \nabla \nabla \cdot \mathbf{V} + \eta \nabla^2 \mathbf{V}, \quad (5)$$

式中 ρ 是液体的密度, \mathbf{V} 是速度场, p 是压力, ξ 是液体的体积粘滞系数,对于单原子气体(例如惰性气体),它为零, η 是液体的切变粘滞系数.连续性方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0. \quad (6)$$

在一般情况下,上述方程是空间三维的,而在三维情况下,求解非线性方程其麻烦程度是可以想象的.另一方面,在研究声致发光和空化核聚变的情况下,总是希望能量积聚达到最大,而非球形振动的气泡其聚能效果不太理想.故在上述情况下,总是要求气

泡作球形对称振动,因此,在处理这类问题时,认为所有场变量只依赖于径向变量,即认为

$$V = i_r u(r, t), \quad (7)$$

式中 i_r 是沿 r 方向的单位向量.从(5)式和(6)式出发,引入所谓辐射假设,用气泡表面作为边界条件,从而将非线性偏微分方程化为气泡半径随时间变化的常微分方程.

相对于气泡而言,可以认为液体是不可压缩的,因而存在速度势,它满足拉普拉斯方程,其解为

$$\varphi = -\frac{R^2}{r} \dot{R}, \quad (8)$$

式中 R 和 \dot{R} 是气泡的瞬时半径和它的表面瞬时速度, r 是以气泡中心为原点的径向变量(距离).这个结果表明,在这种情况下,伴随着气泡振动的液体没有辐射.合并(5)–(8)式,不计液体的粘滞性,得到

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{\mu(R) - p_\infty}{\rho_0}, \quad (9)$$

式中 \ddot{R} 是气泡表面的加速度, $\mu(R)$, p_∞ 和 ρ_0 分别为气泡表面的全部压力、距离气泡表面无穷远处的压力和液体静密度.瑞利研究了液体中真空腔的坍塌情况^[6],这时 $\mu(R) = 0$, p_∞ 是静压力 p_0 ,忽略表面张力和粘滞力,认为在振动过程中能量守恒,得到

$$\dot{R}^2 = \frac{2p_0}{3\rho_0} \left(\frac{R_m^3}{R^3} - 1 \right), \quad (10)$$

式中 R_m 是气泡的最大半径.通过代入可知(10)式是(9)式的严格解.对上式积分,瑞利研究了气泡的坍塌时间,关于该问题的细节请参阅文献[1].

尽管液体的压缩性很小,但当运动的马赫数 M 较大时,由于运动非线性和介质非线性的相互作用,会出现时间和空间的积累,致使振动气泡是有辐射的,即液体的压缩性不可忽略,因而辐射假设需要修正.许多作者^[7-10]引入了下述小振幅球面波的辐射条件

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + c_0 \frac{\partial}{\partial r} \right) (\chi r \varphi) = 0, \quad (11)$$

c_0 是液体中声波的小振幅声速.在马赫数比 1 小很多时,由(5)–(8)式以及(11)式得到

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R}^2 = \frac{1}{\rho_0} \left\{ \frac{R}{C_0} \frac{d(p - p_\infty)}{dt} + p - p_\infty - \frac{2\sigma}{R} - \frac{4\eta\dot{R}}{R} \right\}, \quad (12)$$

上式中的 $p_\infty = p_0 - p_a \sin \omega t$, p_0 是静压力, p_a 是推动声压的振幅, ω 是频率, p 是气体压力,其表达式取决于气体的物态方程.右端的第三项是表面张力,第

四项是切变粘滞力,它们是以“想当然”的方式得到的(其推导细节见文献[11]).特别是粘滞力是根据单原子气体模型的应力方程求得,即不计体积粘滞的贡献.这类形式的方程是由 Trilling, Herring (TH)和 Flynn (F)等人分别导出精度不同的方程,将(12)式的形式称为 F 型方程,而 TH 型的方程精确到 M 的一次方,因篇幅关系,这里未列出.依据 TH 形式的方程,当 M 较大时,会出现“负惯性”的麻烦^[12].也许是为了纪念 Rayleigh 和 Plesset 在气泡振动方面所做出的贡献,将方程(12)命名为 R-P 方程.

