

基于单波束测深资料的海底冷泉动力学特征反演方法研究

华志励^{1,2,3}, 刘波^{1,2,3}

(1. 齐鲁工业大学(山东省科学院) 山东省科学院海洋仪器仪表研究所, 山东 青岛 266100; 2. 山东省海洋监测仪器装备技术重点实验室, 山东 青岛 266100; 3. 国家海洋监测设备工程技术研究中心, 山东 青岛 266100)

摘要: 为了准确理解冷泉水体中甲烷气体的分布规律, 综合运用单波束测深数据和冷泉水体流场数据, 建立了冷泉气泡上升、溶解速率的定量反演方法, 利用现场海试资料对反演方法进行了验证, 并对海试区域的冷泉气体溢出、溶解通量以及冷泉水体的甲烷浓度进行了估算。计算结果表明, 考察船航向与冷泉水体流向的差异会对声学探测结果产生影响, 当航向与流向的夹角大于 $\pm 60^\circ$ 时, 声学成像中冷泉倾角的误差将超过 50%。同时, 冷泉气泡上升速率的衰减与溢出口水深显著相关, 相关系数可达 0.9, 并且冷泉上升流对上升速率的提升效果明显。水合物稳定带的分布对冷泉气泡的收缩速率影响显著, 稳定带内、外收缩速率的差异可达 3~4 倍。冷泉气体通量的计算结果表明, 调查区域内冷泉的溢出强度整体较大, 同时溶解通量与水深之间呈现明显的分段效应。根据冷泉气体溶解通量估算的冷泉水体甲烷浓度与色谱分析结果具有较好的一致性。相关研究有助于实现对冷泉水体中甲烷气体分布的定量评估, 为潜在海底冷泉区的圈划和海域天然气水合物的调查提供技术支撑。

关键词: 海底冷泉; 水声学; 单波束测深; 冷泉气泡; 动力学特征

中图分类号: P714⁺.8

文献标识码: A

文章编号: 1000-3096(2019)09-0094-10

DOI: 10.11759/hyxx20181224001

海底冷泉是指来自海底沉积地层(或更深)的气体以喷涌或渗漏的方式注入海洋中的一种海洋地质现象, 普遍分布在大陆边缘及边缘海盆地^[1]。由于海底天然气水合物分解的甲烷是冷泉烃类气体的主要来源之一, 因此海底冷泉是海域天然气水合物赋存的重要指示。同时, 作为继 CO₂ 之后的第二大温室气体, 甲烷对全球气候变化具有重要的影响。潜在的能源价值和环境效应使得海底冷泉的研究备受关注。

由于冷泉气泡相比海水具有显著的声阻抗差异, 因此主动声学探测成为研究海底冷泉的一种有效手段。对此, 单/分波束(single/split beam echo sounder, SBES)^[2-11] 以及多波束(multi-beam echo sounder, MBES)^[5, 12-15] 等回波测深系统已被广泛应用于海底冷泉的探测, 调查海域遍布全球。同时, 利用声学资料对冷泉气泡的粒径分布、上升速率、溢出通量等特征要素进行反演, 也是国内外学者研究的热点^[3-4, 7-8, 11, 16-21]。作为描述冷泉动力学特征的重要指标, 准确获取冷泉气泡上升速率和溶解速率对研究冷泉气体的运移、传质机理具有重要意义。目前, 除了现场实测^[2] 之外, 针对气泡溶解速率尚无有效的定量反演方法, 而对于气泡上升速率则主要通过跟踪声学剖面中离

散气泡的轨迹进行估算^[4, 11], 计算精度难免受限于声学探测的分辨率, 并且离散气泡不能完全反映冷泉气泡群的运动特征。

在现有海底冷泉特征分析研究的基础上, 本文综合运用单波束测深数据和冷泉水体流场数据, 建立了冷泉气泡上升、溶解速率的定量反演方法, 利用 2016 年鄂霍次克海(the Okhotsk Sea)千岛盆地(the Kurile Basin)西部陆坡区的海试资料对该反演方法进行了验证, 并对海试区域的冷泉气体溢出、溶解通量以及冷泉水体的甲烷浓度进行了估算。

1 海底冷泉气泡动力学特征反演方法

水体中气泡的声学后向散射截面 σ_{bs} 被定义为^[21]:

收稿日期: 2018-12-24; 修回日期: 2019-04-16

基金项目: 国家自然科学基金(51504146); 青岛市应用基础研究计划项目(17-1-1-97-jch); 国际科技合作项目(2014DFR60490)

[Foundation: National Natural Science Foundation of China, No. 51504146; Qingdao Basis Research of Application Program, No. 17-1-1-97-jch; International Science & Technology Cooperation Program of China, No. 2014DFR60490]

作者简介: 华志励(1982-), 男, 浙江龙游人, 助理研究员, 博士, 电话: 0532-58628819, E-mail: hua_zhili@163.com

$$\sigma_{bs} = \frac{r^2}{\left[\left(\frac{f_{res}}{f} \right)^2 - 1 \right]^2 + \delta^2}, \quad (1)$$

式中, r 为气泡半径, f_{res} 为气泡共振频率, f 为声学探测频率, δ 为阻尼常数。根据经验公式, $f_{res}=326(1+0.1h)^{1/2}/r$, $\delta=(1+0.1h)^{1/2}/70$, h 为水深。由此可见, 气泡后向散射截面 σ_{bs} 可视为 r 与 h 的函数。对于远场声学探测, 由于单个海底冷泉可等效地视为一个独立散射体, 因此等效 σ_e 可视为等效气泡半径 r_e 与 h 的函数, 即 $\sigma_e(h)=\text{func}[r_e(h), h]$ 。Artemov^[4]给出 σ_{bs} 与 r

的经验公式, $r=1\ 000\ \sigma_{bs}^{1/2}$, 同时测深仪得到的目标声强 S_{targ} 与 σ_{bs} 之间满足 $S_{targ}=10\lg\sigma_{bs}$ 。由此可知, 不同水深处冷泉的 $r_e(h)$ 可以由 S_{targ} 计算得到。

采用单波束测深仪走航探测时, 由于考察船航行方向与冷泉水体流动方向存在差异, 因此声学剖面显示的海底冷泉与真实的海底冷泉有所不同。如图 1 所示, 设真实环境中海底冷泉的倾角为 a , 声学剖面中海底冷泉的倾角为 β , 航行方向 d_{vessel} 与水流方向 d_{flow} 的夹角为 γ , 则三者之间满足 $\tan a = \tan \beta \cos \gamma$ 。

