

海中混入気泡のサイズスペクトルが気泡を介した熱輸送に与える影響

EFFECT OF SIZE SPECTRUM OF UNDERWATER AIR BUBBLES ON HEAT FLUX THROUGH AIR BUBBLES

北海道大学工学部

○学生員

柴田峻牙 (Ryogo Shibata)

北海道大学大学院工学研究院

正員

猿渡亜由未 (Ayumi Saruwatari)

1. はじめに

気候変動に伴う台風の大規模化が指摘される中、今後の台風による被害の深刻化が危惧される。沿岸防災対策を効果的に講じるために不可欠な情報である台風の規模や経路をより正確に推定するためには、暴風波浪場に適用可能な大気海洋間相互作用モデルの構築及び高精度化が強く要求される。通常、大気海洋間の熱輸送は現行のバルクモデルを用いる場合、風速を主なパラメータとして海表面からの熱フラックスが推定される。一方、実際には海中深くまで混入した気泡や海上に飛散した飛沫などの気液界面においても熱輸送は生じており、特に台風直下などの暴風波浪場においてはこれらが大気・海洋間の総熱フラックスに対して無視できない影響を及ぼしている可能性がある。

共著者ら¹⁾²⁾は海底に上向きに設定された ADCP の後方散乱から単一径を仮定した場合の混入気泡数プロファイル及び気泡の熱輸送フラックスを推定した。しかし気泡界面を介した熱輸送速度は気泡のサイズに対して敏感であり、妥当なサイズスペクトルを仮定しないことには熱輸送量を正しく見積もることはできない。そこで本研究では、想定する気泡サイズスペクトルを種々に変化させた場合の気泡を介した熱輸送推定量の変化について比較、検討する。

2. 現地観測方法

本研究では京都大学防災研究所 田辺中島高潮観測塔（和歌山県白浜町、図-1 参照）において取得された気象、海象現地観測データに基づき解析を行った。解析対象期間は2018年8月16日から11月16日までであり、その期間 T201820, T201821, T201824 の3つの台風が観測塔付近を通過した。本観測塔は頂部水深10mには ADCP (WorkHorse Monitor, 1200kHz, Teledyne 社製) が上向きに設置されている。また観測塔上では全天日射量（海上16.5m）、気温（海上12.5m）、海面放射温度（海上12.5m）、水温（水面から水深5mまで50cm間隔、10mまで1m間隔、30mまで5m間隔）を測定している。なお海上から23m地点で測定された風速は Charnock²⁾の粗度高さを用いて10m上空風速 U10 に換算した。また、データはすべて1時間平均値とした。

3. 解析方法

3.1 気泡サイズ分布スペクトル

本研究では(1)単一粒径、(2) Crawford & Farmer⁴⁾ (3) Deane & Stokes⁵⁾ の3つの気泡サイズ分布スペクトルを仮定した。単一粒径を仮定したケースでは、気泡半径を本研究で

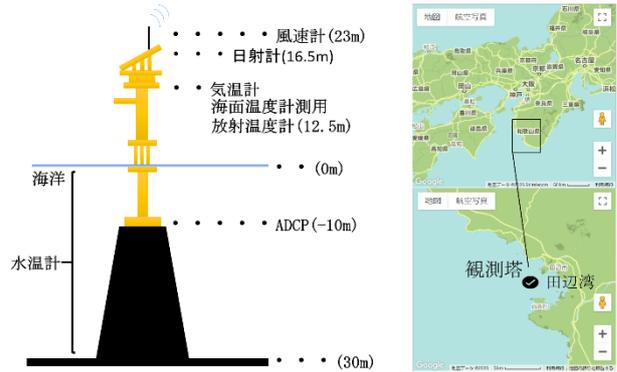


図-1 観測塔（左）と田辺中島観測塔の位置（右）

は、50 μm , 100 μm , 150 μm の3サイズに変化させて解析を行った。

Crawford & Farmer⁴⁾は外洋における白波砕波下の気泡濃度観測結果に基づき気泡サイズスペクトルモデルを次式のように提案した。

$$p(r) = 0 \quad 17\mu\text{m} < r \quad (1a)$$

$$p(r) = -3.85 \times 10^{-5}(r - 42)^2 + 2.41 \times 10^{-2} \quad 17\mu\text{m} \leq r \leq 58\mu\text{m} \quad (1b)$$

$$p(r) = 1.55 \times 10^5 r^{-4} \quad 58\mu\text{m} < r \quad (1c)$$

ここで r [μm] は気泡の半径、 $p(r)$ [$\text{m}^{-3} \mu\text{m}^{-1}$] は気泡数密度の確率密度である。このモデルでは最小気泡半径を17 μm 、最大気泡半径を500 μm としている。

