



声致发光的计算

李朝辉^①, 安宇^{①②*}

① 清华大学物理系, 北京 100084;

② 中国科学院声学研究所, 北京 100190

* 联系人, E-mail: anyuw@tsinghua.edu.cn

收稿日期: 2008-04-08; 接受日期: 2008-05-30

国家自然科学基金资助项目(批准号: 10674081, 10434070)

摘要 改进了单气泡声致发光均匀模型, 新模型包含了热扩散、水蒸气扩散和化学反应应用来描述气泡动力学, 而电子-原子韧致辐射, 电子-离子韧致辐射和复合辐射, 电子对原子或分子的附着辐射以及 OH 基和 Na 原子的线谱辐射过程用来计算光发射. 利用该模型计算光脉冲宽度、单次发光光子数、连续光谱和线状光谱以及化学反应气体产物, 并且尝试与所有可利用的实验数据做比较. 对于氩或氙气泡的许多情形, 我们的计算与观察结果符合得很好, 但气泡单次发光光子数与实验数据无法符合. 我们还发现对于氦气泡, 计算的光子数总是太少, 无法解释观察到的结果.

关键词

声致发光
韧致辐射
附着辐射
线谱
碰撞展宽

水中一个陷在超声驻波速度节点的气泡可以膨胀和收缩, 在合适的条件下发光, 这就是单气泡声致发光^[1,2]. 在一个声波周期发光一次, 闪光严格同步. 根据气泡内气体种类的不同^[3], 声致发光的典型脉冲宽度通常在 50~300 ps. 尽管有大量关于脉冲宽度和发光强度的实验数据, 但没有得到很好的解释, 直到一个简单模型揭示出光发射贡献主要来自于韧致辐射和复合辐射^[4]. 这个简单模型在某种程度上很好地定量解释了氩气和氙气单气泡声致发光数据. 另一方面, 这个简单模型由于遗漏了水蒸气效应而引起了很大的争议. 水蒸气效应戏剧性地降低气泡内的最高温度, 得到了实验^[5]和理论计算^[6-8]的确认, 证明是非常重要的, 在单气泡声致发光过程中不能忽略. 通常, 如果计算中包含了水蒸气效应, 单纯用韧致辐射和复合辐射不能产生足够多的光子, 不像实验观察到的那样多^[9-12].

单气泡声致发光的机理研究怎么会出现如此混乱的状况呢? 除了问题本身的复杂性, 可能与不同

的研究者参照不同的实验数据有关. 简单模型引用的实验数据是脉冲宽度即半高宽相对发光强度和氩气泡脉冲半高宽相对声致发光波长. 这个模型遗漏水蒸气效应以后的计算结果再现大部分测量数据. 而其他批评简单模型的研究者经常引用声致发光光子数^[9-12]. 在这个意义上, 我们可以认为与脉冲半高宽相关的实验数据和观察到的声致发光光子数表现不同的单气泡声致发光特性. 当然还有其他观测值, 如单气泡声致发光脉冲形状和辐射功率光谱, 这些在研究发光机理时也是很重要的. 通过考虑水蒸气效应改进这个简单模型, 尝试数值计算不仅解释那些与脉冲半高宽相关的实验数据, 还有那些声致发光光子数、连续光谱和线状光谱, 这也许是有意义的.

像 OH 基的 310 nm 谱线和 589 nm 附近的钠线过去经常是在多气泡声致发光中明显可见, 但不出现在单气泡声致发光光谱中^[13], 这曾被认为是单气泡和多气泡发光的典型区别. 但是在新近的实验中, 在暗的单气泡声致发光观察到这两个谱线^[14,15], 这个

结果建议无论单气泡还是多气泡声致发光都归于相同的发光机理, 唯一的不同是温度, 出现线谱意味着较低温度^[16]. 在本模型, 我们考虑碰撞引起的线谱展宽, 对于不同驱动声压尝试计算 310 nm附近OH基的谱线, 对于不同浓度的NaCl 溶液计算 589 nm附近钠线.

1 计算模型

我们应用化简的气泡动力学模型, 类似于文献[17]提出的模型, 假设气泡内压强、温度和气体密度是均匀的, 而水的相变, 即气泡内水蒸气可以在界面凝聚, 水可以在界面蒸发进入气泡内部, 以及气泡内气体与周围液体之间的热交换、化学反应和电离过程都考虑在内. 尽管均匀模型能节省许多计算时间, 但它是粗略的简化. 我们选取这个近似的一个原因是, 要完成对大量实验数据的计算, 这个近似方法可能是唯一现实的途径. 另一个原因是为了与采用同样近似的简单模型的计算结果比较.

气泡壁的运动由RP方程^[18]或稍微改进的RP方程支配. 不同的方程使气泡运动稍微不同, 但导致气泡动力学结果产生相对较大的差异^[19]. 哪个气泡运动方程形式可能是最合适的候选是一个未解决课题. 在这里我们规避这个讨论, 选取最简单形式的RP方程用于本模型, 这个方程是

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2}\dot{R} = \frac{1}{\rho_l}(p_g - P_a - P_0) + \frac{R}{\rho_l c_l}\dot{p}_g - 4\mu\frac{\dot{R}}{R} - \frac{2\sigma}{R}, \quad (1)$$

这里 p_g , P_a 和 P_0 分别是气泡内气体压强、外声压和环境压强, σ , μ , c_l 和 ρ_l 分别是表面张力系数、黏滞系数、声速和周围液体密度, R 是气泡半径.