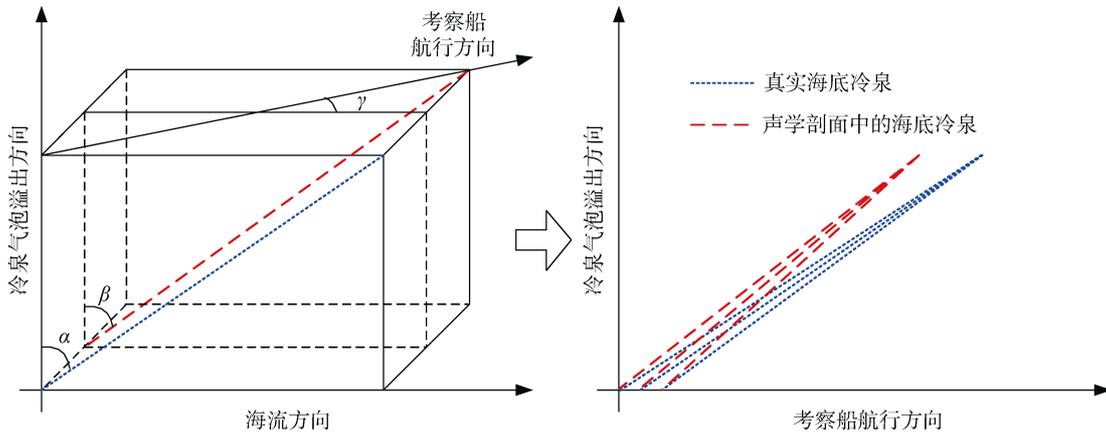


图 1 海底冷泉在真实环境及声学探测剖面中的几何坐标
Fig. 1 Schematic of cold seep under real conditions and detection profile

设冷泉气泡上升速率为 v_{up} , 冷泉水体流速为 v_{flow} , 则真实环境中海底冷泉倾角 a 可近似为 $a=\arctan(v_{flow}/v_{up})$ 。由于海流计能够获得冷泉水体在不同水深的流速 $v_{flow}(h)$ 和流向 $d_{flow}(h)$, 船载导航仪可以获得考察船航向 d_{vessel} , 因此根据夹角 $\gamma(h)$ 和声学图像中的冷泉倾角 $\beta(h)$ 即可得到 $v_{up}(h)=v_{flow}(h)/[\cos\gamma(h)\tan\beta(h)]$ 。

在冷泉气泡上升过程中, 气泡中携带的冷泉气体(以甲烷为主)在压力、温度等外部环境因素的作用下逐渐扩散并溶解于水体中, 这一过程可以直观地表现为冷泉气泡等效半径的减小, 即 $v_{shrink}(h)=[r_e(h+\Delta h)-r_e(h)]/t$ 。式中, v_{shrink} 为冷泉气泡的溶解速率, Δh 为气泡上升距离, t 为上升时间。具体计算时, 可以将 Δh 分解为 $N\Delta d$, Δd 为测深仪垂直方向的采样间隔, 上升时间 t 则可以根据 Δh 和 $v_{up}(h)$ 得到, 即 $v_{shrink}(h)=[r_e(h+\Delta h)-r_e(h)]/[\Delta h/v_{up}(h)]$ 。

根据上述计算得到的 $v_{up}(h)$ 和 $v_{shrink}(h)$, 可以进一步对冷泉气体的溢出和溶解情况进行定量评估。单位高度海底冷泉的气体溢出通量 F_{upward} 和溶解通量 $F_{diffusion}$ 被定义为^[22]:

$$\begin{cases} F_{upward} = \frac{4\pi}{3RT} \int_0^{\infty} v_{up} P_b r^3 N n(r) dr \\ F_{diffusion} = 4\pi \int_0^{\infty} k_B s r^2 (C - P_b/H) N n(r) dr \end{cases}, \quad (2)$$

式中, r 为冷泉气泡半径, $n(r)$ 为冷泉气泡半径的分布密度, N 为单位高度海底冷泉中的冷泉气泡个数, R 为气体常数, T 为温度, k_B 是冷泉气泡的气体传递速率, s 是冷泉气泡与相同体积球体的表面积之比, C 是海水中的背景甲烷浓度, H 为 Henry 常数。冷泉气泡的内压 $P_b=P_a+\rho_wgh+2\sigma/r$, 其中 P_a 为大气压, ρ_wgh 为水压, $2\sigma/r$ 为表面张力引入的 Laplace 压, ρ_w 为海水密度, σ 为气泡表面张力。具体计算时, 为了计算方便可以对上式进行一定的简化。首先, $r>15\ \mu\text{m}$ 的冷泉气泡的表面张力 σ 可以忽略^[22], 同时由于冷泉气泡的水压远大于大气压 P_a , 因此冷泉气泡的内压 P_b 可近似为水压 $P=\rho_wgh$; 其次, 由于海水中的背景甲烷浓度很低($2\sim 3\ \text{nmol/L}$)^[23], 式中 C 可近似为零。此外, 气体传递速率 k_B 与气泡收缩速率 v_{shrink} 之间存在 $v_{shrink}=k_B RT/H$ 的转换关系, 因此公式(2)可以简化为:

$$\begin{cases} F_{\text{upward}} = \frac{4\pi P}{3RT} v_{\text{up}} \int_0^{\infty} r^3 Nn(r) dr = \frac{P}{RT} v_{\text{up}} V = \frac{v_{\text{up}} V}{V_M} \\ F_{\text{diffusion}} = \frac{4\pi P}{RT} v_{\text{shrink}} \int_0^{\infty} sr^2 Nn(r) dr = \frac{P}{RT} v_{\text{shrink}} S = \frac{v_{\text{shrink}} S}{V_M} \end{cases} \quad (3)$$

式中, V 是冷泉气泡的总体积, S 是冷泉气泡的总表面积, V_M 为甲烷的气体体积。更进一步地, 通过一定时间 t_{ac} 内气体溶解通量的累计即可获得冷泉水体中溶解甲烷的浓度, 即 $C(h) = F_{\text{diffusion}}(h) t_{\text{ac}}$ 。

通过上述反演方法, 可以由现场获取的单波束测深数据、海流计数据以及船载导航数据对冷泉气泡的上升、溶解速率进行反演, 并进一步估算冷泉气体的溢出、溶解通量以及冷泉水体中的甲烷浓度分布。具体反演流程如图 2 所示。

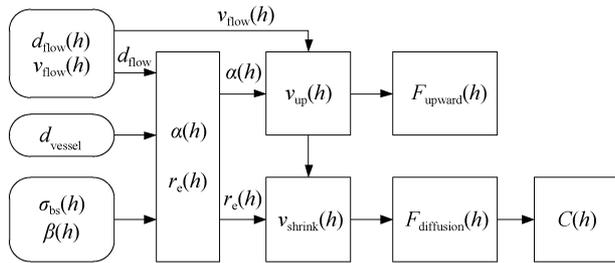


图 2 海底冷泉动力学特征反演流程

Fig. 2 Retrieval process of the cold seep dynamic parameters

2 数据获取与分析

2.1 现场数据获取

在 2016 年 LV74 航次中, 对鄂霍次克海千岛盆地西部陆坡区的冷泉发育进行了调查, 获取了该区域的声学资料、水文资料以及冷泉水体样本和海底浅层沉积物样本。其中, 声学探测系统包括单波束回波测深仪 Sargan-EM 和 ELAC, 工作频率分别是 12 kHz 和 20 kHz, 波束角分别是 12° 和 10°。由于该海域水深主要集中在 2 500 m 以内, 冷泉气泡的初始尺寸通常不低于 3 mm^[4], 根据气泡共振频率的计算可知, 该工作频率能够有效覆盖区域内的冷泉气泡。海试期间, 测深仪的脉冲重复周期设定为 2 s, 声速设定为 1 465 m/s, 测深精度 0.3 m, 测深数据通过 ELAC STG-721 进行采集, 考察船航速控制在 5~8 kn, 考察船的经纬度、航速、航向等信息通过船载导航仪 GARMIN GPSMap 420s 实时获取, 并与声学数据进行同步。

