

波浪破碎卷入气泡的泡径分布理论模型

韩磊^{①②*} 袁业立^②

(① 中国海洋大学海洋环境学院, 青岛 266003; ② 国家海洋局第一海洋研究所, 海洋环境科学与数值模拟
重点实验室, 青岛 266061)

摘要 借助相似性定理推导出波浪破碎形成的气泡总数与气体体积卷入率、湍流能谱密度以及表面张力之间的关系, 得出泡径谱的指数为 $-2.5+n_d$, 其中 n_d 取决于湍流能谱在黏性耗散区的分布. 利用引入的两个破碎统计量, 进一步导出了破碎过程中的气体体积卷入率 Q 的表达式, 建立了泡径谱与波浪要素的联系. 在此基础上, 利用观测结果提出两点假设, 并据此将泡径谱 $N(a)$ 推广为随泡径和深度的分布函数 $N(a, z)$.

关键词 波浪破碎 气泡云 泡径分布

表面波破碎是上层海洋中的重要物理过程, 破碎的发生伴随有水滴的飞溅和气泡的卷入, 前者在水面形成水滴云, 后者在水下形成气泡云, 两者是破碎的重要产物, 它们对于促进海气间的气体交换、热量交换有重要作用. 其中气泡云对于海气界面过程的研究有不可忽视的作用: 气泡是光学遥感中的重要信息源; 气泡能够有效散射光线, 它的存在能够显著影响海水的总散射率和后向散射率^[1,2]. 气泡生成和振动时所产生的声音是海洋噪声的重要来源之一^[3~5], 气泡还为许多难溶气体由大气向海洋的传输提供了一条重要途径^[6]. 此外, 气泡在水面聚集形成的白冠是表征波浪破碎强度的重要物理量, 气泡还可看作是破碎产生的湍流场很好的示踪物^[7].

破碎卷入气泡的一个重要研究内容是卷入水下气泡的分布, 它是评估气泡在上层海洋动力学过程中作用大小的基础. 气泡分布包括气泡数目的泡径谱分布和空间分布, 泡径谱分布的基本关系式可以写为 $N \sim a^n$, 其中 N 为气泡数目, a 为气泡半径. 泡径谱研究的重点在于确定指数 n , 前人观测的 n 的取值分布在 $-1 \sim -5$ 的范围内^[8~12], 不同观测给出的 n 的取值差别较大, 本文的第 2 节介绍了泡径谱的一些观

测结果; 理论研究方面, Garrett 等^[13], Deane 和 Stokes^[14] 两篇成果比较有代表性, 但是我们发现, 两者都存在一些不足, 在本文的第 3 节, 我们并引入新的控制变量, 导出了新的泡径谱表达形式, 并与前人的理论结果进行了比较. 本文第 4 节, 利用观测结果^[15,16]提出了 2 点假设, 并在此基础上将前面得到的泡径谱表达式 $N(a)$ 推广为随泡径和深度的函数 $N(a, z)$.

1 泡径谱的研究成果

1.1 泡径谱的观测

Haines 和 Johnson^[17]总结了 20 世纪 50 年代末至 90 年代初对泡径谱斜率 n 的观测结果^[16,18~25](表 1). 通过表 1 可以发现, 泡径谱指数的测量结果介于 -1.5 与 -4.7 之间, 产生这种差异的主要原因有 2 个: 其一可能是观测深度的不同, Baldy^[24]提出, n 的值在“气泡生成”区趋于 -2 , 在更深的“气泡频散”区趋于 -4 , 这是因为大气泡上升速度要超过卷入水体的速度, 因此使得较深的区域的大气泡数目更少; 其二可能在于泡径谱随时间的演化. Deane 和 Stokes^[14]的观测结果表明, 气体开始卷入后 1.5 s, 大气泡的泡径谱指

表 1 前人的泡径谱观测结果^[17]

文献	位置/类型	泡径范围/ μm	谱峰泡/ μm	深度/cm	n
[16]	实验室(淡水)/风浪	800~3000	900	4~10	-2, -4
[18]	近岸/破碎波	750~1500	无	10	-4.7
[19]	实验室/注水	160~4000	500	7.5~14.5	-3
[20]	外海	30~640	140	150~800	-3.5
[21]	沿海背景场气泡	34~610	100	75	-4.5
[22]	实验室(海水)/连续注水	50~8000	100~300	0	-1.5, -4
[23]	实验室(淡水)/风浪	20~1000	80	20	-3
[24]	实验室(淡水)/风浪	60~3000	无	8.5~45	-2, -4
[25]	外海/破碎波	60~480	无	25	-2.5, -4