关于气泡内气体热力学, 热和质量通过界面的扩散, 利用文献[17]所列的公式, 改进了在界面热扩散和质量扩散的特征长度. 原来这两个特征长度由下式估算:

$$l_{\text{diff}} = \min\left(\sqrt{\tau D}, \frac{R}{\pi}\right), \quad (2)$$

$$l_{\text{th}} = \min\left(\sqrt{\tau \chi}, \frac{R}{\pi}\right), \quad (3)$$

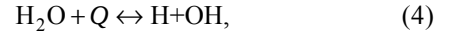
其中 χ 表示热扩散性, D 是有效二组分扩散常数, 而特征时间 τ 设定为 $R/\dot{R}$, 它更像是与气泡运动有关的时间参数, 而不是与扩散相关. 通常, 热扩散和质量

扩散依赖于分子运动, 所以更合理的选择是设定这个特征时间 τ 为 $R/\pi v$, 其中 v 是分子平均热运动速度, 而 π 仅仅是为了调整这个值不要过大.

$$v = \sqrt{8kT/\pi m_{12}},$$

其中 k 是 Boltzmann 常数, m_{12} 是水分子和惰性气体分子约化质量, T 是气泡内部温度.

当气泡进入剧烈的压缩相时, 气泡内水蒸气将分解. 有许多化学反应可能与这个分解有关, 但为了简便, 这里只考虑 4 个主要过程:



其中 Q 表示反应热. 本文计算应用质量作用定律^[20]. 对于每个反应 $\text{A} + \text{Q} \leftrightarrow \text{B} + \text{C}$, 如下公式成立:

$$K = \frac{n_B n_C}{n_A}, \quad (8)$$

其中 n_i 表示第 i 组分粒子数密度, K 是平衡常数可以利用标准热化学方法计算^[20,21]. 对于高密度气体, 改进的平衡常数可以写成

$$K_m = K \left(1 - \frac{Nb}{V}\right) e^{\frac{Nb}{V - Nb}}, \quad (9)$$

其中 N 是气泡内总粒子数, V 是气泡体积, b 是 van der Waals 排斥体积. 更详细的描述可以在文献[22]中找到.

气泡加热到高温, 气泡内气体可能部分的电离, 并且突发闪光. 电离的电子是主角. 像简单模型^[4]一样, 本文的计算中包含了电子-离子韧致辐射和复合辐射及电子-原子韧致辐射. 此外, 电子对一些化学反应产物的附着辐射, 如O或H原子和O₂ 或OH分子, 也对光发射有贡献^[21,23], 这可以认为是水蒸气效应的一部分. 电子-离子韧致辐射和复合辐射公式引自文献[4], 电子-原子韧致辐射和附着辐射公式引自文献[21,23].

对于单气泡声致发光线状光谱, OH基的 $A^2\Sigma^+ \rightarrow X^2\Pi_i$ 电子态跃迁可能是有趣的. 由于每个电子态都有大量的振动和转动态, 谱线扩展为谱带. 考虑从振动和转动量子数分别是 v 和 J 的激发态 $\text{OH}^* (A^2\Sigma^+)$

到 v' 和 J' 的 $\text{OH}(X^2\Pi_i)$ 态的跃迁, 这个激发态通过化学反应 $\text{O} + \text{H} + \text{M} \rightarrow \text{OH}^* + \text{M}$ (M 是另外粒子) 激发^[24], 则这个跃迁的辐射功率^[25]可以写为

$$P_{vJ,v'J'} = k_r n_{\text{O}} n_{\text{H}} n_{\text{M}} V f \frac{(2J+1)e^{-E(v,J)/kT}}{Q_{v,J}} \times A_{vib}^{vv'} A_{\text{rot}}^{JJ'} h\nu_{vJ,v'J'}, \quad (10)$$

其中 k_r 是反应率系数, n_i 是第 i 组分粒子数密度, V 是气泡体积, f 是估计碰撞淬灭的因子^[7], Q_{vJ} 是配分函数, $E(v, J)$ 是振动和转动态 (v, J) 的能量. 振动部分跃迁几率 $A_{vib}^{vv'}$ 可以在文献^[26]找到, 转动部分 $A_{\text{rot}}^{JJ'}$ 通过 Hönl-London 公式^[25]计算. $h\nu_{vJ,v'J'}$ 是光子能量.

由于发光气泡内是高压、高密度和高温, 光谱线强度分布可能是 Lorentz 轮廓^[27], 所以我们得到 OH 分子的单位频率间隔辐射功率为

$$P(\nu) = \sum_{vv', JJ'} P_{vJ,v'J'} g_{vJ,v'J'}(\nu), \quad (11)$$

其中 ν 是光频率, $g_{vJ,v'J'}(\nu)$ 是 Lorentz 分布函数:

$$g_{vJ,v'J'}(\nu) = \pi \frac{\Delta\nu/2}{(\nu - \nu_{v'J''})^2 + (\Delta\nu/2)^2}. \quad (12)$$

对于碰撞展宽^[27]:

$$\Delta\nu = \sigma_0 v_0 n / \pi, \quad (13)$$

其中 σ_0 是碰撞截面, v_0 是平均相对速度, n 是总粒子数密度. 我们简单地利用分子直径计算碰撞截面. 对于共振展宽^[27]:

$$\Delta\nu = 50 \frac{n_{\text{OH}} f_a}{v_{v'J''}}, \quad (14)$$

其中 n_{OH} 是 OH 分子数密度, f_a 是吸收振子强度.