辐射方程(11)式假设气泡辐射小振幅球面波,这在距离气泡很远的地方是正确的.但在其表面附近这个修正是不够的,从而必须考虑非线性效应. Kirkwood 和 Beth (KB)假设运动焔以简单波的形式传播,应用这样的辐射修正, Cole 和 Girmore 导出了相应的气泡振动方程,应用 Tait 方程作为水的物态方程,研究了气泡振动,因篇幅关系,这里不详细讨论,有兴趣者请参阅文献^[1,13].

根据上述讨论可知, R-P 方程有如下的缺陷^[14].第一,可用的马赫数较小(比 1 小很多),通过数值计算可知,当气泡半径达到它的最小值时(在这个值的附近气泡发光,甚至可能产生核聚变),其马赫数往往大于 1,甚至远大于 1.第二,忽略了液体的体积粘滞,由液体中的声吸收可知,对于大多数液体(例如水)而言,其体积粘滞成倍地大于切变粘滞^[15,16].第三, THF 辐射修正未考虑气泡辐射的有限振幅效应,而 KB 修正,即“运动焔”以简单波的形式传播这个假设需要进一步证明.第四,上述方程是在欧拉系中推导的,这可能会产生“域交叉”现象,例如在气泡扩张时,某个区域原本为液体所占用,在下一个时刻可能被气体所占有.相反,在气泡压缩时,某个区域开始充溢气体,在以后的时刻可能被液体占有.考虑到这些,文献[14]作了如下的修正:(1)认为气泡辐射 Reimann-Earnshaw 简单波,即

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + (c + u) \frac{\partial}{\partial r} \right] (\chi r \varphi) = 0, \quad (13)$$

式中 c 称为液体中的局部声速, $u = u(r, t)$ [见(7)式](2)为了避免“域交叉”效应,将参考系选在气泡表面(3)考虑了体积粘滞的贡献,最终得到一个振动方程,因公式较长,略去不写[见文献[14]的(5)式].这个方程的粘滞项和惯性项与 R-P 方程有明显的差别,避免了 R-P 方程的上述缺陷,可以用于高马赫数的情况.

4 数值解

应用水的物态方程(Tait 方程)对水中气泡作数值计算^[14], 气泡初始半径 $R_0 = 4.5 \mu\text{m}$ $p_0 = 1 \text{atm}$ $p_a = 1.35 \text{atm}$ $f = 26 \text{kHz}$. 图 1 给出气泡振动的瞬时半径与时间的关系, 其中实线表示 R - P 方程的解, 虚线表示文献 [14] 的(5)式的解. 由图 1 可见, 前者的最大半径几乎是后者的一半, 而且振动有反弹, 但后者没有. 在相同的最小半径的情况下, 图 2 描绘了气泡振动速度与时间的关系. 图 2(a)是 R - P 方程的结果, 图 2(b)是文献 [14] 的(5)式的结果. 图 3 表示加速度随时间的变化. 显然, 图 3(a)最大速度和最大加速度都比图 3(b)小几个数量级. 进一步的研究表明^[17], 当推动声压低到 1.18atm 时, 则出现严重反弹(而 R - P 方程的解总是有反弹), 其最大速度和最大加速度则减小了几个数量级, 似乎不利于发光; 另一方面, 气泡不反弹表明绝大部分动能转化为气泡内部的位能, 从而有利于发光. 由数值计算可知[比较图 2(a)和图 2(b)], 反弹气泡的最大动能很小, 不利于发光, 故文献 [14] 的(5)式将发光声压降低到 1.2atm 以下. 近年来, 在低声压(低于 1.2atm)下已经观察到了声致发光^[18]. 值得提一下, 在气泡坍塌到最小半径附近, 马赫数比 1 大得多, 这时 R - P 方程根本就不能应用, 但到目前为止, 大部分声致发光理论研究中都应用了这个方程(有关论文见文献 [12] 的参考文献). 图 4, 5, 6 给出了 $R_0 = 4.5 \mu\text{m}$ $p_0 = 0.1 \text{atm}$ $p_a = 15 \text{atm}$ $f = 26 \text{kHz}$ 时的气泡振动情况. 分别是气泡半径对时间的图示, 速度和加速度对时间的图示, 类似于图 2(a)和图 3, 只不过数值要大得多, 因篇幅有限而略去. 结果表明, 气泡振动出现三个峰, 在最小半径邻近, 最大速度和加速度其持续时间很短, 仅为皮秒的量级, 在这种情况下, 即使有核聚变产生, 如果测量设备的响应时间仅是纳秒的量级, 预计测到的信号将是很微弱的, 这也许是文献 [19] 的作者测量到的中子数很低的原因^[14].