数由-3.3 变为-6, Terrill等^[15]给出的不同气体体积比下泡径谱斜率的差异也表明了泡径谱的时间演化(图 1). 而在实际观测中, 破碎引起的气体卷入不是一个瞬时的过程, 而是具有一定的持续时间, 因此在一次气体卷入和气泡形成的观测中, 先形成的气泡云与后形成的气泡云处于不同的演化时期, 测量得到的泡径谱也可能是不同演化时期泡径谱的合成. 此外, 在一个观测周期内, 气体卷入可能会不断发生, 先卷入形成的气泡云与后卷入形成的气泡云处于不同的演化时期, 使得混合的泡径谱分布具有不确定性, 也会带来测量结果的差异.

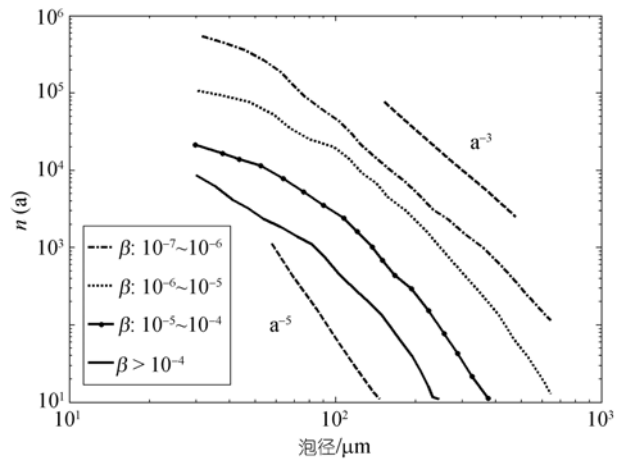


图 1 不同气体体积比 β 下的泡径谱^[16]

1.2 泡径谱的理论研究

Garrett等^[13]利用相似性定理, 推导出泡径谱分布遵从-10/3 次方律, 具体表示形式为

$$N(a) \sim Q \varepsilon^{-1/3} a^{-10/3}, \tag{1.1}$$

其中, Q 为单位时间单位体积的水体卷入气体的体积, ε 为湍动能耗散率.

Deane和Stokes^[14]根据实验发现, 不同泡径的气

泡遵从不同的泡径谱分布规律, 因此他将泡径谱分段研究, 在大泡径范围, 采用Garrett等^[13]得到的理论结果, 在小泡径范围, 引入了射流速度 v 和水的表面张力 Γ/ρ_w , 并给出服从-1.5 次方律的小泡径的泡径谱表达形式:

$$N(a) \sim Q(\Gamma/\rho_w)^{-3/2} v^2 a^{-3/2}. \tag{1.2}$$

上述理论结果与实验结果有较好的吻合, 但两者仍存在问题. Garrett等^[13]认为湍流是形成不同大小气泡的原因, 但是他引入的表征湍流强度的湍动能耗散率 ε 是与尺度无关的物理量, 它不能解释不同泡径气泡的数目差异是如何产生的, 因此用湍动能耗散率参与泡径谱的量纲分析是不恰当的. 此外, 在他给出的结果中气泡数目与 $\varepsilon^{-1/3}$ 成比例, 也就是说, 在气体卷入率不变的情况下, 当湍流耗散增加时, 气泡数目减少, 即湍流越强时, 气泡反而越少, 取极限情形, 当湍动能耗散率为 0, 即没有湍流存在时, 气泡数目趋于无穷大, 这显然与物理常识不符.