钠线的计算要简单得多, 因为这里没有振动和转动结构, 则 589 nm 附近辐射功率为

$$P_{10} = N_1 A_{10} h\nu_{10}, \quad (15)$$

其中 N_1 是这个激发态上 Na 原子数目, 可以近似估算为

$$N_1 = \frac{N e^{-\Delta E/kT}}{1 + e^{-\Delta E/kT}}, \quad (16)$$

其中 ΔE 是激发态相对基态的能量, Na 原子的这个激发态平均寿命是 $\tau = 1.66 \times 10^{-8}$ s, 则跃迁几率为^[26]

$$A_{10} = \frac{1}{\tau}, \quad (17)$$

N 是气泡内 Na 原子总数, 与溶液中 Na^+ 浓度成正比. 这里我们忽略了 Na 原子的其他激发态. 方程(11)~(14)也可以用来计算钠线的碰撞展宽.

2 结果和讨论

利用以上模型我们尝试计算声致发光光脉冲半高宽对相对光强变化. 由于实验数据没有提供环境半径和驱动声压幅度, 我们只好通过单气泡声致发光扩散平衡理论^[28]估算这些参量. 结合其他参量, 如声波频率和环境温度, 与实验给出的值一样, 我们计算单气泡声致发光光子数和脉冲半高宽. 为比较计算结果和实验数据, 我们按文献^[4]描述的步骤归一化所有计算的光强, 结果显示在图 1. 我们看到计算结果和实验符合得很好. 如果查看图 1(a)中的细节, 则会发现本文的计算比简单模型^[4]的计算更加符合实验. 事实上, Xe 气泡的实验数据依据水温不同而分离; 水温较低的数据倾向于较高的光强和较宽的半高宽. 图 1(a)显示, 在 4℃ 水(三角形符号)Xe 单气泡声致发光倾向于最强, 在 10℃ 水(方形符号)较弱, 在 20℃ 水(圆形符号)最弱. 本文的计算大致给出了这种依赖环境温度的趋势, 比较之下, 简单模型的计算不能解释这个现象, 因为它忽略了水蒸气效应, 所以对不同环境温度的计算, 其结果没有区别.

我们可以计算韧致辐射和复合辐射相对总辐射, 即韧致辐射和复合辐射加附着辐射的比率. 图 2 显示对于所有 Xe 气泡, 这个比率约为 75%, 而对所有 Ar 气泡这个比率约为 55%, 对于充满相同气体的气泡, 这个比率几乎相同, 这意味着附着辐射对单气泡声致发光有重要贡献, 所以附着辐射应该是单气泡声致发光机理的一部分.

为什么附着辐射的贡献比率对不同惰性气体如此不同, 原因还不清楚. 为此我们可以研究当气泡在剧烈的压缩相闪光时有多少水蒸气留在气泡内. 图 3 显示气泡闪光时 Xe 和 Ar 气泡内残留水蒸气相对总气体的比率. 这两种气泡有些不同, 在同样的驱动声压下, Xe 气泡内的水蒸气残留比率甚至大于 Ar 气泡. 至于这个比率随驱动声压的增长, 见图 3, 我们的理解是, 强声波导致气泡的高膨胀率, 在膨胀相有更多

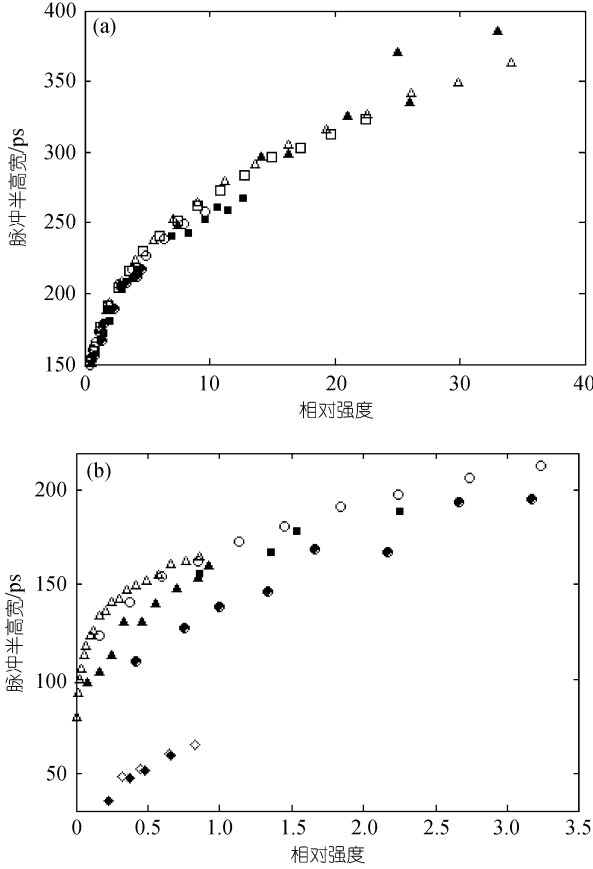


图1 扩散稳定的氙气泡和氩气泡的光脉冲宽度计算值(空心符号)作为归一化光脉冲强度的函数

实心符号是取自文献[3]的实验值. (a) 所有数据都是浓度 0.4% Xe 在水中, 圆、方和三角形符号分别表示 20, 10 和 4°C 水; (b) 三角, 圆和菱形符号分别表示在浓度为 0.4% Ar, 0.4% Xe 和 0.03% Ar 的 20°C 水