一方、Deane & Stokes⁴⁾は浅海域での観測結果に基づき、典型的な沿岸砕波下における気泡サイズスペクトルの勾配を明らかにした。本モデルで想定する気泡サイズは Crawford & Farmer³⁾よりも大きく10² μm から10⁴ μm である。

$$\log_{10} N = -3/2 \log_{10} r + b_1 \quad 10^2 \mu\text{m} \leq r < 10^3 \mu\text{m} \quad (2a)$$

$$\log_{10} N = -10/3 \log_{10} r + b_2 \quad 10^3 \mu\text{m} \leq r \leq 10^4 \mu\text{m} \quad (2b)$$

ここで N [$\# / (\text{m}^3 \mu\text{m}^1)$] は気泡数密度微分、 b_1, b_2 は任意の定数である。

3.2 気泡数密度プロファイル推定

任意半径の気泡から得られる後方散乱強度 S_v は、Medwin⁶⁾及び Vagle & Farmer⁷⁾により求められる単一気泡後方散乱断面積に基づき次式で表される。

$$S_v = 10 \log_{10} (\sigma_{BS} N_r \frac{V}{R^2}) \quad (3a)$$

$$\sigma_{BS} = r^2 / [(f_R/f)^2 - 1]^2 + \delta^2 \quad (3b)$$

ここで σ_{BS} [m^2] は単一気泡の後方散乱断面積、 N_r [$\# / \text{m}^3$] はある半径気泡の数密度、 V [m^3] は測定対象体積、 r [m] は気泡半径、 f_R [Hz] は気泡の共鳴周波数、 f [Hz] は ADCP 周波数、 δ は減衰係数である。