Deane和Stokes^[14]通过观测注意到了不同泡径范围内泡径谱遵从不同的分布规律, 于是将泡径谱分为两段进行研究, 并认为两段泡径范围内的泡径谱分别遵循不同的形成机制. 然而, 他所划分的大泡径范围与小泡径范围尺度区分不够大, 而两个相邻的尺度范围内是不可能存在两种截然不同的控制机制的, 因为否则至少在两个尺度范围交界附近, 会存在一种包含了两种控制机制的更复杂的机制. 其次, Deane和Stokes^[14]对于射流速度 v 的引入是重复的. 他们提出, 低速射流情况下的气体体积卷入率与射流速度的平方成正比^[14], 但是表达式中的 Q 即是气体体积卷入率, 无需再为此引入射流速度. 第三, 从泡径谱的很多观测结果中可以发现, 泡径谱的斜率 n 随泡径是连续变化而不是分段变化的, 如图 1.

综上所述, 目前关于泡径谱的理论结果存在较多的问题, 下面我们将根据上述问题, 提出一种新的泡径谱的推导方式.

2 新的泡径谱模型

2.1 泡径谱的理论表达式

在考虑破碎卷入气泡的形成过程时, 我们假定气泡形成的来源是破碎卷入的气体体积, 不同大小气泡形成的原因是湍流强度在不同尺度分布上的差异, 而水的表面张力是阻止大气泡在湍流场中被撕裂为小气泡的原因, 由此我们在应用相似性定理时考虑下面 5 个变量组成的控制变量组:

N : 单位海面范围内每单位半径范围的气泡分布, 量纲为 L^{-3} ,

S_k : 湍流能谱密度, 量纲为 $L^3 T^{-2}$,

Q : 单位时间单位海面卷入的气体体积, 量纲为 LT^{-1} ,

a : 气泡半径, 量纲为 L ,

$\frac{\Gamma}{\rho_w a}$: 气泡表面张力, 量纲为 $L^2 T^{-2}$.

根据上面 5 个变量, 可以得到 3 个量纲相容方程:

$$N \sim a^{-3} \quad (2.1)$$

$$S_k \sim Q^2 a, \quad (2.2)$$

$$\frac{\Gamma}{\rho_w a} \sim Q^2, \quad (2.3)$$

将上述 3 个关系式写为 3 个无量纲组,

$$\pi_1 = Na^3, \quad (2.4)$$

$$\pi_2 = \frac{S_k}{Q^2 a}, \quad (2.5)$$

$$\pi_3 = \frac{\Gamma}{\rho_w Q^2 a}. \quad (2.6)$$

根据相似性定理, 上述 3 个无量纲组必然满足某一函数关系, 不妨将其写为幂函数乘积的形式:

$$N \sim \left(\frac{S_k}{Q^2 a} \right)^m \cdot \left(\frac{\Gamma / \rho_w}{Q^2 a} \right)^l a^{-3} \quad (2.7)$$

或者

$$N \sim \frac{S_k^m(a) \cdot (\Gamma / \rho_w)^l}{(Q^2 a)^{m+l}} \cdot a^{-3}. \quad (2.8)$$

下面推导泡径分布 N 与气体输入率 Q 的关系. 假定泡径分布 N 作为气体输入率 Q 的函数形式为:

$N=N(Q)$, 那么形成的气泡云中含有的气体总量 Q_0 可以表达为

$$Q_0 = \int_0^\infty N \cdot \frac{4}{3} \pi a^3 da, \quad (2.9)$$

它应该比例于气体输入率 Q , 亦即

$$Q \propto \int_0^\infty N \cdot \frac{4}{3} \pi a^3 da \quad (2.10)$$

或者,

$$Q \propto N(Q) \int_0^\infty \frac{4}{3} \pi a^3 da, \quad (2.11)$$

于是有

$$N(Q) \propto Q, \quad (2.12)$$

于是, 必有 $m+n=-1/2$, 因此(3.8)式化为

$$N \sim S_k^m(a) \cdot (\Gamma / \rho_w)^{-m-0.5} Q \cdot a^{-2.5}, \quad (2.13)$$

由于湍流强度越大, 生成气泡越多, 因此(2.13)式中的待定指数 $m>0$, 因此必有 $m+0.5>0$, 即表面张力系数越小, 生成的气泡数目越多. 上式可以看出, 湍动能的波数谱对泡径谱斜率有影响, 表面张力对泡径谱斜率没有影响, 但是对生成的气泡总数有影响, 它会使得同样条件下海水中生成的气泡数目多于淡水中生成的气泡数目.