5 几点讨论

当气泡作对称振动时, 液体中质点振动速度由(7)式描述, 即所有质点都沿着以气泡中心为原点的矢径上运动, 因而运动是无旋的. 利用数学式 $\nabla \times \mathbf{V} = \nabla \nabla \cdot \mathbf{V} - \nabla^2 \mathbf{V}$, 将(7)式代入得到 $\nabla \nabla \cdot \mathbf{V} =$

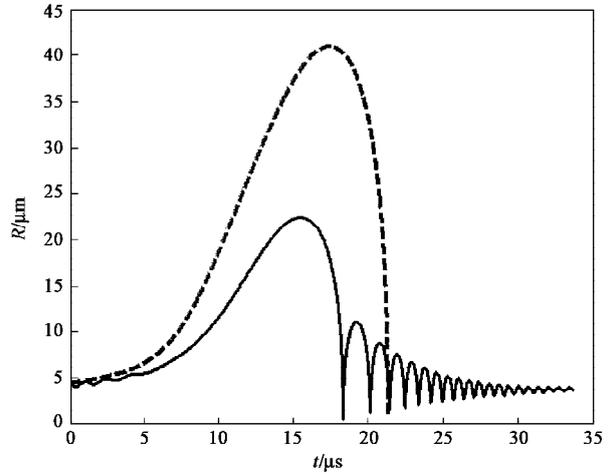


图 1 气泡半径 R 与时间的关系
(虚线: 文献 [14] 中(5)式的解, 实线: R - P 方程的解)

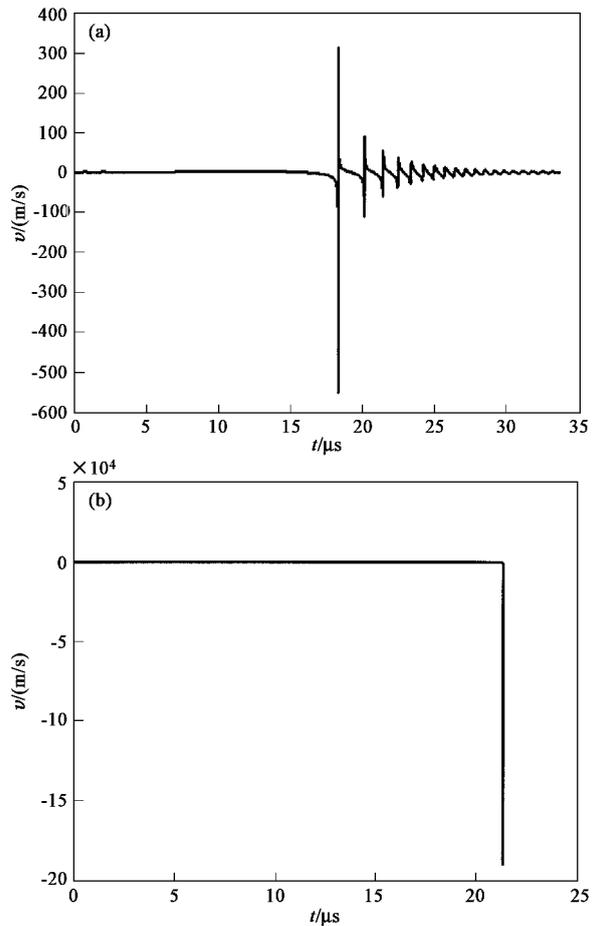


图 2 气泡表面速度与时间的关系
(a) R - P 方程的结果 (b) 文献 [14] 中(5)式的解

$\nabla^2 \mathbf{V}$, 如果对液体再作不可压缩假设, 则它的两端成为恒等于零的式子. 因而(5)式退化成为理想流体的欧拉运动方程式, 这就产生了一个所谓 Poritsky 佯谬(见文献 [11]), 即在粘滞流体中, 粘滞对流体