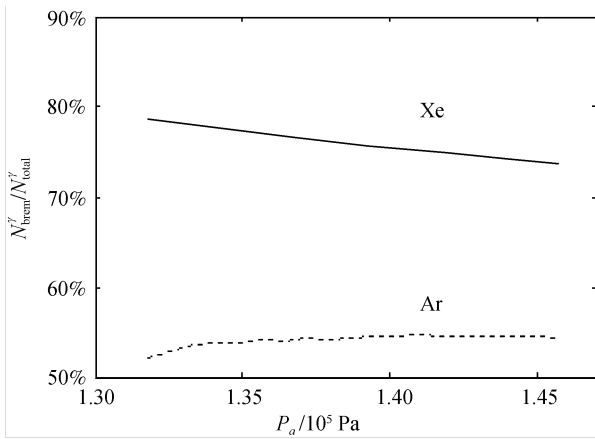


图2 相对各种 P_a 值, 韧致辐射和复合辐射贡献的光子数 N_{brem}^{γ} 和总光子数 $N_{\text{total}}^{\gamma}$ 的比值

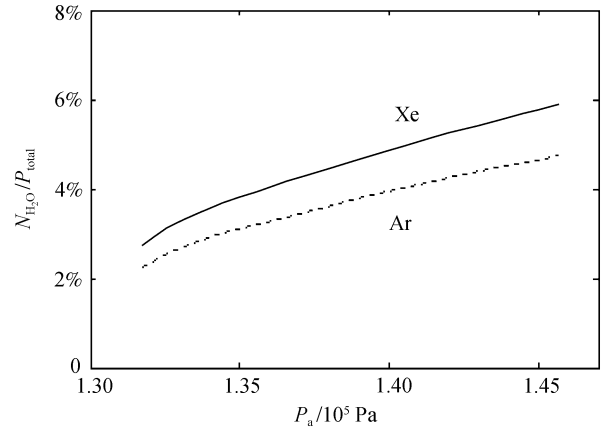


图3 对于各种不同 P_a 值, 当气泡在崩塌相时, 气泡内水蒸气分子数 $N_{\text{H}_2\text{O}}$ 相对总分子数 N_{total} 的比率

的水蒸气可以蒸发进入气泡内, 这些水蒸气将在气泡压缩时扩散出去. 而水蒸气在气体中的扩散速度是有限的, 所以就有更多水蒸气留在气泡内. 如果同其他人的结果比较, 我们发现 Yasui^[7]及 Hammer 和 Frommhold^[23]计算的水蒸气残留比率远小于本文的计算结果, 而 Storey 和 Szeri^[6]及 An^[21]求解流体力学方程的结果倾向大于本文的结果. 我们希望实验能勾画出当气泡闪光时究竟有多少水蒸气残留在气泡内.

另外观察到的单气泡声致发光的有趣特性, 就是对于 Ar 气泡紫外和红光脉冲半高宽几乎相同^[3,29], 以及无论是 Xe, Ar 或 He 气泡, 几乎所有单气泡声致发光光谱都可以用黑体辐射公式很好地拟合^[30]. 本文的计算可以再现这两个观察到的结果. 首先, 计算紫外和红光脉冲半高宽的相对差异, 即 $(t_{\text{red}} - t_{\text{UV}})/t_{\text{ave}}$, 其中 t_{red} , t_{UV} , t_{ave} 分别是红外和紫外及总平均光脉冲半高宽. 在计算中紫外范围设定为 300~400 nm, 红光范围是 590~650 nm, 结果显示在图 4. 对于 Xe 气泡, 如图 4(a)所示, 如果驱动声压不强, 紫外和红光脉冲半高宽的相对差异小于 5%, 当这个声压增加时, 半高宽相对差异缓慢增加. 在 4°C 水, 紫外和红光脉冲半高宽的相对差异增加到约 13%, 而在 10°C 水这个相对差异约 10%, 在 20°C 水是约 7%, 这时增加率最小. 对于 Ar 气泡, 如图 4(b)所示, 在约 20°C 水相对差异小于 6%, 在约 34°C 水似乎反常, 相对差异在较高声压下反而更小, 而在 0°C 水, 有些单气泡声

致发光在高声压下 ($>1.5 \times 1.01325 \times 10^5$ Pa) 发生, 这时相对差异能到约 30%. 一般地, 人们认为单气泡声致发光脉冲半高宽不依赖于光波长, 源于Hiller等人^[3]及Gompf等人^[29]的实验. 事实上, 这些实验是在 20°C 或室温水里对Ar或空气气泡做的结果, 而空气气泡本质上是与Ar 气泡相同的^[31]. 人们通常忽略另一个实验结果^[32], 是Ar气泡在 3°C 水, 光脉冲半高宽随波长变化. 在 20°C 水中, 驱动声压小于 $1.5 \times 1.01325 \times 10^5$ Pa, Ar气泡紫外和红光脉冲半高宽相对差异小于 6%, 一般符合Hiller等人^[3]及Gompf等人^[29]揭示的半高宽与波长无关性. 在 0°C 水, 高声压下大于 $1.5 \times 1.01325 \times 10^5$ Pa, 半高宽随波长增长, 也同样符合Moran和Sweider^[32]的实验结果, 所以本文的计算结果与实验并不冲突. 其次, 我们核对计算的单气泡声致发光光谱, 那些拟合的温度似乎与气泡内最高温度没有联系. 图 5 显示随意选取的一个Xe和一个Ar 气泡情形, 它们的光谱可以用黑体辐射公式很好拟合, 但两个拟合温度 8771 和 9542 K, 不同于两个计算的最高温度 12800 和 12600 K.