为进一步给出气体体积卷入率 Q 的表达形式, 我们借助相似性定理研究气体的卷入过程. 假定该过程涉及的变量组有 4 个(组), 分别为

$\frac{Q}{S_t}$: 单位破碎面积上卷入的气体体积, 量纲: L ,

$\frac{E_t}{S_t}$: 单位破碎面积上损耗的能量, 量纲: $\frac{M}{T^2}$,

c_g : 破碎波的群速度, 量纲: $\frac{L}{T}$,

ρ_w : 海水密度, 量纲: $\frac{M}{L^3}$.

其中, 气体体积卷入率 Q 仍定义为单位时间单位海面卷入的气体体积, 破碎能量损耗比 E_t 定义为单位时间单位海面波浪破碎损耗的能量, 破碎面积比 S_t 定义为单位时间单位海面发生破碎的面积. 我们引入波动群速度而不是相速度的原因在于, 波浪破碎现象是波群的性质, 而非单个波列的性质^[26]. 因为基本量纲包括长度量纲 L 、时间量纲 T 和质量量纲 M , 共 3 个, 因此选取 3 个基本变量 $\frac{E_t}{S_t}$, c_g 和 ρ_w , 根据关键变量

形成其他变量的无量纲方程, 求解得到量纲相容方程:

$$\frac{Q}{S_t} \sim \frac{1}{\rho_w c^2} \left(\frac{E_t}{S_t} \right), \quad (2.14)$$

因为只有一个量纲相容方程, 我们只得到一个无量纲组, 因此可以得到下面的函数关系:

$$Q \sim \frac{E_t}{\rho_w c^2}. \quad (2.15)$$

由上式可以发现, 气体体积卷入率与破碎面积比无关. 将式(3.15)代入式(3.13)中得到

$$N(a) \sim \frac{E_t}{\rho_w c_g^2} \frac{S_k^m(a)}{(\Gamma / \rho_w)^{m+0.5}} \cdot a^{-2.5}. \quad (2.16)$$

上式就是我们要得到的泡径谱表达式, 其中 m 是待定系数其满足 $m > 0$.

2.2 结果讨论

我们上面得到的结果从物理意义上相比前人的结果更加合理, 这主要体现在以下几个方面:

(1) 我们在相似性定理分析中摒弃湍动能耗散率, 采用湍流能谱密度来表征湍流强度, 这能够更好的解释不同大小气泡数目不同的原因, 即不同大小气泡的形成应主要受尺度与其泡径大小相近的湍流强度的影响.

(2) 我们认为表面张力是湍流将气泡分裂时所需克服的最主要的力, 因此在推导时对所有泡径下的气泡而不仅仅是小气泡引入表面张力, 将不同泡径下的泡径谱分布用一种统一的形式表达.

(3) 本文得到的泡径谱结果显示随湍流强度增大而增大, 随表面张力的减小而增大的变化规律, 这与观测事实相吻合. 关于表面张力减小能够促进气泡生成的观点已经被很多前人的工作所证实. Scott^[27] 进行了气泡卷入实验, 发现淡水中形成气泡的数目要远小于海水中形成气泡的数目.

(4) 根据第二节的讨论, 我们知道, 泡径谱随时间会不断变陡, 而我们这里得出的结论是针对气泡云形成最初期的分布形式. 如果将(2.16)式中湍动能分布 $S(k)$ 的分布形式写为: $S^m(k) \sim k^{-n_d}$ 即 $S^m(k) \sim a^{n_d}$ ($n_d > 0$) 的形式, 泡径谱分布规律就是 $-2.5 + n_d$, 其中 n_d 的具体数值与湍流能谱密度在粘性耗散区内的分布形式有关, 这与Hwang等^[16], Baldy^[24], Medwin

和Breitz^[25]的观测结果有很好一致性, 与Baldy^[28] 的气泡在形成初期 $n = -2$ 的理论结果也很接近.

(5) 在很多观测^[11,12,15]结果中发现的泡径谱斜率 n 随泡径连续变化的现象可以用湍流能谱密度 S_k 斜率随尺度的连续变化来解释.