気泡群による総後方散乱強度が共著者ら¹⁾²⁾の方法で求

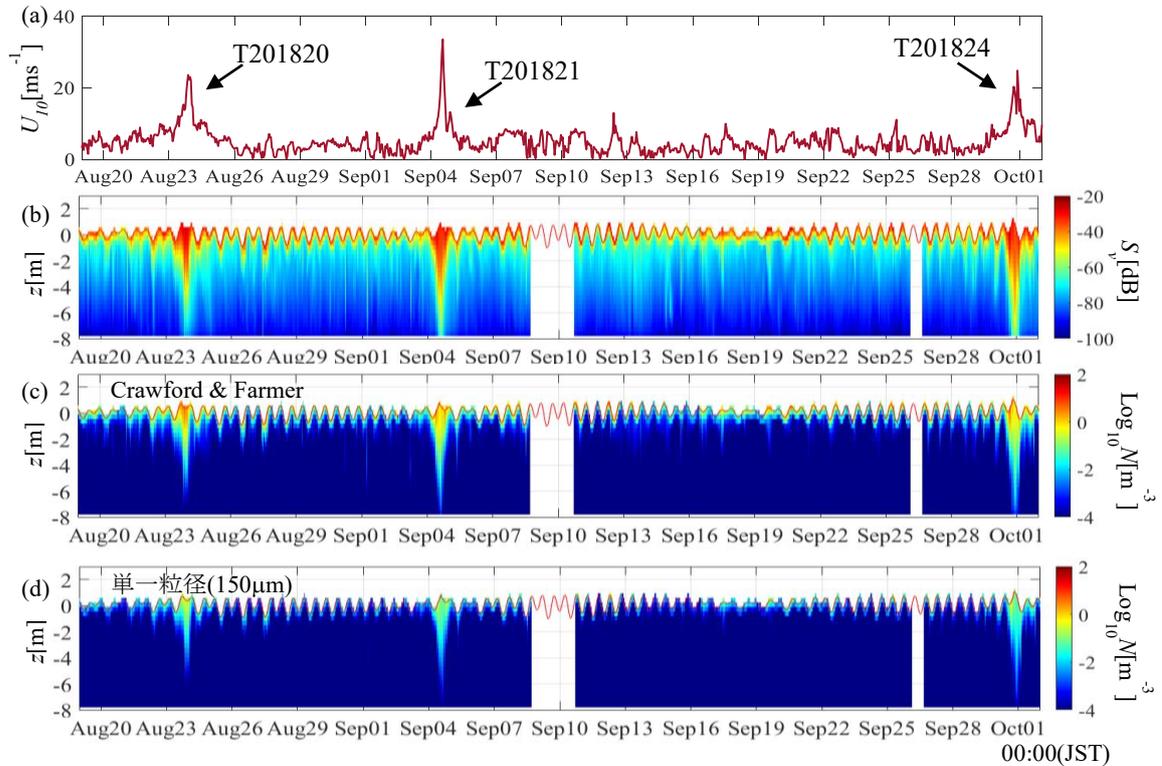


図-2 10m上空風速(a), 後方散乱強度(b), サイズスペクトル(2)を用いた場合の数密度プロファイル(c), サイズスペクトル(1)を用いた場合の数密度プロファイル (d)

められる ADCP 後方散乱強度 (図-2(b)) と一致するように, また気泡サイズ分布が前節のサイズスペクトル(1)~(3)を再現するように, 気泡サイズ毎の数密度分布の鉛直プロファイルを求める.

3.3 ボイド率と気泡を介した熱フラックス推定

前節で求めた気泡数密度分布に対応するボイド率並びに気泡を介した熱フラックスを共著者ら¹²⁾と同様の方法で求める. 即ち, ボイド率 α_v は次式により求めた.

$$\alpha_v = \int (4/3)\pi a^3 N_a \quad (4)$$

また, 気泡による熱フラックス Q_{bubble} は, Niida & Watanabe⁸⁾により提案された気泡によるガス輸送フラックスモデルを拡張して求めた熱輸送速度を用いて次式により求めた.

$$Q_{bubble} = \iint 4\pi a^2 S_T N_a \, da \, dz \quad (5a)$$

$$S_T = k_T \Delta T \quad (5b)$$

$$k_T = \alpha_T Re^{1/2} Pr^{1/2} \rho c_p D_T / 2a \quad (5c)$$

ここで k_T は熱輸送速度, ΔT は気泡内外の温度差, α_T は気泡径に依存した定数で $r < 1.8\text{mm}$ のとき $\alpha_T = 1.13$, $Re = \rho d w_T / \mu$ はレイノルズ数, ρ は海水の密度, d は気泡直径, w_T は気泡の浮上速度 (本研究ではストークス速度を与えた), μ は海水の粘性係数, $Pr = \nu \rho c_p / k_w$ はプラントル数で海水の場合 6.30, ν は海水の動粘性係数, c_p は海水の比熱, k_w は海水の熱伝導率, D_T は海水の温度拡散係数である. ここで混入直後の気泡の温度は気温と等しいと仮定しているが, 熱輸送の結果水温と温度が等しくなるとそれ以上の熱交換は行われなため, 大気海洋間の温度差によって最大熱輸送が規定される. 本研

究では次式により半径 r の気泡群の最大熱輸送量を決定した.

$$Q_{rp} = w_T N_r c_{pa} \rho_a V_r \Delta T_f \quad (6)$$

ここで Q_{rp} [W/m^2]はある半径気泡の最大熱輸送量, $c_{pa} = 1.005$ [$\text{J}/\text{kg}/\text{K}$]は空気の比熱, $\rho_a = 1.26$ [kg/m^3]は空気の比重, V_r [m^3]は単一気泡の体積, ΔT_f [K]は気泡混入直後の気泡内外温度差である.

大気から海洋への下向き総熱フラックス Q_{tot} は次式により求めた.

$$Q_{tot} = Q_{sola} + Q_s + Q_l + Q_r + Q_{lwup} + Q_{lwdw} + Q_{bubble} \quad (7)$$

ここで Q_{sola} は太陽放射, Q_s は顕熱フラックス, Q_l は潜熱フラックス, Q_r は降雨による顕熱フラックス, Q_{lwup} 及び Q_{lwdw} は長波放射熱フラックスの上向きと下向きである. Q_{bubble} が Q_{rp} よりも大きくなる場合は $Q_{bubble} = Q_{rp}$ とした.

4. 解析結果

4.1 数密度

図-2(c)(d)は気泡サイズスペクトル(1)及び(2)を用いた場合の数密度プロファイルの推定結果を表す. 2つのプロファイルは数密度推定値に最大2オーダーもの差が見られ, 暴風波浪時における混入気泡数のサイズスペクトル依存性が大きいことが確認できた.