现在比较计算的线谱和实验结果. Young 等人在实验上观察到不稳定单气泡声致发光, 并且测到了 OH 基在 310 nm 附近的谱线. 实验中没有给出驱动声

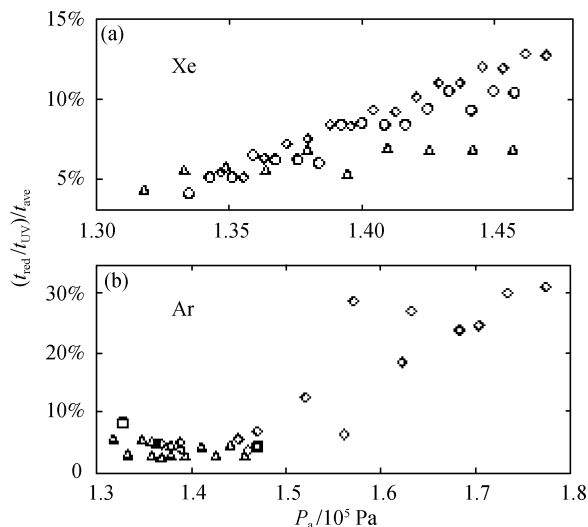


图 4 单气泡声致发光紫外和红光脉冲半高宽相对差异

t_{red} , t_{UV} , t_{ave} 分别是紫外、红光和总平均半高宽. (a) 数据都是对 Xe 气泡, 菱形、圆形和三角形符号分别表示在 4, 10 和 20°C 水; (b) 菱形、三角形和方形符号分别表示 Ar 气泡在 0, 20 和 34°C 水

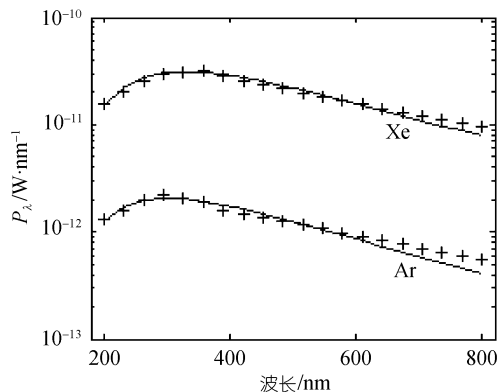


图 5 计算的 Xe 和 Ar 气体单气泡声致发光光谱(加号)以及用黑体辐射公式最好拟合结果(实线)

两个情形都是 $R_0 = 5.0 \mu\text{m}$, $P_a = 1.4 \times 10^5$ Pa 和 $T_0 = 20^\circ\text{C}$

压幅度 P_a 和环境半径 R_0 , 我们所知道的是实验进行时有 $150 \times 1.33322 \times 10^2$ Pa 气体溶在除气水中. 利用扩散平衡理论, 可以计算一系列可能的 (P_a, R_0) . 我们简单选取其中一部分计算相应的光谱. 图 6(a) 曲线是 Ar 气泡在 25°C 水时计算的光谱, 如果与文献[14]中图 1 比较, 其计算结果定性地再现了实验数据. 我们发现气泡内最高温度相应于图 6(a) 中曲线从低到高, 分别是 12000, 15000, 19000, 22000 K. 很确定地, OH 基的谱线在温度低时明显突起, 而随着最高温度升高, 谱线逐渐消失在连续谱背景中. 我们还计算了 Ar 气泡在 5°C 水, Xe 和 He 气泡在 25°C 水的情形, 计算的 OH 基的谱线很好符合文献[14]报道的测量结果.

在不同浓度的 NaCl 溶液中, 多气泡声致发光实验测到 589 nm 附近的钠原子谱线^[15,33]. 多气泡声致发光本质上是许多单个气泡的声致发光总和. 利用本文的模型可以模拟观察到钠线谱. 目前, 我们还不知道钠原子是如何扩散进气泡的, 但可以合理地假设那些扩散进气泡的钠原子数目应该正比于溶液中 Na^+ 浓度. 估算气泡内的 Na 原子数为总粒子数的 10^{-5} 乘以溶液中 NaCl 浓度. 图 7 显示计算的结果定性地再现了实验结果. 谱线展宽是由于原子间的碰撞, 而光脉冲半高宽主要与温度相关联. 另外, 我们看到线谱以及连续谱强度随 NaCl 溶液浓度的增加而增强, 这可以简单解释为蒸气压随 NaCl 溶液浓度的增加而降低, 相应地水蒸气效应减弱.