冷泉水体的水文数据和采集样本通过 SBE 911

系统进行获取。水文数据包括温度、盐度和浊度等, 采水器包含 12 个容量为 10 L 的 Rosette 样本瓶。水样溶解气体的顶空气样本, 由色谱分析仪 Crystal Suite 4000M 在船上实验室进行分析。此外, 在水样采集的同时, 通过 Nobska MAVS3 海流计获得相应水深的流速和流向数据, 探测精度分别为 0.3 cm/s 和 ±2°。

海试期间, 累计 109 次探测到海底冷泉 87 个, 水深界于 85~2230 m, 其中 100~200 m 和 300~500 m 两个水深区间的冷泉数量分别占 28.7% 和 43.7%。同时, 在冷泉密集发育的区域进行了 13 个 CTD 站位的水文参数测量及水样采集, 冷泉及站位分布如图 3 所示。

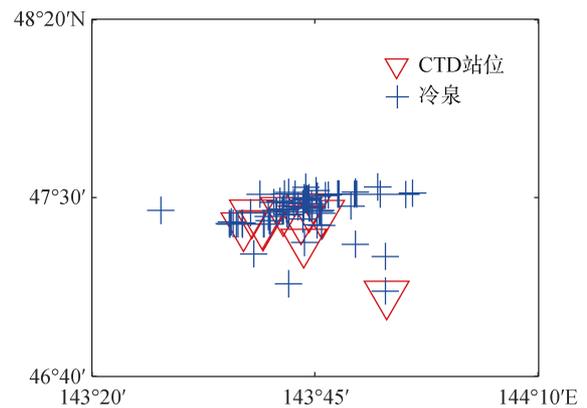


图 3 LV74 航次中海底冷泉与 CTD 站位的分布

Fig. 3 Location of cold seeps and CTD stations in LV74

2.2 航向与流向对冷泉声学探测的影响

为了分析航向 d_{vessel} 与流向 d_{flow} 对声学探测结果的影响, 在此选取一段包含 4 个冷泉的声学资料, 如图 4a、图 4b 所示, 依次为冷泉 F37、F11、F38 和 F39, 声学资料获取时的考察船航向分别是 320.1°、314.4°、94.2° 和 92.7° (如图 4a 箭头所示), 同时在冷泉 F11 的邻近位置 (间距约 200 m) 进行了一个站位 (CTD15) 的水文资料和冷泉水样采集, 并获得了 0~438 m 水深范围内 10 个深度位置的流场资料。根据图 4a 中的流场资料可见, 该海域的海流方向为 135°~175°, 据此可以得到公式 (2) 中的夹角 $\gamma(h)$ 。图 4c 中的黑色实线为追踪声强极值点获得的冷泉气泡上升轨迹, 据此通过切线角度即可得到声学图像中的冷泉倾角 $\beta(h)$ 。图 4d 为根据公式 (2) 还原的真实冷泉剖面。对比图 4c 和图 4d 可见, 对于 F11、F38 和 F39 三个冷泉, 溢出过程中流向变化引起的冷泉轨迹抖动得到了有效消除。而对于冷泉 F37, 由于流场数据仅限于水深 438 m 以内, 因此水深超出的部

分无法进行校准,但是流场数据覆盖范围内的校准效果也明显存在。

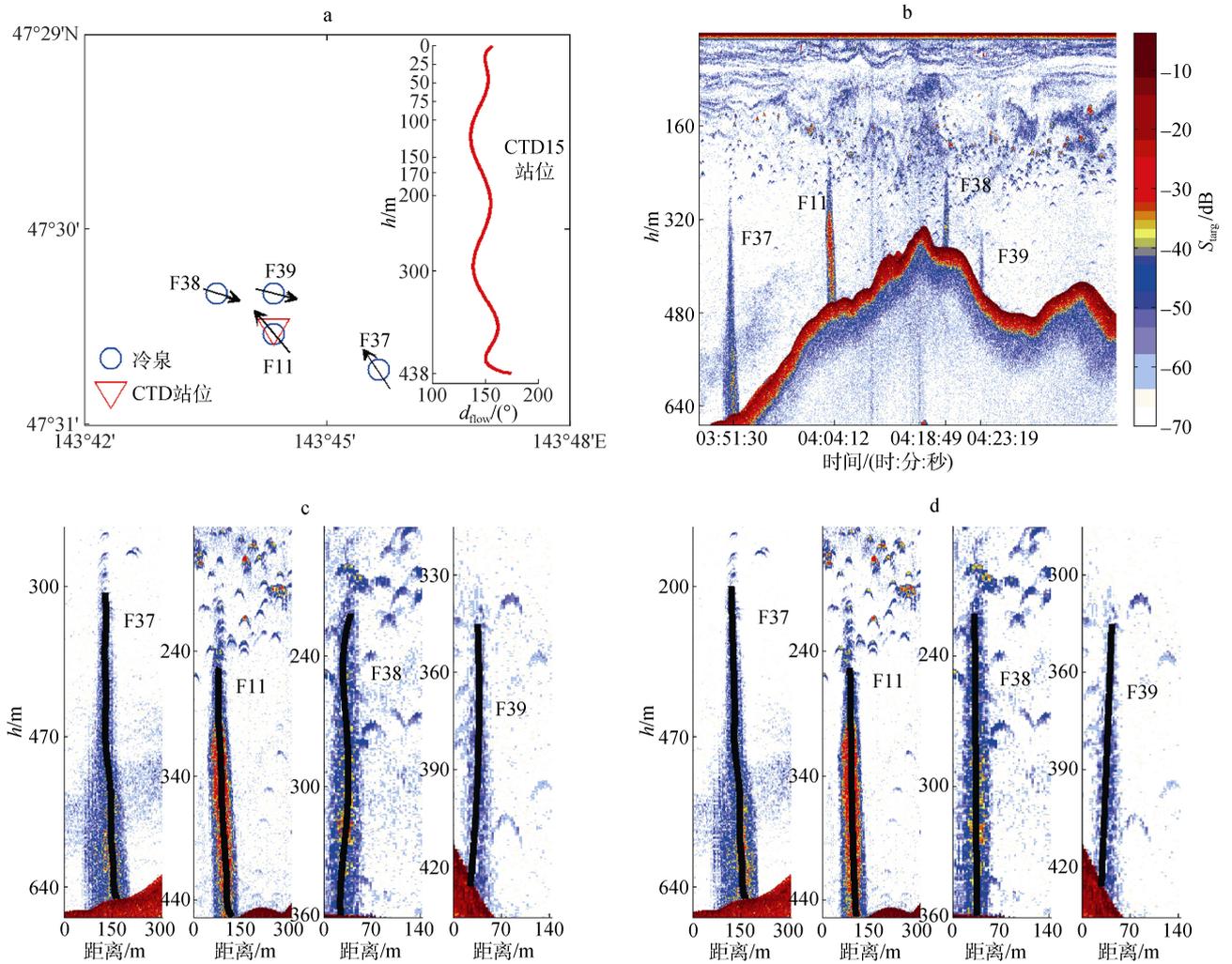


图4 根据航向、流向数据对冷泉声学剖面进行校准

Fig. 4 Cold seep profile correction on the basis of the course and flow direction data