值得一提的是, 假使采用Kolmogorov湍流能谱惯性子区的 $-5/3$ 次方律, 我们的结果可以化为与Garrett等^[13]结论相同的 $n = -10/3$ 的情形, 然而事实上, 这种转化是不合理的. 原因在于, 海洋湍流谱的惯性子区的范围在 5 cm 以上(图 2 中, 实线表示经典的 $-5/3$ 次方律: $E_T \sim \varepsilon^{2/3} k^{-5/3}$; 而惯性子区尺度最小只能到 5 cm 左右), 而破碎卷入的气泡泡径范围大都在 $O(10) \mu\text{m} \sim O(10) \text{mm}$ (Deane和Stokes^[14]), 两者几乎没有重合. 因此除了极少数大气泡外, 绝大多数气泡的泡径并不位于惯性子区, 而是位于粘性耗散区内. 而在本文 2.2 节中, 我们认为气泡的形成取决于湍流能量 $S(k)$, 其中波数参量 k 与气泡的尺度有关, 因为气泡的尺度不在惯性子区内, 因此湍动能 $S(k)$ 就不对应惯性子区的湍动能分布, 这使得我们不能使用Kolmogorov^[30]给出的惯性子区平衡理论将我们的结果化归为Garrett等^[13]的结果. 这也从另一个角度说明了Garrett等^[13]所得结论的局限性.

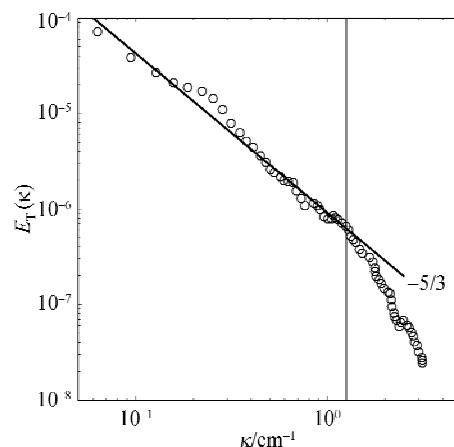


图 2 海洋湍流的能谱分布^[29]

3 气泡数目随深度的分布

在本节中, 我们根据泡径谱观测结果提出两个假定, 在假定的基础上推导出气泡数目随深度的分布, 将泡径谱 $N(a)$ 推广为随深度和泡径变化的函数 $N(a, z)$.

假定 1: 不同深度上泡径谱具有相同的分布规

律.

得出该假定的依据是Terrill 等^[15]的观测结果, 见图 3, 从图中可以看出, 不同深度上的泡径谱分布基本平行, 即泡径谱的分布形式与深度无关, 类似观测结果也出现在其它的文献中(Farmer等^[11]). 于是我们可以假定不同深度上泡径谱具有相同的分布规律, 即将泡径分布函数 $N(a, z)$ 表达为变量分离的形式:

$$N(a, z) = g(z) \cdot f(a), \quad (3.1)$$

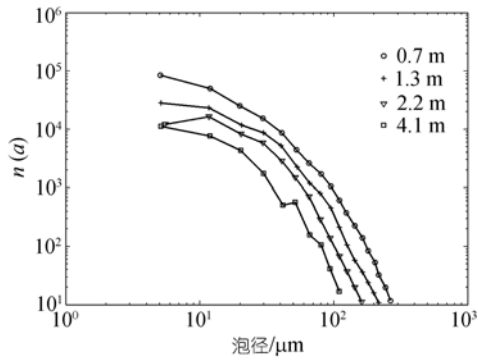


图3 不同深度上的泡径谱分布^[15]

假定 2: 不同深度上的气泡总数随深度呈 e 指数衰减.

得出该假定的依据是Hwang等^[16]的观测结果, 见图 4. 他们将各种风速下不同深度的气泡数目对正则化的深度 z/H_s 作图, 其中 H_s 为有效波高. 从图中可以看出, 不同深度上的气泡数目随正则化深度呈 e 指数衰减, 且与风速大小无关. 因此, 我们得到假定 2 的表达式:

$$\int_0^{+\infty} N(a, z) da = e^{-z/H_s} \cdot \int_0^{+\infty} N(a, 0) da, \quad (3.2)$$