到目前, 利用本模型能很好地解释许多实验结

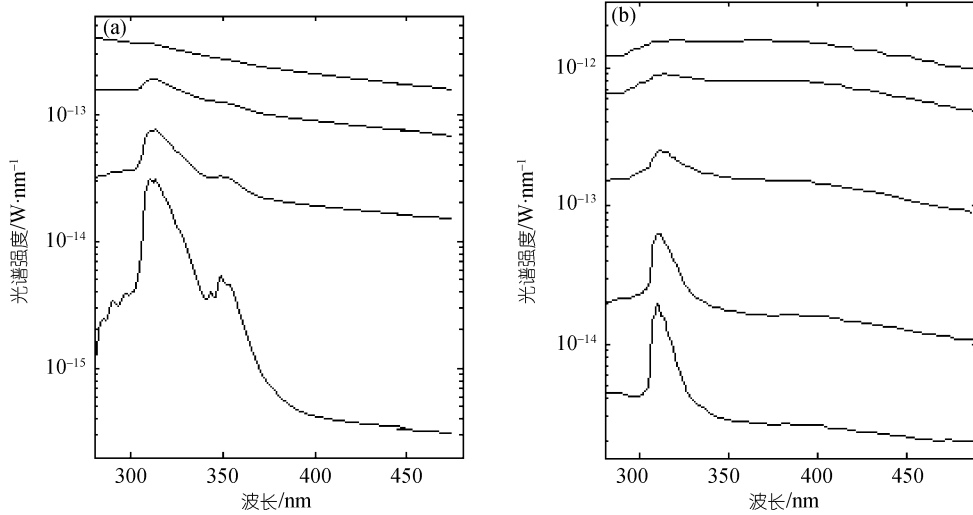


图6 Ar气泡OH线谱

(a) 对应溶有 $150 \times 1.33322 \times 10^2$ Pa 气体的 25℃ 水中扩散平衡曲线上 Ar 气泡计算的光谱, 从低到高曲线分别相应于 $(P_a (10^5 \text{ Pa}), R_0 (\mu\text{m})) = (1.49, 0.909) (1.53, 0.859) (1.55, 0.833) (1.62, 0.755)$, 驱动声波频率 31 kHz; (b) 复制文献[14]中图 1 的结果

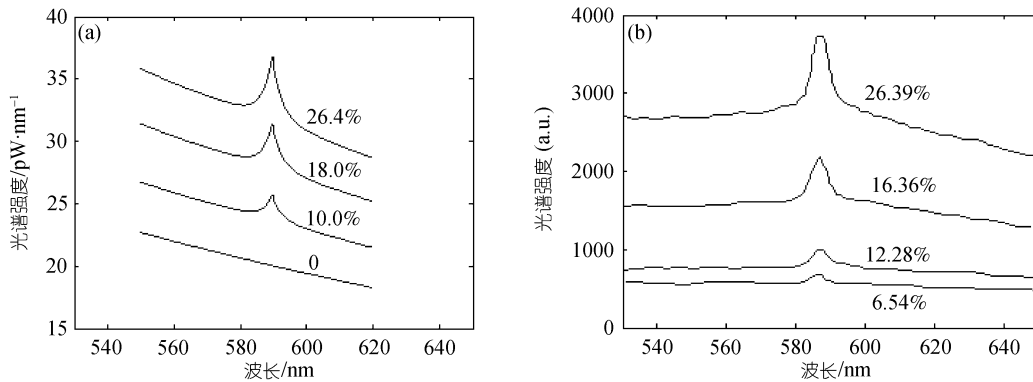


图7 Na原子线谱

(a) 对 20℃ 各种不同浓度的 NaCl 溶液计算的光谱. $P_a = 1.35(10^5 \text{ Pa})$, $R_0 = 5.0 \mu\text{m}$ 和驱动声波频率 20 kHz; (b) 复制文献[33]中图 4 的结果

果, 但是当计算单气泡声致发光单次闪光光子数时, 该模型的结果不符合实验观察结果. 图 8 显示计算的单气泡声致发光光子数要么对于驱动声压大于 $1.6 \times 1.01325 \times 10^5$ Pa 的情形比实验结果大一个量级, 要么对于 $1.4 \times 1.01325 \times 10^5$ Pa 的情形比实验结果小一个量级, 只有少数结果符合实验数据. 另一个严重问题是对小于 He 气泡的声致发光计算结果与实验数据相距甚远. 到目前还没有任何模型给出的单气泡声致发光光子数的计算接近实验结果, 所有的计算结果远小于测量值. 我们不知道为什么 He 气泡表现如此独特以至于几乎所有理论无法正确描述它. 此外, 我们利用本模型和实验提供的参量^[34], 对于 Ar 气泡在 3℃ 水

情形, 计算单气泡声致发光脉冲上沿时间(10% ~ 90%)和下沿时间(90%~10%). 计算结果画在图 9. 我们必须提请注意, 实验测量的驱动声压不知怎么不同于 RP 方程中的驱动声压. 我们发现目前的计算结果也许定性符合实验结果, 但定量结果差别甚大. 此外, 还需提醒作为验证理论的一个证据, 图 1 显示的計算和实验的符合不像所预期的那样令人信服. 在图 2, 我们知道附着辐射的贡献是重要的, 对于 Ar 气泡它对总辐射的比率约 45%, 而对 Xe 气泡这个比率约 25%. 但是即使我们遗漏这部分重要的贡献, 结果仍然像图 1 一样好, 就像在图 10 中看到的, 只带来很少的差别.