注: a: 冷泉和CTD 站位分布以及CTD15 站位获得的流场流向数据; b: 12 kHz SBES 冷泉声学剖面; c: 实测的冷泉溢出轨迹; d: 校准后的冷泉溢出轨迹

从冷泉倾角的校准结果可见,在走航声学探测过程中,航向与流向的差异对于声学探测结果存在重要影响。当 $\gamma \leq \pm 30^\circ$ 时, a 的误差不会超过15%,而当 $\gamma \geq \pm 60^\circ$ 时, a 的误差将高达50%。虽然海流计测得的流向数据 d_{flow} 存在 $\pm 2^\circ$ 的误差,但是鉴于其对 γ 的微小影响以及 $\cos \gamma$ 在数值上的微小差别, d_{flow} 的误差对倾角计算的影响可以忽略不计。

2.3 冷泉气泡上升速率和溶解速率

在前述对冷泉倾角校准的基础上,可以进一步对冷泉气泡的 v_{up} 和 v_{shrink} 进行反演。虽然海试获得的流速数据 v_{flow} 是离散的,不足以对上升过程中的 v_{up} 进行全面、定量的描述,但是相关计算结果将有

助于对 v_{up} 的演变规律进行分析。以图4中冷泉F11为例,该冷泉的 $a(h)$ 为 $-18^\circ \sim -15^\circ$ (如图4d所示),所处水深区间为440~250 m,在该区间内获取了438、425和300 m 3个深度点的流速数据(~ 10 cm/s)。由于 a 可近似等效为 $a = \arctan(v_{flow}/v_{up})$,由此可得 $v_{up}(h)$ 为40~48 cm/s。图5b为根据10个站位的流速数据反演得到的 $v_{up}(h)$ 汇总。通过综合分析冷泉气泡的初始溢出速率 v_{up0} 、溢出口水深 h_0 、溢出高度 H 等参数可见:首先,初始溢出速率 v_{up0} 与溢出口水深 h_0 以及溢出高度 H 呈弱相关(相关系数分别为0.57和0.70),即深水冷泉以及高程冷泉具有高初始溢出速度的可能性更大;其次,在气泡上升过程中,随着水

深的减小 v_{up} 会逐渐减小。在此, 以平均衰减速率 Δv_{up_e} 和半程衰减速率 $\Delta v_{up_{(1/2)H}}$ 两个指标对 v_{up} 的衰减特征进行分析, 其中 Δv_{up_e} 与 h_0 和 H 均无相关性,

而 $\Delta v_{up_{(1/2)H}}$ 与 h_0 呈显著负相关(相关系数-0.9), 并且在数值上 $h_0 < 300$ m 的冷泉的 $\Delta v_{up_{(1/2)H}}$ 是 $h_0 > 300$ m 冷泉的 2~3 倍。

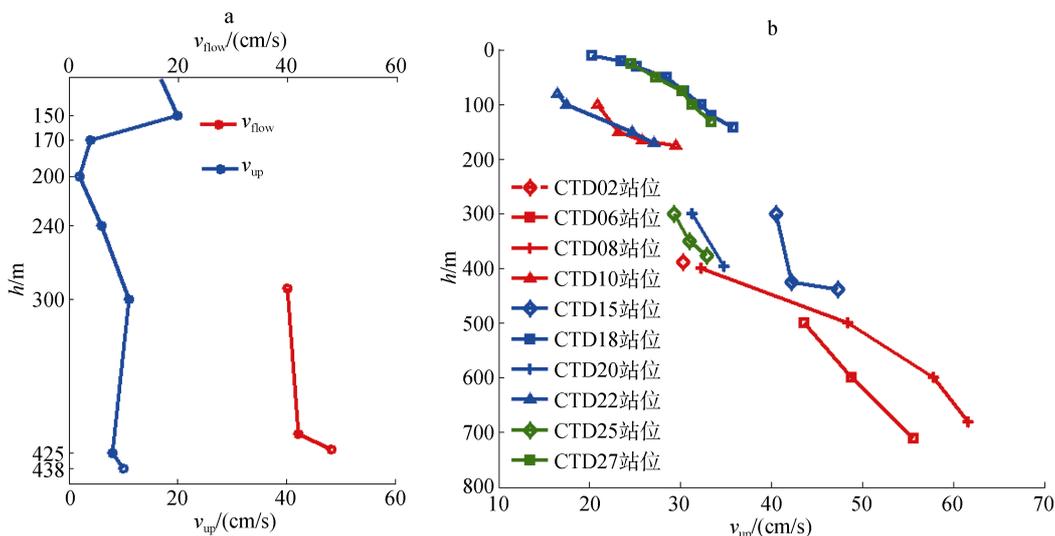


图 5 根据海流数据反演冷泉气泡上升速率

Fig. 5 Bubble rising rate on the basis of the echo sounder profile and flow data

注: a: 冷泉 F11; b: CTD 站位邻近冷泉的汇总结果

对于水体中的离散气泡, 通过追踪气泡的上浮轨迹也能够获得离散的 v_{up} 数据, 如图 6 所示。由于声学剖面中能够识别的离散气泡上浮轨迹通常出现在浅水区, 因此数据主要集中在水深 150 m 以内的区域。统计分析表明, 离散气泡的 v_{up} 主要集中在 4~13 cm/s, 其中 5~9 cm/s 区间内占比超过 50%, 超过 15 cm/s 的仅占 10%, 并且通过轨迹分析可以发现上浮过程中离散气泡基本保持匀速。