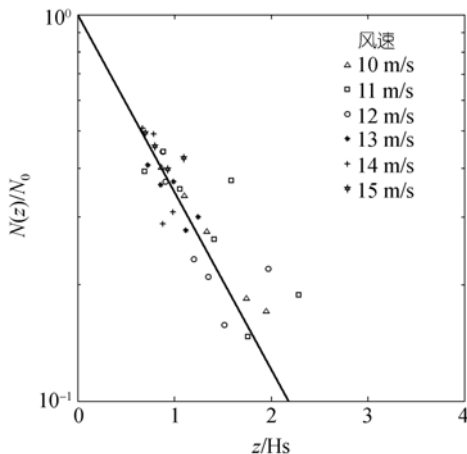


图4 不同风速下气泡数目随正则化深度 z/H_s 的分布^[16]

在上述两个假定(3.1), (3.2)的基础上, 我们进行如下推导:

对(3.1)式两端积分, 得到

$$\int_0^{+\infty} N(a, z) da = \int_0^{+\infty} g(z) \cdot f(a) da, \quad (3.3)$$

可整理为

$$g(z) = \frac{\int_0^{+\infty} N(a, z) da}{\int_0^{+\infty} f(a) da}, \quad (3.4)$$

将上式代回到(3.1)式中, 利用(3.2)可得

$$N(a, z) = e^{-z/h_s} g(0) f(a) = N(a, 0) e^{-z/h_s}. \quad (3.5)$$

对上式两端在卷入深度 h_{en} 内积分, 可以得到不同泡径气泡的总数目:

$$N(a) = N(a, 0) \cdot (1 - e^{-h_{en}/h_s}) h_s, \quad (3.6)$$

将上式代入(3.5)式可得:

$$N(a, z) = N(a) (1 - e^{-h_{en}/h_s})^{-1} e^{-z/h_s}. \quad (3.7)$$

由此我们得到不同深度上的泡径分布 $N(a, z)$ 与总的泡径分布 $N(a)$ 的关系.

将(2.16)式代入(3.7)式可以得到

$$N(a, z) = C \frac{E_t}{\rho_w c_g^2} \frac{S_k^m(a)}{(\Gamma / \rho_w)^{m+0.5}} \cdot a^{-2.5} (1 - e^{-h_{en}/h_s})^{-1} e^{-z/h_s}, \quad (3.8)$$

上式就是波浪破碎卷入水下气泡随泡径和深度分布的表达式, 也是本文的主要结论. 其中 m 为正的待定系数, C 为比例常数.

4 结论

波浪破碎卷入水下气泡云的产生过程及其分布状况是研究气泡云在上层海洋动力学过程中作用的前提. 针对目前泡径谱理论研究中尚存在的问题, 我们提出了新的控制变量组合, 引入湍流能谱密度代替湍动能耗散率作为表征湍流强度的参量, 对于所有泡径大小的气泡统一考虑表面张力的作用, 最后我们得到了对所有泡径大小气泡一致适用的泡径谱表达式, 泡径谱指数的形式为 $-2.5 + n_d$, 其中 n_d 取决于能谱密度在粘性耗散区的分布, 它通常也会是尺度的函数. 我们这里得到的结果修正了前人结果中的一些不合理性, 并且能够解释观测中发现的泡

径谱斜率随尺度连续变化的现象,即将其归结为湍流能谱密度的斜率随尺度的连续变化,此外,我们的结果与泡径谱观测结果^[24,25]和理论结果^[28]都有很好的一致性。

泡径谱中的一个重要参量——气体体积卷入率在此之前尚没有理论表达式,我们这里利用袁业立等^[31]在其破碎模型中引入的两个破碎统计量对气体体积卷入率进行研究,得到气体体积卷入率的表达式,发现单位海面卷入的气体体积与单位海面由于破碎损失的能量成正比,而与单位海面上发生破碎的面积无关。通过袁业立等^[31]的破碎模型,该表达式可以将风速和海浪要素与泡径谱的计算联系起来。气体体积卷入率的表达式目前尚缺乏观测的验证,其准确性有待以后的研究来检验。

气泡的空间分布最主要的是在垂向的分布,我们根据 2 个典型的气泡分布的实验观测结果提出了 2 点假定,并据此推导出任意深度处某泡径气泡的数目 $N(a, z)$ 与该泡径气泡的总数目 $N(a)$ 的关系,从而将气泡数目的谱分布推广为随深度和泡径两个变量的分布。