Pascal et al.⁹⁾は平均風速 14m/s, 平均水深 2~3m の条件下において海中に混入した気泡の数密度を現地観測結果に基づき推定した.

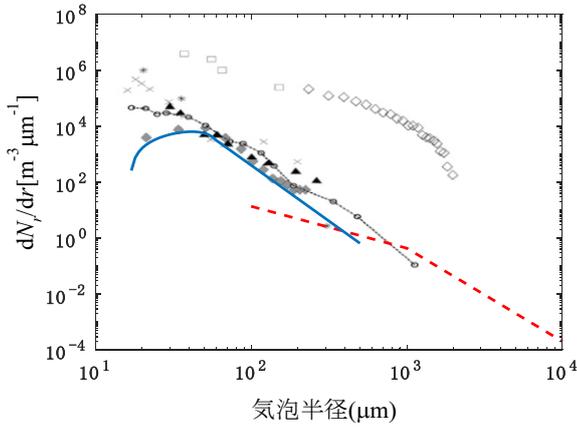
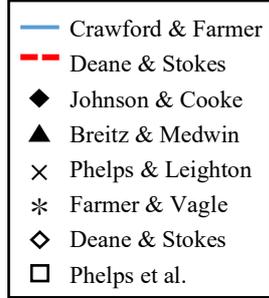


図-3 風速 12.80m/s, 水深 2.45m~2.80mにおける気泡数密度分布. サイズスペクトル(2)を用いた場合(青), サイズスペクトル(3)を用いた場合(赤).



サイズスペクトル(2)を用いて推定した気泡数密度分布は観測値に近い値を再現, 且つ観測結果と矛盾しないスペクトル形状となった. 一方サイズスペクトル(3)は沿岸砕波を仮定したサイズ分布であるため, 観測結果よりも気泡サイズレンジが1オーダー程大きくなっているものの, 数密度分布の勾配は殆ど一致した.

4.2 ボイド率

各気泡サイズスペクトルモデルを用いた場合のボイド率の鉛直プロファイル, 風速 12m/s の条件の下で現地観測により得られたFarmer et al.¹⁰⁾によるボイド率プロファイルと共に図-4 に表す. 本研究で得られた結果については対象期間中に襲来したT201820のピーク風速時(23.7m/s)に加え風速発達時(図-4 実線)及び減衰時(図-4 鎖線)で風速が観測時と近い12m/s程度となる時刻におけるボイド率分布をプロットしている. いずれのサイズスペクトルを仮定した場合も, 本研究で推定したボイド率プロファイルは風速発達時において観測値よりもその鉛直勾配が大きくなったが, 最大風速時及び風速減衰時には観測値と同等程度の勾配となった. これはボイド率の鉛直勾配が現地の瞬時風速だけではなく風の吹送時間にも依存しており, Farmer et al.¹⁰⁾の現地

観測結果と同様のボイド率を示すまでにはある程度の時間気泡の混入が継続する必要があるためと考える. また, サイズスペクトル(3)を仮定したケース以外では, 推定ボイド率が同程度の風速条件の現地観測結果に対して過小評価となった. 前述の様に, 混入気泡量は風速以外の要因にも影響を受けると考えられるため単純に比較はできないが, これについては今後更なる検討が必要である.