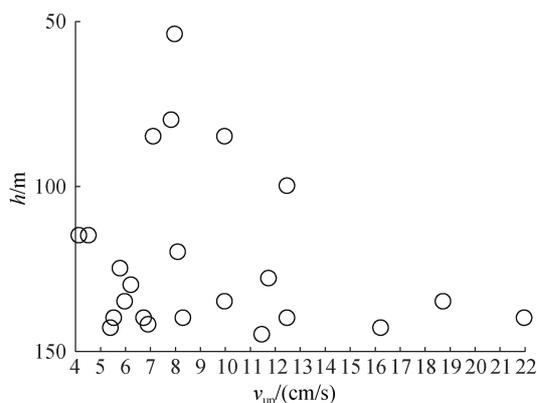


图 6 根据运动轨迹获得的离散气泡上浮速率

Fig. 6 Rising speed obtained from single bubble tracking observations

通过对比图 5b 与图 6 的反演结果可以看出, 离散气泡的 v_{up} 明显低于冷泉气泡流, 并且在数值上仅与浅水冷泉的末端速率较为接近。对于这一数值上的明显差异, Leifer 等^[24-27]指出冷泉气泡的群体性溢出形成的冷泉上升流对于气泡的动力学特征存在影响。而这种冷泉上升流引起的垂直方向上水体的快速交换, 在海试期间多个站位的水文资料中均有显现。以图 7 中 CTD10 和 CTD20 两个站位的水文资料为例, 这两个站位分别邻近冷泉 SF24 和 F18, 其中冷泉 SF24 和 F18 的溢出水深分别为 181 m 和 400 m, 溢出高度约 100 m 和 120 m。从两个站位的水文资料可以看出, 冷泉所在的水深区间内水体的温度和盐度基本保持恒定, 如 CTD10 站位中的 180~90 m 和 CTD20 站位中的 400~300 m。这种温、盐均匀分布的现象可以直观地表明, 局部区域内水体的垂直向混合效应显著。此时, 冷泉气泡群与上升流之间相互作用, 一方面冷泉气泡的群体性溢出促进了上升流的形成, 另一方面, 冷泉上升流又反作用于冷泉气泡群, 提升了气泡的上升速率和上升距离。因此, 前述冷泉气泡流与离散气泡上升速率的数值差异可以解释为, 冷泉气泡流的上升过程是多种流体力共同作用的结果, 而离散气泡的上升则是一个自由上浮过程。

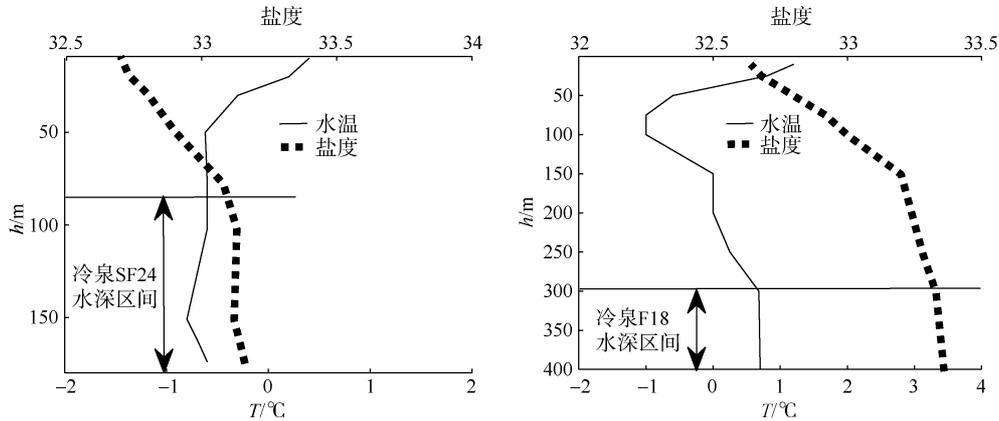


图 7 冷泉 SF24 和 F18 的水文数据

Fig. 7 Hydrological data of cold seep SF24 and F18

根据 v_{up} 可以进一步对 v_{shrink} 进行计算。冷泉气泡上升过程中, 在水温压等环境因素以及气体浓度差等多种因素的共同作用下, 气泡中存留的冷泉气体会逐渐溶解到水体中, 进而导致气泡的粒径发生变化。在具体计算时, v_{shrink} 可以等效为气泡粒径的变化率 Δr_c , 不同深度的 $r_c(h)$ 可以通过测深仪的声强数据反演得到, 即 $v_{shrink}(h) = \Delta r_c(h)/t = [r_c(h_1) - r_c(h_2)]/t = [10^{3+S_{ms}(h_1)/20} - 10^{3+S_{ms}(h_2)/20}]/t$, 其中 $t = N\Delta d/v_{up}$, $\Delta d = 0.3$ m。

图 8a 为冷泉 F11 的 v_{shrink} 随水深的分布, 从图中可见随着水深的减小, v_{shrink} 在数值上明显分为两个区间。其中, 在水深 440~350 m 溶解速率分布在 3~5 $\mu\text{m/s}$, 在水深 330~280 m 则显著增大至 10~18 $\mu\text{m/s}$ 。根据 CSMHYD 模型^[28]以及海试期间获得的水文资料, 探测海域的水合物稳定带(hydrate stability zone, HSZ) 顶界位于水深 320~330 m。现有研究表明, HSZ 区域内冷泉气泡的表面会形成水合物壳^[2, 5, 25, 29], 从而大大延缓气泡中气体的溶解, 而当气泡脱离 HSZ 区域后水合物壳会逐渐分解。因此从数值上, 反演结果与上述“水合物壳的结、解理论”具有很好的一致性。图 8b 是区域内冷泉 v_{shrink} 的汇总, 可以看出 HSZ 对 v_{shrink} 的延迟效应较为明显, HSZ 区域内 v_{shrink} 基本上保持在 5 $\mu\text{m/s} \pm 2$ $\mu\text{m/s}$, HSZ 区域外则为 15 $\mu\text{m/s} \pm 5$ $\mu\text{m/s}$, 在极端情况下甚至超过 25 $\mu\text{m/s}$, 这一计算结果与 Rehder 等^[2]在 Monterey 湾的实测数据较为相近。由于 v_{shrink} 的计算需要以 v_{up} 为输入参数, 因此上述反演结果也可以一定程度上证实 v_{up} 反演方法的有效性。而冷泉的溢出高度 H 则是验证 v_{up} 和 v_{shrink} 的另一指标。以冷泉 F11 为例, 该冷泉跨越水深 440~280 m, H 为 160 m, 其中约 120 m 位于 HSZ 内, HSZ

外约 40 m。根据图 5a 的计算结果取气泡平均上升速率为 40 cm/s, 则冷泉气泡上升 160 m 所需时间约为 400 s, 其中 HSZ 内 300 s, HSZ 外 100 s。取 HSZ 内、外的 v_{shrink} 分别为 5 $\mu\text{m/s}$ 和 15 $\mu\text{m/s}$, 则可推算出冷泉气泡的平均尺寸约为 3 mm, 这一结果与现场观测结果^[2, 21, 25, 29]较为吻合。