泡径谱斜率随时间增长不断变小,或者说随时间增长泡径谱分布逐渐变陡,根据 Terrill 等^[15]的观测,在某段时间内,泡径谱 $N(a) \sim a^n$ 中的指数 n 从 -3 变化到 -5,这是由于大气泡上升速度较快,从气泡云中较早消失的缘故。泡径谱的这种时间演化规律可以用来解释不同泡径谱观测得到结果差别较大的现象(如表 1 所示)。由于量纲分析中采用的控制变量只涉及气泡的卷入形成阶段,不涉及其上升阶段,因此我们这里得到的泡径谱的结果更接近气泡形成初期泡径谱的观测结果。气泡演化阶段是指破碎卷入的气泡云形成之后,气泡在浮力作用下上升到海面的阶段,这个阶段内泡径谱随时间的演化有待在今后的工作中进行进一步的研究。

我们得到的泡径谱分布依赖于湍流能谱密度在泡径尺度上的分布,而泡径尺度通常位于湍流能谱的粘性耗散区内,目前对于该区域的湍流能谱密度分布的具体形式尚无明确结论,图 5 给出了根据现有的海洋湍流能谱观测结果(图 2)所得到的泡径谱模型结果,图中模型常数 m 取 0.4,图中可以看出,由于对海洋湍流能谱微尺度范围缺乏观测,使得当前的模型结果无法与泡径谱观测结果进行比较。我们的

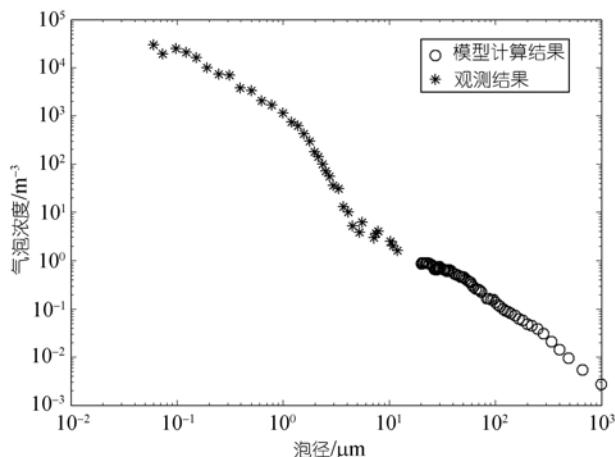


图 5 泡径谱的观测结果^[14]与模型计算结果

结果与观测的对比需要建立在对粘性耗散区内的湍流微尺度能谱分布的更加深入的认识基础之上。

致谢 美国马里兰大学郑全安教授和缅甸大学博士生徐熠对文章初稿进行了修改,感谢在本文修改过程中两位评审人提出了很多宝贵的意见和建议,在此一并表示诚挚的谢意。

参 考 文 献

- 1 Stramski D. Gas Microbubbles: an Assessment of their Significance to Light Scattering in Quiescent Seas. In: Jaffe J S, ed. Ocean Optics XII. Washington: Int Soc for Opt Eng, Bellingham, 1994. 704—710
- 2 Stramski D, Tegowski J. Effects of Intermittent Entrainment of Air Bubbles by Breaking. J Geophys Res, 2001, 106: 31345—31360 [\[DOI\]](#)
- 3 Pumphery H C, Crum L A. Acoustic Emissions Associated with Drop Impacts. In: Kerman B R, ed. Sea Surface. Dordrecht: Kluwer Academic Publishers, 1988. 151—172
- 4 Lu N Q, Prosperetti A, Yoon S W. Underwater Noise Emissions from Bubble Clouds. IEEE J Ocean Eng, 1990, 15: 275—281 [\[DOI\]](#)
- 5 Yoon S W, Crum L A, Prosperetti A, et al. An Investigation of the Collective Oscillations of a Bubble Cloud. J Acoust Soc Am, 1991, 89: 700—706 [\[DOI\]](#)
- 6 Woolf D K, Thorpe S A. Bubbles and the Air-Sea Exchange of Gases in Near-Saturation Conditions. J Mar Res, 1991, 49: 435—466
- 7 Thorpe S A. Some Factors Affecting the Size Distribution of Ocean Bubbles. J Phys Oceanogr, 1992, 22: 382—389 [\[DOI\]](#)
- 8 Medwin H. In situ Acoustic Measurements of Bubble Populations in Coastal Waters. J Geophys Res, 1970, 75: 599—611
- 9 Thorpe S A. On the clouds of bubbles formed by breaking wind-waves in deep water, and their role in air-sea gas transfer. Phil Trans R Soc Lond, 1982, A304: 155—210 [\[DOI\]](#)
- 10 Farmer D M, Vagle S. On the determination of breaking surface