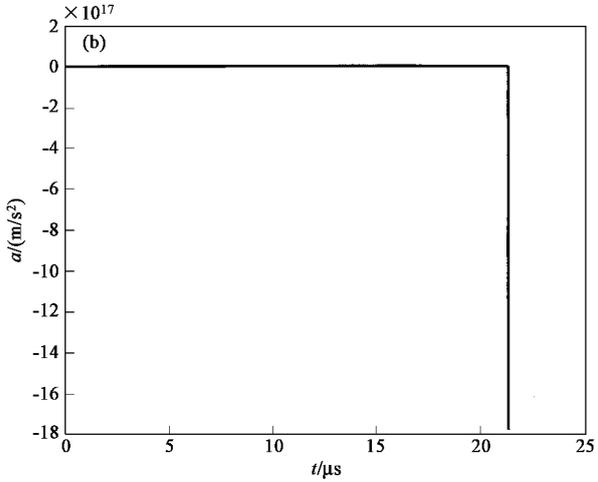
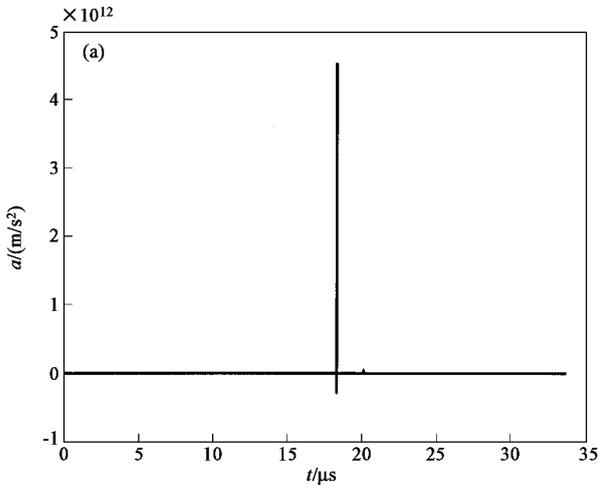


图3 气泡表面加速度与时间的关系

(a) R-P 方程的结果 (b) 文献 14]中(5)式的解

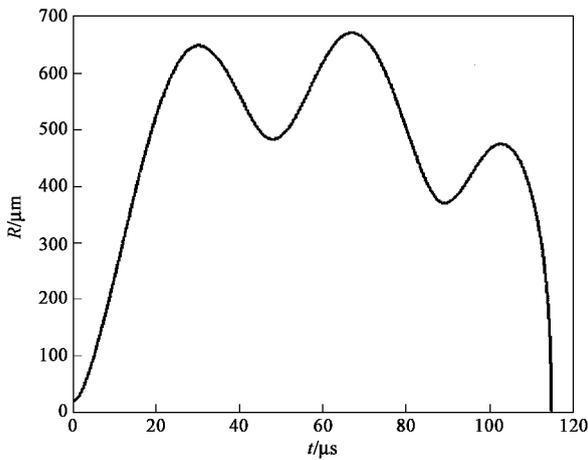


图4 气泡半径与时间的关系(文献 14]中(5)式的解)

运动没有影响. 合理的解释只有一个,即在不可压缩流体中不可能只产生纯径向运动,或者说,这两个假设不能同时成立,否则就会产生上述悖论(详细讨论见文献 1]).为了进行粘滞修正,人们采用了单

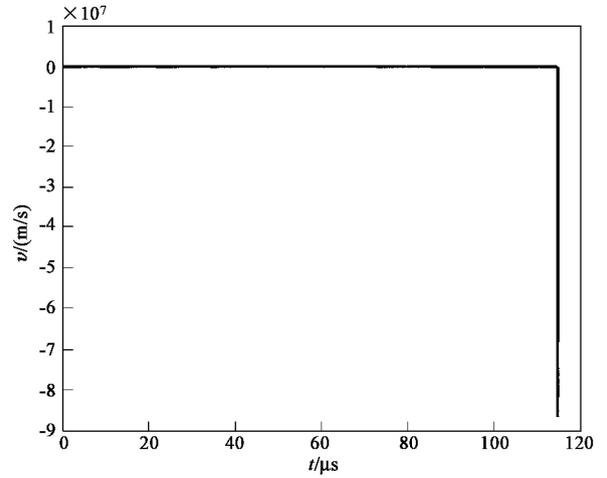


图5 气泡表面速度与时间的关系(文献 14]中(5)式的解)