2.4 冷泉气体溢出通量、溶解通量和水体中甲烷浓度

根据公式(4)和(5), 冷泉气体的 F_{upward} 和 $F_{diffusion}$ 可以通过 v_{up} 、 v_{shrink} 以及冷泉气泡的体积 V 和表面积 S 计算得到。图 9a 为冷泉 F11 的 F_{upward} 和 $F_{diffusion}$ 计算结果。从结果可见, 在溢出口位置的 F_{upward} 约为 4 $\mu\text{mol/s}$ 。根据 Leifer 对冷泉溢出强度的分类^[30], 该冷泉属于弱冷泉, 而前述 3 mm 的平均冷泉气泡尺寸也符合弱冷泉气泡的特征尺度。同时, 计算结果表明 HSZ 对 $F_{diffusion}$ 的影响并不明显, 虽然 HSZ 内、外 v_{shrink} 差异明显, 但是 $F_{diffusion}$ 与水深 h 则呈现准线性关系, 其中在冷泉溢出的初段(~30 m, 约占溢出高度的 20%) $F_{diffusion}$ 约为 0.2~0.3 $\mu\text{mol/s}$, 而在溢出的中后段, $F_{diffusion}$ 逐渐降至 0.1 $\mu\text{mol/s}$ 并趋于稳定。图 9b 为区域内 F_{upward} 的整体分布图, 在数值上介于 2.6 $\mu\text{mol/s}$ ~0.97 mmol/s, 平均溢出强度为 0.2 mmol/s, 溢出强度整体较大。这一反演结果与 Obzhirov^[31] 2005 年 LV37 航次海试结果(~1.16 mol/(km²·s))和 Mishukova^[32] 的计算结果(0.02~0.05 kg/(km²·d))较为吻合, 低于 Obzhirov^[31] 2010 年 LV52 航次(10.16 mol/(km²·s))和 2011 年 LV54 航次[12.92 mol/(km²·s)]的海试结果。 F_{upward} 计算结果的差异一方面是因为冷泉气体的溢出并不是稳定连续的, 溢出量随时间存在较为明显

的差异；另一方面，上述结果为区域内冷泉溢出通量的平均，会受到区域内冷泉遍历度的影响。

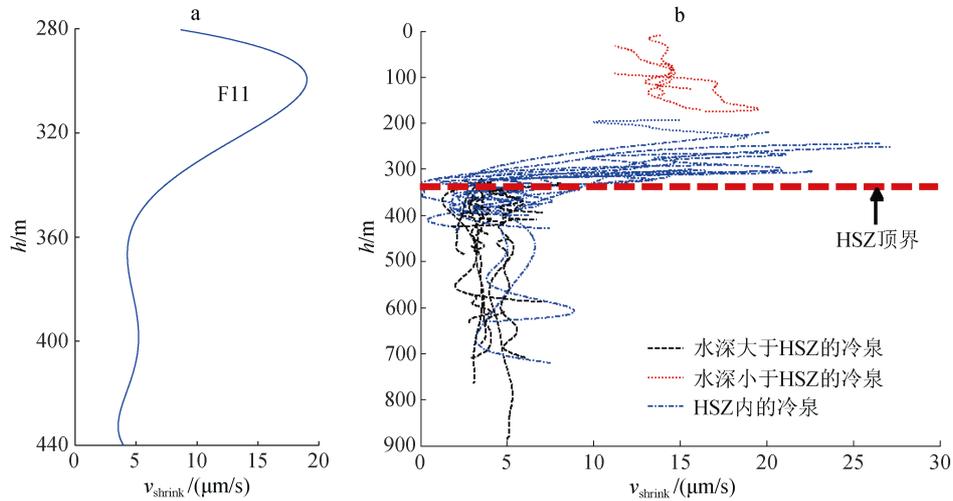


图 8 冷泉气泡溶解速率的反演结果

Fig. 8 Bubble shrinking rate on the basis of the echo sounder profile

注: a: 冷泉 F11; b: CTD 站位邻近冷泉的汇总结果

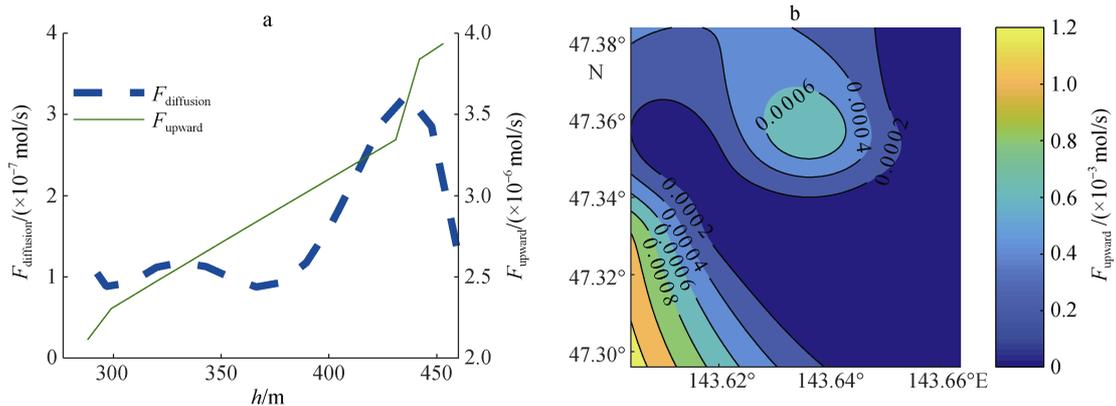


图 9 冷泉气体溢出、溶解通量计算结果

Fig. 9 Upward and diffusion fluxes of CH₄

注: a: 冷泉 F11; b: 区域内的气体溢出通量分布

图 10a 为图 9b 所示区域内全部冷泉 $F_{diffusion}$ 的集中汇总，其中虚线为计算结果，实线为拟合结果($R^2=0.97$)。从中可以看出， $F_{diffusion}$ 总体上随水深的减小而逐渐降低，并且即使在冷泉溢出的初始阶段， $F_{diffusion}$ 也不会超过 $3 \mu\text{mol/s}$ 。同时， $F_{diffusion}$ 的衰减速率存在明显的分段，首先 $h>450 \text{ m}$ 水深区间内 $F_{diffusion}$ 的衰减速率较高，约每百米 $1 \mu\text{mol/s}$ ，这表明深水冷泉释放的甲烷气体很难通过冷泉气泡运移的方式进入浅水区。其次，在 $300<h<450 \text{ m}$ 的水深区间， $F_{diffusion}$ 的衰减速率大幅降低至每百米 $0.25 \mu\text{mol/s}$ ，并最终在 $h<300 \text{ m}$ 区间进入稳定阶段，在数值上基本保持在 $0.05 \mu\text{mol/s}$ 。

根据冷泉气体 $F_{diffusion}$ ，即可进一步对海水中甲烷气体 C 进行计算。由于在理论上 $F_{diffusion}$ 与 C 之间满足 $C(h)=F_{diffusion}(h)t_{ac}$ ， t_{ac} 为溶解时间，即冷泉水体从溢出位置流动至探测位置所需的时间。以图 9b 所示的冷泉海域为例，该海域的边界为 $12 \text{ km} \times 22 \text{ km}$ ，根据海流计获得的流速 v_{flow} ，在此取平均流速 12 cm/s ，此时水体流经该海域所需的时间为 $11.6 \sim 24.4 \text{ d}$ ，取平均流动时间 18 d ，由此计算的甲烷浓度如图 10b 中的虚线所示。图中的离散数据为色谱分析仪获得的冷泉水体样本中甲烷气体浓度 C ，实线为拟合的甲烷浓度随水深的分布曲线 $C(h)$ ($R^2=0.8$)。通过实测数据与反演数据的对比可以看出，根据 $F_{diffusion}$ 反演得