- wave distributions using ambient sound. *J Geophys Res*, 1988, 93: 3591—3600
- 11 Farmer D M, Vagle S, Booth A D. A free-flooding acoustical resonator for measurement of bubble size distribution. *J Atmos Oceanic Tech*, 1998, 15: 1132—1146[DOI]
- 12 Terrill E J, Melville W K. A broadband acoustic technique for measuring bubble size distribution: Laboratory and shallow water measurements. *J Atmos Oceanic Tech*, 2000, 17: 220—239[DOI]
- 13 Garrett C, Li M, Farmer D. The connection between bubble size spectra and energy dissipation rates in the upper ocean. *J Phys Oceanogr*, 2000, 30: 2163—2171[DOI]
- 14 Deane G B, Stokes M D. Scale dependence of bubble creation mechanisms in breaking waves. *Nature*, 2002, 418: 839—844[DOI]
- 15 Terrill E J, Melville W K, Stramski D. Bubble entrainment by breaking waves and their influence on optical scattering in the upper ocean. *J Geophys Res*, 2001, 106(C8): 16815—16823[DOI]
- 16 Hwang P A, Hsu Y H L, Wu J. Air bubbles produced by breaking wind waves: A laboratory study. *J Phys Oceanogr*, 1990, 20: 19—28[DOI]
- 17 Haines M A, Johnson B D. Injected bubble in seawater and freshwater measured by a photographic method. *J Geophys Res*, 1995, 100: 7057—7068[DOI]
- 18 Blanchard D C, Woodcock A H. Bubble formation and modification in the sea and its meteorological significance. *Tellus*, 1957, 9: 145—158
- 19 Monahan E C, Zietlow C R. Laboratory comparisons of freshwater and saltwater whitecaps. *J Geophys Res*, 1969, 74: 6961—6966
- 20 Kolovayev P A. Investigation of the concentration and statistical size distribution of wind-produced bubbles in the near-surface ocean layer. *Oceanology Engl Thansl*, 1976, 15: 659—661
- 21 Johnson B D, Cooke R C. Bubble populations and spectra in coastal water: A photographic approach. *J Geophys Res*, 1979, 84: 3761—3766
- 22 Cipriano R, Blanchard D C. Bubble and aerosol spectra produced by a laboratory breaking wave. *J Geophys Res*, 1981, 86: 8085—8092
- 23 Broecker H Ch, Siems W. The role of bubbles for gas transfer from water to air at higher wind speeds. Experiments in the wind-wave facility in Hamburg. In: Brutsaert W, Jirka G H, eds. *Gas Transfer at Water Surfaces*. Norwell: D. Reidel, 1984. 229—236
- 24 Baldy S. Bubbles in the close vicinity of breaking waves: Statistical characteristics of the generation and dispersion mechanism. *J Geophys Res*, 1988, 92: 2919—2929
- 25 Medwin H, Breitz N D. Ambient and transient bubble spectral densities in quiescent seas and under spilling breakers. *J Geophys Res*, 1989, 94: 12751—12759
- 26 Rapp R J, Melville W K. Laboratory measurements of deep-water breaking waves. *Phil Trans R Soc London*, 1990, A331: 735—800[DOI]
- 27 Scott J C. The role of salt in whitecap persistence. *Deep-Sea Res*, 1975, 22: 653—657
- 28 Baldy S. A generation-dispersion model of ambient and transient bubbles in the close vicinity of breaking wave. *J Geophys Res*, 1993, 98: 18277—18293
- 29 Paka V T, Nabatov V N, Lozovatsky I D, et al. Oceanic microstructure measurements by “Baklan” and “Grif”. *J Atmos Oceanic Tech*, 1999, 16(11): 1519—1532[DOI]
- 30 Kolmogorov A N. Energy dissipation in locally isotropic turbulence. *Doklady AN SSSR*, 1941, 32: 19—21
- 31 袁业立, 华峰, 黄谭, 等. 一个新的破碎波统计模式. *海洋与湖沼*, 1993, 24: 577—583