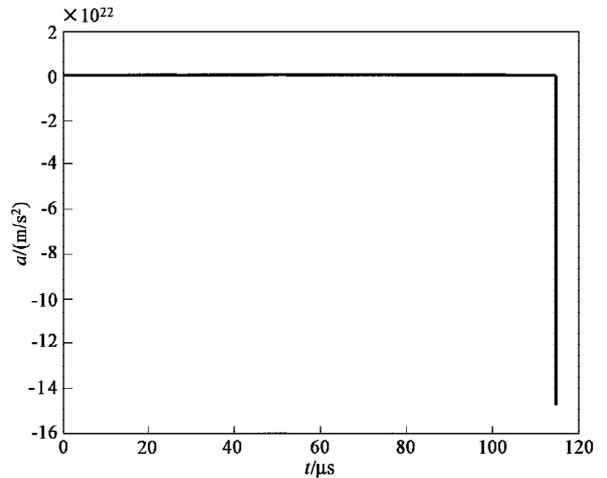


图6 气泡表面加速度与时间的关系(文献 14]中(5)式的解)

原子气体的应力方程(忽略体积粘滞的贡献,这在文献 11]中有详细推导过程),并以“想当然”的方法在 R-P 方程中引入了粘滞修正项.而(14)式避免了上述麻烦,给出了严格的结果.如所周知,单原子气体的应力方程给出的声吸收理论,即所谓经典的斯托克斯吸收公式,对于水而言,它只给出测量值的 1/3.而由严格理论(5)式导出的吸收公式^[19],利用测量数据,能够给出水的体积粘滞系数近似地等于切变粘滞系数的 8/3 倍^[16].

在 TH 形式的方程中(因篇幅关系,该方程未列出),其惯性项是 $1 - 2M$,当 $M > 1/2$ 时,会出现所谓“负惯性”现象^[12],而在文献 14]的(5)式中,此现象被消除.

值得提一下,在研究声致发光问题时,人们提出所谓精馏扩散(rectified diffusion)的概念,应用了 R-P 方程,得到了气泡的平衡半径.由本文的图 1,

2,3 可知,两个方程得到的最大半径、最大速度和加速度等有明显的差别,可以预计,气泡的平衡半径等物理量将有差别。

参 考 文 献

- [1] 钱祖文. 非线性声学. 北京:科学出版社,1992[Qian Z W. Nonlinear Acoustics. Beijing: Science Press, 1992(in Chinese)]
- [2] Minnaert M. Phil. Mag. , 1933 , 26 : 235
- [3] Devin J R , Charles J. Acoust. Soc. Am. , 1959 , 31 : 1654
- [4] 柏格曼 P G 等著. 水声学物理基础. 北京:科学出版社, 1958
- [5] Qian Z W. Chinese Physics , 2001 , 10 : 636
- [6] Rayleigh Lord. Phil. Mag. , 1917 , 34 : 94
- [7] Plesset M S. J. Appl. Mech. , 1949 , 16 : 277

- [8] Trilling L. J. Appl. Phys. , 1952 , 23 : 14
- [9] Flynn H J. Acoust. Soc. Am. , 1957 , 57 : 1379
- [10] Plesset M S , Chapman R B. J. Fluid Mech. , 1971 , 47 : 283
- [11] Leighton T G. The Acoustic Bubble. Academic Press , 1994
- [12] Barber Bradley P *et al.* Physics Reports , 1997 , 281 : 65
- [13] Girmore F R. The Growth of Collapse of a Spherical Bubble in a Viscous Compressible Fluid. Inst. Tech. Rept. , 1952 , No. 26 - 4
- [14] Qian Z W , Xiao Ling. Chinese Physics Letters , 2003 , 20 : 80
- [15] Markham J J *et al.* Rev. Mod. Phys. , 1951 , 23 : 353
- [16] Qian Z W. J. Sound and Vibration 1998 , 211 : 791
- [17] Qian Z W *et al.* (to be submitted)
- [18] Pecha B *et al.* Phys. Rev. Lett. , 1998 , 81 : 717
- [19] Kinsler Lawrence E *et al.* Fundamentals of Acoustics(3rd ed.). John Wiley & Sons , Inc. , 1982



· 物理新闻和动态 ·

2003 年度重大科学成就—— γ 暴 : 大质量恒星的死亡

γ 射线暴(简称 γ 暴)是宇宙中最剧烈的爆发事件,从 20 世纪 60 年代末被发现以来,它的起源问题就一直迷惑着人们.今年在 γ 暴研究上取得了几个突破性的进展,其中最重要的一个是直接确认了 γ 暴与超新星的关联,最终证实了 γ 暴起源于大质量恒星的死亡.这一重大发现被 Nature 和 Science 两个杂志同时评选为 2003 年度的十大科学成就之一.