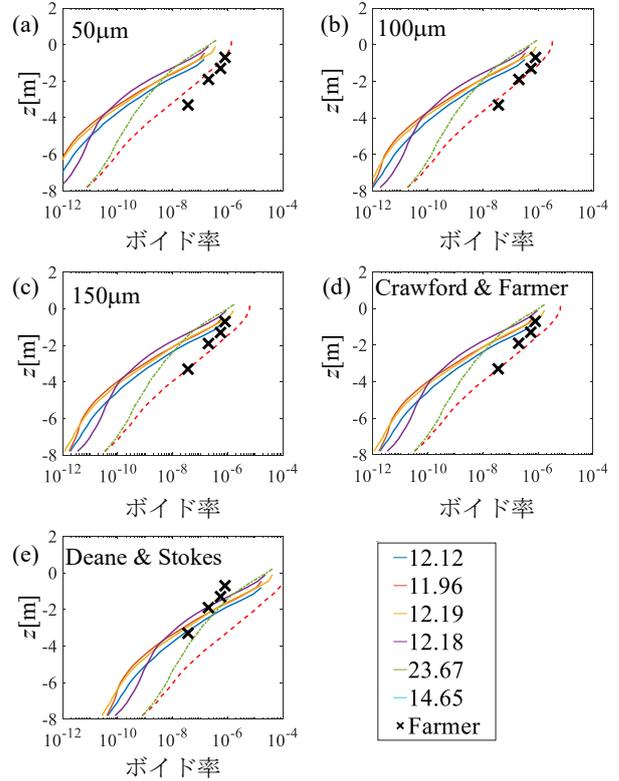


図-4 T201820 期間におけるボイド率の鉛直プロファイル. サイズスペクトル(1)を用いた場合(a,b,c), サイズスペクトル(2)を用いた場合(d), サイズスペクトル(3)を用いた場合(e), ×はFarmer et al.による現地観測結果.

4.3 気泡による熱フラックス

図-5 はサイズスペクトル(2)を仮定した場合の気泡による熱フラックスの時間変化である. 各台風通過イベント時に気泡を介した熱フラックスが顕著に大きくなっていることが分かる. また特にT201821での熱フラックスは大きくなっているが, これはほかの台風よりも最大風速が大きくなり気泡の混入数が比較的多かったことに加え, 大気海洋間の温度が大きかったことも一因となっていると考えられる.

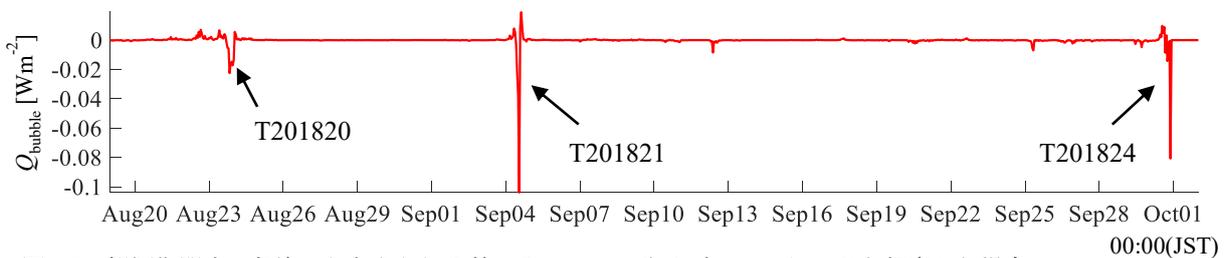


図-5 観測期間中に気泡から与えられる熱フラックス, サイズスペクトル(2)を仮定した場合

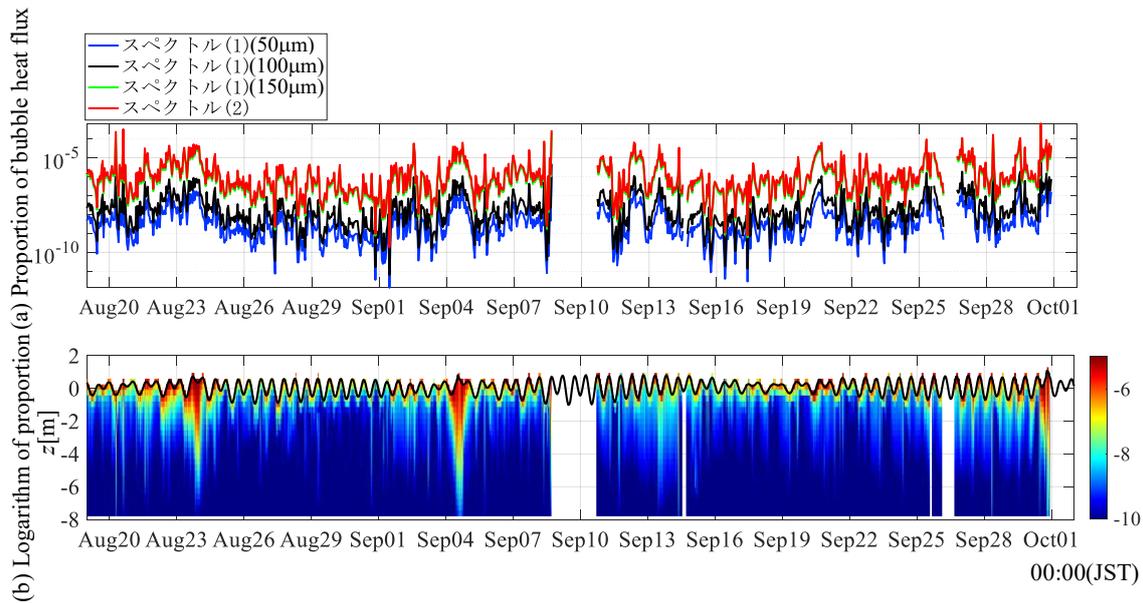


図-6 気泡による熱輸送量の大气海洋間の全熱輸送量に対する寄与率の時間変化(a), 気泡による熱フラックス寄与率の鉛直プロファイル(b)