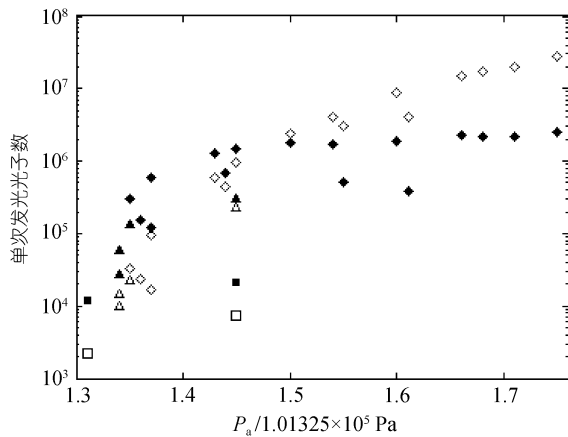


图 8 对于 Ar 气泡分别在小于 10°C(菱形), 约 20°C(三角形)和 34°C(方形)水中, 计算的单气泡声致发光光子数(空心符号)

实验结果引自文献[5](实心符号)

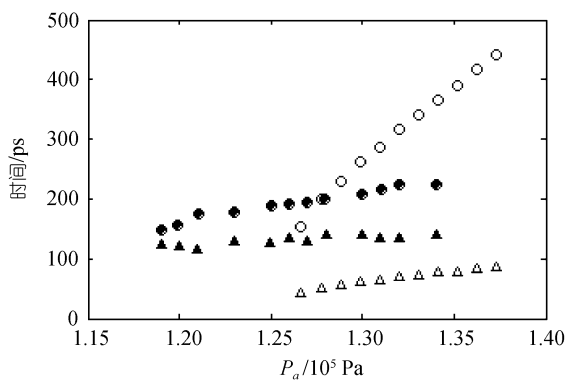


图 9 对于 Ar 气泡在溶有 $220 \times 1.33322 \times 10^2$ Pa 空气(1% 氩气)的 3°C 水, 计算(空心符号)的单气泡声致发光脉冲上沿时间(10%~90%)(圆形)和下沿时间(90%~10%)(三角形)对驱动声压

实验结果引自文献[34](实心符号)

3 结论

本文计算能很好地解释许多实验结果, 包括 OH 基和 Na 原子的线谱, 说明本模型计算的气泡内温度、

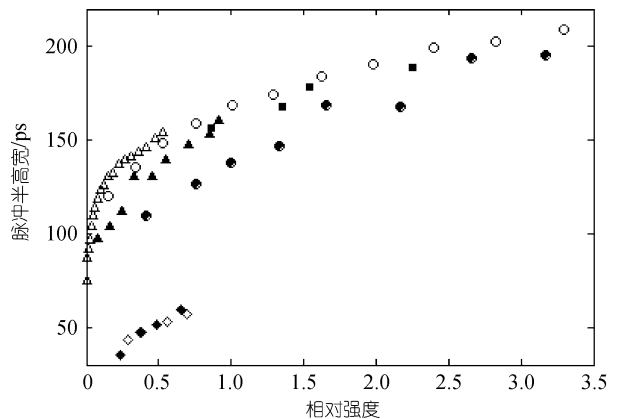
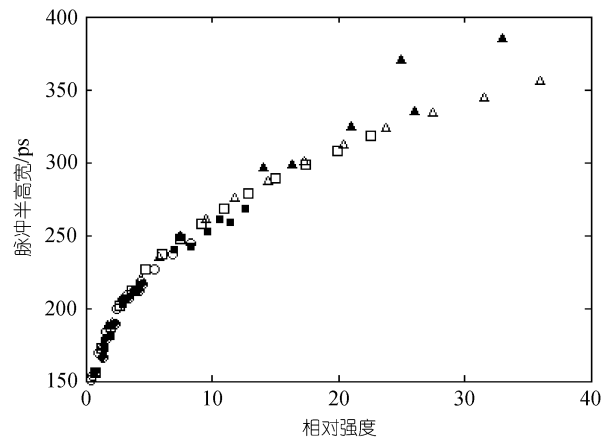


图 10 与图 1 相似, 只是仅韧致辐射和复合辐射过程贡献给光发射计算

压强和密度及光强, 或多或少是合理的, 而且, 电子-原子韧致辐射、电子-离子韧致辐射和复合辐射、电子到原子或分子的附着辐射, 对单气泡声致发光做了主要贡献, 我们可以期望这些就是单气泡声致发光机理。另一方面, 本模型无法正确解释单气泡声致发光总光子数, He 气泡情形及其他上节提到的问题, 这些缺陷可能归因于在描述气泡运动时应用了不实际的均匀近似。均匀近似也许是大致合理的, 而且大大简化了计算, 使通过计算模拟大量实验数据成为可能, 但是, 这个近似确实使模拟产生不准确性。

参考文献

- Gaitan D F, Crum L A, Church C C, et al. Sonoluminescence and bubble dynamics for a single, stable, cavitation bubble. J Acoust Soc Am, 1992, 91: 3166—3183 [DOI](#)
- Barber B P, Putterman S J. Observation of synchronous picosecond sonoluminescence. Nature, 1991, 352: 318—320 [DOI](#)