γ 暴与超新星关联的可能性最早是受启发于对 GRB 980425(表示 1998 年 4 月 25 日爆发的 γ 暴)的余辉观测.在暴后几小时,人们对该暴的卫星定位天区进行光学对应体搜寻时,却发现了一颗正在爆发的超新星,后命名为 SN 1998bw.它比较奇特,爆发能量比通常超新星要大几十倍.接着,对后来几个 γ 暴的余辉观测使人们进一步相信 γ 暴与超新星的关联.一般地, γ 暴的光学余辉表现为流强随时间幂率地衰减,但是有几个暴,特别是近红移的暴,其光学余辉在衰减到十几天以后重新增亮,而且这时候连续谱也发生变化,比通常余辉要偏红.人们认为这是因为在余辉辐射成分以外存在一个超新星的辐射成分,后期当超新星占了主导地位时就显现出来了.但是以上的证据都只是 γ 暴与超新星关联的间接证据,不能充分证明 GRB 980425 没有观测到余辉,不能进一步精确定位,与超新星的空间方向一致不能排除是巧合,余辉后期的红化“鼓包”也可以另外解释为周围尘埃物质对余辉的散射.今年,对 GRB 030329 光学对应体的光谱观测才最终地、直接地给出了关联的证据.

GRB 030329 首先是被美国宇航局的 HETE - 2 卫星所探测、定位的,其坐标在互联网上及时公布使得地面的望远镜可以很快地跟踪观测,导致 90 分钟以后发现了它明亮的光学余辉.欧洲南方天文台的 VLT 望远镜很快测量出它的红移

为 0.167,意味着这是迄今为止所知道的除 GRB 980425 之外最邻近的 γ 暴.由于其余辉较明亮且衰减慢,使得它成为目前余辉研究中最为详尽的一个.对于这么小的红移,人们预先已经预计在后期余辉可能会显示出超新星的辐射成分,所以用大型光学望远镜对它的光谱进行连续的观测.果然在一个星期以后,当余辉的鼓包仍不明显的时候,光谱就已经逐渐由平滑的幂率谱呈现出越来越明显的超新星谱线特征,最后完全成为 Ib 型超新星的光谱.这个超新星被命名为 SN 2003dh,其光变曲线、光谱的轮廓和演化都与 SN 1998bw 非常一致,因而也支持了原先的 GRB 980425/SN 1998bw 关联.光谱是超新星的直接证据,从而也是 γ 暴起源于大质量恒星死亡的直接证据.由 γ 暴与超新星的同时爆发可以猜测爆发的图象为:恒星中心在相反的两个方向喷出极端相对论的、成束的能量或物质流,形成张角很小的喷流,其中电子一旦获得加速并进行高能辐射便产生 γ 暴,而喷流物质继续向周围介质膨胀形成冲击波,并加速介质物质产生余辉辐射;与此同时,其他更多的物质在更大的角度上,甚至四面八方地以约 1/10 的光速膨胀,表现为超新星,其辐射能源一般认为来自物质中放射性元素的衰变.

由 GRB 030329/SN 2003dh 关联的发现,最保守地也可以说部分长时标的 γ 暴是起源于超新星爆发,但是这其中仍然有许多的具体过程不清楚,比如喷流的形成、粒子的加速、辐射的过程,甚至核心塌缩后中心形成的是黑洞还是中子星也不清楚,有待人们进一步的研究.2001 年神舟 2 号搭载的 XD 探测器在半年的运行中探测到了 30 多个 GRB 事件,其中 10 多个为国际上别的观测所证实.另外,我国西藏羊八井实验也在寻找 TEV 能区可能的 GRB.

(中国科学院高能物理研究所粒子天体物理中心 黎卓)