到的甲烷浓度与实测结果具有很好的一致性, 这表明冷泉水体中的甲烷浓度 $C(h)$ 可近似通过冷泉溶解

通量 $F_{\text{diffusion}}(h)$ 、冷泉海域的边界距离 L 和水体流速 v_{flow} 进行估算, 即 $C(h) = F_{\text{diffusion}}(h)L/v_{\text{flow}}$

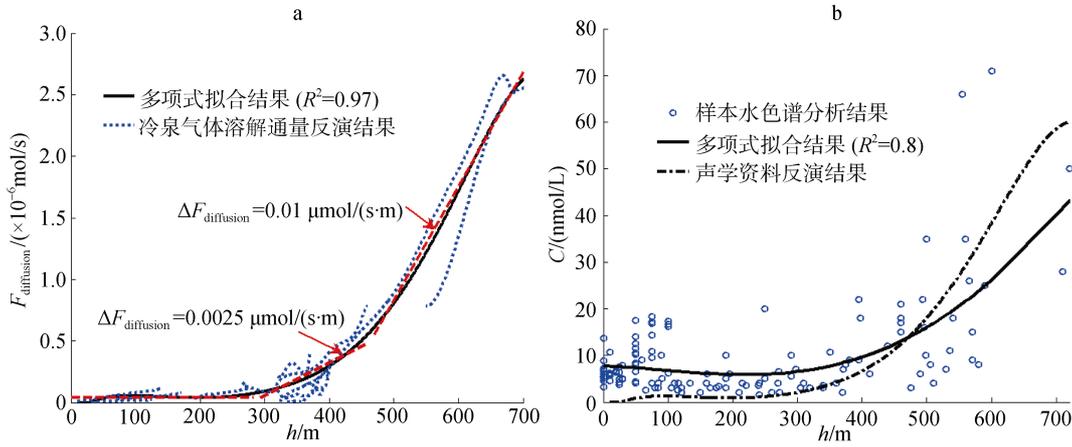


图 10 图 9b 区域内冷泉气体溶解通量分布及样本水溶解甲烷浓度

Fig. 10 Diffusion flux distribution and CH_4 concentration in the area shown in Fig.9b

注: a: 气体溶解通量分布; b: 海水中甲烷浓度的计算结果及与色谱分析数据的比对

3 结论

海底冷泉是海底沉积物中存留气体渗漏产生的一种常见现象, 不仅是海底天然气水合物赋存的重要标志, 同时对于研究海洋环境以及全球气候变化具有重要的意义。本文综合运用海试获得的声学、水文、冷泉水体样本等现场资料, 建立了冷泉气泡上升、溶解速率的定量反演方法, 并对海试区域内的冷泉气体溢出、溶解通量和冷泉水体中的甲烷分布进行了估算。分析结果表明, 考察船航向与冷泉水体流向间的差异会对走航式声学探测结果产生影响, 当夹角大于 $\pm 60^\circ$ 时声学剖面中冷泉倾角的误差将超过 50%。冷泉气泡上升速率的半程衰减速率与溢出口水深显著相关, 并且冷泉上升流对上升速率的提升效果显著。HSZ 对冷泉气泡溶解速率影响显著, HSZ 区域内、外溶解速率的差异可达 3~4 倍。研究区域内冷泉的 F_{upward} 强度较大, 同时 $F_{\text{diffusion}}$ 与水深之间呈现明显的分段效应。

需要指出的是, 虽然本文建立的反演方法能够较为准确地获取冷泉气泡的上升、溶解速率等特征指标, 但是由于现场数据获取方面的不足, 导致该方法目前更适合进行统计分析, 在局部计算结果的精度方面还存在一定局限。例如, 探测过程中测深仪的声速通常设定为固定值, 这会导致测深数据存在约 2%~3% 的误差; 又例如, 流场数据获取时, 由于海流计随采水器进行布放, 因此采样数量及采样间

隔的限制会导致流场数据存在空窗现象, 进而导致冷泉气泡上升速率的计算结果存在误差。在后续的工作中, 将针对该方法存在的问题进行完善, 进一步提升方法的完整性和计算精度。

致谢: 感谢 LV74 航次“*Akademik MA Lavrentiev*”考察船全体船员在海试期间提供的帮助。感谢俄罗斯联邦科学院远东分院太平洋海洋研究所 A.Obzhirov, R.Shakirov, A.Salomatin 和 V.Bannikov 在海试资料分析方面提供的指导和帮助。感谢审稿专家提出的修改建议。

参考文献:

- [1] 栾锡武, 刘鸿, 岳保静, 等. 海底冷泉在旁扫声纳图像上的识别[J]. 现代地质, 2010, 6: 474-480.
Luan Xiwu, Liu Hong, Yue Baojing, et al. Characteristics of cold seepage on side scan sonar sonogram[J]. Geoscience, 2010, 6: 474-480.
- [2] Rehder G, Brewer P W, Peltzer E T, et al. Enhanced lifetime of methane bubble streams within the deep ocean[J]. Geophysical Research Letters, 2002, 29(15): 1-4.
- [3] Greinert J, McGinnis D F, Naudts L, et al. Atmospheric methane flux from bubbling seeps: Spatially extrapolated quantification from a Black Sea shelf area[J]. Journal of Geophysical Research Oceans, 2010, 115: C01002.
- [4] Artemov Y G, Egorov V N, Polikarpov G G, et al. Methane emission to the hydro-and atmosphere by gas bubble streams in the Dnieper paleo-delta, the Black Sea[J]. Journal of Marine Environmental, 2007, 5:

- 110-116.
- [5] Nikolovska A, Sahling H, and Bohrmann G. Hydroacoustic methodology for detection, localization, and quantification of gas bubbles rising from the seafloor at gas seeps from the eastern Black Sea[J]. *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 2008, 9: Q10010.
- [6] Sahling H, Bohrmann G, Artemov Y G. Vodyanitskii mud volcano, Sorokin trough, Black Sea: Geological characterization and quantification of gas bubble streams[J]. *Marine & Petroleum Geology*, 2009, 26: 1799-1811.
- [7] Romer M, Sahling H, Pape T, et al. Quantification of gas bubble emissions from Urban Processing of multi-beam water column image data submarine hydrocarbon seeps at the Makran continental margin (offshore Pakistan)[J]. *Journal of Geophysical Research Oceans*, 2012, 117: C10015.
- [8] Deimling J S, Rehder G, Greinert J, et al. Quantification of seep-related methane gas emissions at Tommeliten, North Sea[J]. *Continental Shelf Research*, 2011, 31: 867-878.
- [9] Gentz T, Damm E, Deimling J S, et al. A water column study of methane around gas flares located at the West Spitsbergen continental margin[J]. *Continental Shelf Research*, 2014, 72: 107-118.
- [10] Solomon E A, Kastner M, MacDonald I R, et al. Considerable methane fluxes to the atmosphere from hydrocarbon seeps in the Gulf of Mexico[J]. *Nature Geoscience*, 2009, 2: 561-565.
- [11] Veloso M, Greinert J, Mienert J, et al. A new methodology for quantifying bubble flow rates in deep water using splitbeam echosounders: Examples from the Arctic offshore NW-Svalbard[J]. *Limnology & Oceanography Methods*, 2015, 13: 267-287.
- [12] Deimling J S, Brockhoff J, Greinert J. Flare imaging with multibeam systems: Data processing for bubble detection at seeps[J]. *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 2007, 8: Q06004.
- [13] Gardner J V, Malik M, Walker S. Plume 1400 meters high discovered at the seafloor of the Northern California Margin[J]. *Eos Transactions American Geophysical Union*, 2013, 90: 257-275.
- [14] Weber T C, Mayer L A, Beaudoin J, et al. Mapping gas seeps with the deepwater multibeam echosounder on Okeanos explorer[J]. *Oceanography*, 2012, 25: 54-55.
- [15] Colbo K, Ross T, Brown C, et al. A review of oceanographic applications of water column data from multi-beam echosounders[J]. *Estuarine, Coastal and Shelf Science*, 2014, 145: 41-56.
- [16] Artemov Y G. Software support for investigation of natural methane seeps by hydroacoustic method[J]. *Journal of Food & Pharmaceutical Sciences*, 2006, 5: 57-71.
- [17] Ostrovsky I, McGinnis D F, Lapidus L, et al. Quantifying gas ebullition with echosounder: the role of methane transport by bubbles in a medium-sized lake[J]. *Limnology & Oceanography Methods*, 2008, 6: 105-118.
- [18] Muyakshin S I, Sauter E. The hydroacoustic method for the quantification of the gas flux from a submersed bubble plume[J]. *Oceanology*, 2010, 50: 995-1001.
- [19] 秦华伟, 陶辰超, 蔡真, 等. 基于光学技术的水下气泡探测实验研究[J]. *海洋科学*, 2016, 40(6): 119-125.
- Qin Huawei, Tao Chenchao, Cai Zhen, et al. Experimental study on underwater bubble detection based on optical technology[J]. *Marine Sciences*, 2016, 40(6): 119-125.
- [20] McGinnis D F, Greinert J, Artemov Y, et al. Fate of rising methane bubbles in stratified waters: How much methane reaches the atmosphere? [J]. *Journal of Geophysical Research*, 2006, 111: C09007.
- [21] Leifer I, Chernykh D, Shakhova N, et al. Sonar gas flux estimation by bubble insonification: Application to methane bubble flux from seep areas in the outer Laptev Sea[J]. *The Cryosphere*, 2017, 11: 1333-1350.
- [22] Leifer I, Patro R K. The bubble mechanism for methane transport from the shallow sea bed to the surface: A review and sensitivity study[J]. *Continental Shelf Research*, 2002, 22: 2409-2428.
- [23] Conrad R, Seiler W. Methane and hydrogen in sea water (Atlantic ocean)[J]. *Deep-Sea Research*, 1988, 12: 1903-1917.
- [24] McDougal T J. Bubble plumes in stratified environments[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1978, 4: 655- 672.
- [25] Sauter E J, Muyakshin S I, Charlourc J L, et al. Methane discharge from a deep-sea submarine mud volcano into the upper water column by gas hydrate-coated methane bubbles[J]. *Earth and Planetary Science Letters*, 2006, 243(3-4): 354-365.
- [26] Leifer I, Patro R K. The bubble mechanism for methane transport from the shallow sea bed to the surface: A review and sensitivity study[J]. *Continental Shelf Research*, 2002, 22: 2409-2428.
- [27] Leifer I, MacDonald I. Dynamics of the gas flux from shallow gas hydrate deposits: Interaction between oily hydrate bubbles and the oceanic environment[J]. *Earth & Planetary Science Letters*, 2003, 210: 411-424.
- [28] Sloan E D, Koh C A. *Clathrate Hydrates of Natural Gases*[M]. New York: CRC Press, 2008.
- [29] Greinert J, Nutzal B. Hydroacoustic experiments to establish a method for the determination of methane bubble fluxes at cold seeps[J]. *Geo-Marine Letters*,

- 2004, 24: 75-85.
- [30] Leifer I, Culling D. Formation of seep bubble plumes in the Coal Oil Point seep field[J]. *Geo-Marine Letters*, 2010, 30: 339-353.
- [31] Obzhirov A, Pestrikova N, Mishukova G, et al. Distribution of methane content and methane fluxes in the sea of Japan, sea of Okhotsk, and near-Kuril Pacific[J]. *Russian Meteorology and Hydrology*, 2016, 41: 205-212.
- [32] Mishukova G, Shakirov R, Obzhirov A. Methane fluxes on the water-atmosphere boundary in the sea of Okhotsk[J]. *Geography*, 2017, 475: 697-701.

Retrieval process of cold seep dynamic parameters based on single-beam echo sounder profiles

HUA Zhi-li^{1, 2, 3}, LIU Bo^{1, 2, 3}

(1. Institute of Oceanographic Instrumentation, Qilu University of Technology (Shandong Academy of Sciences), Qingdao 266100, China; 2. Shandong Provincial Key Laboratory of Marine Monitoring Instrument Equipment Technology, Qingdao 266100, China; 3. National Engineering and Technological Research Center of Marine Monitoring Equipment, Qingdao 266100, China)

Received: Dec. 24, 2018

Key words: cold seep; hydroacoustic; single-beam echo sounder; plume bubbles; dynamics

Abstract: To accurately understand the distribution of methane gas in cold seep water on the basis of the single-beam echo sounder and seep water flow field datasets, a quantitative method for determining the rising and shrinking rates of the cold seep plume bubble is established and verified using trial data. Furthermore, the upward and diffusion fluxes of seepage and the methane concentration are computed. Results show that the difference between heading and flow directions of the cold seep water will affect the acoustic result. When the difference is greater than $\pm 60^\circ$, the error of the cold seep inclination will exceed 50%. Meanwhile, the half-way decay rate of the cold seep bubble rising rate is significantly correlated with the water depth, with the correlation coefficient reaching 0.9. Moreover, the effect of bubble-induced upwelling on the rising rate is significant. The distribution of the gas-hydrate stability zone has a significant effect on the shrinking rate of the cold seep bubble, and the difference between internal and external diffusion rates of this zone can reach three to four times. The calculation results of the flux of cold seep gas show that the overflow intensity in the study area is large overall, and there is a significant segmentation effect between diffusion flux and water depth. In addition, based on the diffusion flux obtained, the distribution of methane concentration in the seawater of the trial area is estimated. The comparison of the chromatographic analysis of in situ water samples confirms the validity of the method. Relevant research would help in achieving a quantitative assessment of the distribution of methane gas in cold seep water and provide technical support for the exploration of cold seeps and seabed natural gas hydrates.

(本文编辑: 刘珊珊)