- 3 Hiller R A, Putterman S J, Weninger K R. Time-resolved spectra of sonoluminescence. *Phys Rev Lett*, 1998, 80: 1090—1093^[DOI]
- 4 Hilgenfeldt S, Grossmann S, Lohse D. A simple explanation of light emission in sonoluminescence. *Nature*, 1999, 398: 402—405^[DOI]
- 5 Vazquez G E, Putterman S J. Temperature and pressure dependence of sonoluminescence. *Phys Rev Lett*, 2000, 85: 3037—3040^[DOI]
- 6 Storey B D, Szeri A J. Water vapour, sonoluminescence and sonochemistry. *Proc R Soc London Ser A*, 2000, 456: 1685—1709^[DOI]
- 7 Yasui K. Effect of liquid temperature on sonoluminescence. *Phys Rev E*, 2001, 64: 016310^[DOI]
- 8 An Y, Xie C G, Ying C F. Effect of water vapor to temperature inside sonoluminescing bubble. *Chin Phys Lett*, 2003, 20: 575—578^[DOI]
- 9 Storey B D, Szeri A J. Argon rectification and the cause of light emission in single-bubble sonoluminescence. *Phys Rev Lett*, 2002, 88: 074301^[DOI]
- 10 谢崇国, 安宇, 应崇福. 声致发光气泡内水蒸气的影响. *物理学报*, 2003, 52: 102—108
- 11 Ying C F, An Y, Xie C G. Bremsstrahlung in single bubble sonoluminescence. *J Phys D*, 2005, 38: 2489—2496^[DOI]
- 12 应崇福. 新世纪内声空化声致发光的研究进展. *中国科学 G 辑: 物理学 力学 天文学*, 2007, 37: 129—136
- 13 Matula T J, Roy R A, Mourad P D, et al. Comparison of multibubble and single-Bubble sonoluminescence spectra. *Phys Rev Lett*, 1995, 75: 2602—2605^[DOI]
- 14 Young J B, Nelson J A, Kang W. Line emission in single-bubble sonoluminescence. *Phys Rev Lett*, 2001, 86: 2673—2676^[DOI]
- 15 Xu J F, Chen W Z, Xu X H, et al. Composition and its evolution inside a sonoluminescing bubble by line spectra. *Phys Rev E*, 2007, 76: 026308^[DOI]
- 16 Brenner M P, Hilgenfeldt S, Lohse D. Single-bubble sonoluminescence. *Rev Mod Phys*, 2002, 74: 425—484^[DOI]
- 17 Toegel R, Gompf B, Pecha R, et al. Does water vapor prevent upscaling sonoluminescence? *Phys Rev Lett*, 2000, 85: 3165—3168^[DOI]
- 18 Rayleigh L. On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. *Philos Mag*, 1917, 34: 94—98
- 19 An Y, Ying C F. Model of single bubble sonoluminescence. *Phys Rev E*, 2005, 71: 036308^[DOI]
- 20 Landau L D, Lifshitz E M. *Statistical Physics*. New York: Pergamon Press, 1980
- 21 An Y. Mechanism of single—bubble sonoluminescence. *Phys Rev E*, 2006, 74: 026304^[DOI]
- 22 Toegel R, Hilgenfeldt S, Lohse D. Suppressing dissociation in sonoluminescing bubbles: The effect of excluded volume. *Phys Rev Lett*, 2002, 88: 034301^[DOI]
- 23 Hammer D, Frommhold L. Light emission of sonoluminescent bubbles containing a rare gas and water vapor. *Phys Rev E*, 2002, 65: 046309^[DOI]
- 24 Bernstein L S, Zakin M R, Flint E B, et al. Cavitation thermometry using molecular and continuum sonoluminescence. *J Phys Chem*, 1996, 100: 6612—6619^[DOI]
- 25 Herzberg G. *Molecular Spectra and Molecular Structure*, v. 1, *Spectra of Diatomic Molecules*. New York: Van Nostrand Reinhold, 1950. 107, 208, 382
- 26 Mavrodineanu R, Boiteux H. *Flame Spectroscopy*. New York: John Wiley & Sons Inc, 1965. 41, 516
- 27 Lang K R. *Astrophysical Formulae: A Compendium for the Physicist and Astrophysicist*. Berlin, New York: Springer, 1974. 211—217
- 28 Hilgenfeldt S, Lohse D, Brenner M P. Phase diagrams for sonoluminescing bubbles. *Phys Fluids*, 1996, 8: 2808—2826^[DOI]
- 29 Gompf B, Gunther R, Nick G, et al. Resolving sonoluminescence pulse width with time-correlated single photon counting. *Phys Rev Lett*, 1997, 79: 1405—1408^[DOI]
- 30 Greenland P T. Sonoluminescence. *Contemp Phys*, 1999, 40: 11—30^[DOI]
- 31 Lohse D, Brenner M P, Dupont T F, et al. Sonoluminescing air bubbles rectify argon. *Phys Rev Lett*, 1997, 78: 1359—1362^[DOI]
- 32 Moran M J, Sweider D. Measurements of sonoluminescence temporal pulse shape. *Phys Rev Lett*, 1998, 80: 4987—4990^[DOI]
- 33 陈瞻, 徐俊峰, 黄威, 等. 氯化钠水溶液中多泡声致发光光谱的实验研究. *科学通报*, 2008, 53(5): 508—512^[DOI]
- 34 Pecha R, Gompf B, Nick G, et al. Resolving the sonoluminescence pulse shape with a streak camera. *Phys Rev Lett*, 1998, 81: 717—720^[DOI]