4.4 大気海洋間熱フラックス

図-6(a)は気泡による熱輸送量の大气海洋間の全熱輸送量に対する寄与率の時間変化を表す。気泡による熱輸送量は台風通過イベントなどの強風時には気泡の混入数に応じて増大するものの、同時に風速の増加に起因して海面からの潜熱顕熱輸送量も増大するため、全熱輸送量に対する寄与率としてはあまり変化は見られないことが分かった。その寄与率はサイズスペクトル(2)を仮定した場合ほぼ 10^{-6} 程度のオーダーである。また仮定する気泡サイズスペクトルによって寄与率は数オーダー変化し、例えば単一径(50 μm)気泡群の寄与率とサイズスペクトル(2)を用いた場合の寄与率とでは少なくとも3オーダー以上の差がある。これは気泡を介した熱輸送を推定するうえで、導入する気泡サイズスペクトルの違いがいかに重要であるかを示唆するものである。

図-6(b)は気泡による熱フラックス寄与率の鉛直プロファイルである。鉛直積分値としての寄与率は時間的に大きな変化は見られなかったものの、特に水深-2m以深の領域においては強風イベントの有無で大きな差が表れた。即ち気泡による影響は水面下深くにまで混入して海中において直接熱を交換するということに大きく表れているものと考えられる。

5. 結論

海中に混入した気泡による熱輸送フラックスへの気泡サイズスペクトルの影響をいくつかのパラメータを用いて論究した。サイズスペクトルを種々に変化させた場合に得られる気泡からの熱輸送フラックスはそのスペクトルに応じて個々の結果を示し、スペクトル間で様々な差異が見られた。即ち、気泡界面を介した熱輸送フラックスをより正確に評価するためには、推定状況に応じた妥当な気泡のサイズスペクトルを見積もる必要が不可欠

であることが分かった。今後も気泡による熱輸送に関する有意義な検討を行っていきたい。

参考文献

- 1) 猿渡ら：「フェッチ制限下の風波砕波に伴う海面表層の応答」土木学会論文集 B2, Vol.74, No.2, 1.67-1.72, 2018
- 2) 猿渡ら：「海中混入気泡による超音波後方散乱と夏輸送」土木学会論文集 B2, Vol.75, No.2, 1.67-1.72, 2019
- 3) Charnock, H.: Wind stress on a water surface, Quart. J. Roy. Meteor. Soc., Vol.81, No.350, pp.639-640, 1995.
- 4) Crawford G. B. and Farmer D. M.: On the Spatial Distribution of Ocean Bubbles, Journal of geophysical research, Vol. 92, No.C8, pp. 8231-8243, 1987.
- 5) Grant B. Deane & M. Dale Stokes: Scale dependence of bubble creation mechanisms in breaking waves, Nature, Vol. 418, pp.839-844, 2002.
- 6) Medwin, H.: Counting bubbles acoustically: a review, Ultra-Sonics, Vol.15, No.1, pp.7-13, 1997.
- 7) Vagle, S. and Farmer, D. M.: The measurement of bubble-size distributions by acoustical backscatter, J. Atmos. Oceanic Technol., Vol.9, No.5, pp.630-644, 1992.
- 8) Niida, Y. and Watanabe, Y.: Oxygen transfer from bubble-plumes, Phys. Fluids, Vol.30, No.10, pp107104, 2018.
- 9) Pascal et al.: A Spar Buoy for High-Frequency Wave Measurements and Detection of Wave Breaking in the Open Ocean, J. Atmos. Oceanic Technol., Vol.28, No.4, pp.590-605, 2010
- 10) Farmer, D. M., Vagle, S., and Booth, A. D.: A free-flooding acoustical resonator for measurement of bubble size distribution, J. Atmos. Oceanic Technol., Vol.15, No.5, pp.1132-1146, 1998.