中国科学: 地球科学 2014 年 第 44 卷 第 4 期: 744 ~ 752
www.scichina.com earth.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

论 文

湾流区涡旋对海洋垂向混合的影响

李敏[①], 谢玲玲[②*], 杨庆轩[①], 田纪伟[①]

① 中国海洋大学物理海洋实验室, 青岛 266100;
② 广东海洋大学陆架及深远海气候、资源与环境广东省高等学校重点实验室, 湛江 524088
* 联系人, E-mail: llingxie@163.com

收稿日期: 2013-05-18; 接受日期: 2013-08-09; 网络版发表日期: 2014-02-28
国家自然科学基金项目(批准号: 41106012)资助

摘要 利用 Argo 高分辨率温盐数据和海面高度异常(SLA)数据对湾流区中尺度涡内外的混合情况进行了统计分析, 结果表明, 平均情况下 300~540 m 深度处反气旋涡内的混合率明显高于背景场, 平均值量级达到 4.0×10^{-5} m^2 s^{-1}, 而涡外和气旋涡内平均混合率分别为 1.6×10^{-5} 和 0.8×10^{-5} m^2 s^{-1}. 反气旋涡内混合率量级在 10^{-4} m^2 s^{-1} 以上的概率达到 29%, 而涡外和气旋涡内情况下达到 10^{-4} m^2 s^{-1} 以上的概率仅为 12%和 5%. 540~900 m 深度上, 涡内外的平均混合率量级一致. 38 个反气旋涡中有 24 个出现涡内部混合增强的现象, 其中 22 个涡内剖面在观测时间前局地有大风过程存在或持续, 混合情况与风应力有较好的对应关系, 说明反气旋涡利于风生近惯性能量的下传. 12 个反气旋涡内剖面在 540 m 以下部分仍存在 Thorpe 尺度在 5 m 以上的水体翻转, 甚至有 3 个达到了 20 m 以上, 说明强混合现象在某些区域 540 m 以下的较深层仍然存在.

关键词 Argo 涡旋 混合 湾流区 风应力 水体翻转

海洋混合是使水体性质趋于均匀的小尺度过程, 它对海洋中物质和能量输运起着至关重要的作用(Munk 和 Wunsch, 1998; Sharples 等, 2001; Sun 等, 2011). 混合也是海洋能量由大尺度到小尺度直至耗散的级串过程中至关重要的一环, 进而可影响大尺度的运动, 对维持海洋层结也有重要作用(Munk 和 Wunsch, 1998). 海洋内部混合主要由内波破碎触发, 而内波的主要能量来源一是海表面风能的输入, 二是正压潮与变化底地形相互作用产生的斜压能(Wunsch 和 Ferrari, 2004; Zhang 等, 2011). 输入的风能一部分在比较浅的水层耗散掉, 一部分则由近惯性内波携带向较深处传输, 当内波发生不稳定过程而破碎时便导致了海洋内部的小尺度湍流混合. 数值模式结果也显示近惯性内波携带的这部分能量在全球海洋机械能平衡中起着至关重要的作用(Nikurashin 和 Ferrari, 2011; Scott 等, 2011). 近惯性内波下传的时间和距离与很多因素有关, 进而导致了海洋内部混合区域深度的不确定性(Alford 和 Whitmont, 2007; Furuichi 等, 2008; Zhai 等, 2009).

Kunze(1985)根据射线追踪理论推导出相对涡度可以影响近惯性能量的传播, 在负涡度海区内波的频率下限被拓宽, 可以俘获近惯性波并利于其能量的下传, 之后的一些观测和理论分析研究也证明了这一点(如 D'Asaro, 1995; Klein 等, 2004). 气旋涡和反气旋涡由于结构、性质等的不同对于跃层的影响也不尽相同(Chaigneau 等, 2011; Chen 等, 2011), 从而会

中文引用格式: 李敏, 谢玲玲, 杨庆轩, 等. 2014. 湾流区涡旋对海洋垂向混合的影响. 中国科学: 地球科学, 44: 744–752
英文引用格式: Li M, Xie L L, Yang Q X, et al. 2014. Impact of eddies on ocean diapycnal mixing in Gulf Stream region. Science China: Earth Sciences, 57: 1407–1414, doi: 10.1007/s11430-013-4708-0

对近惯性能量的下传过程产生不同的影响. 还有一些学者通过数值模式对近惯性能量垂向传播定量化的问题进行了研究(Lee 和 Niiler, 1998; Zhai 等, 2005). 然而前人的这些研究大都是只针对急流或者某个涡的个例情况, 利用较多案例的统计分析结果还比较少见. 仅由单个气旋涡或反气旋涡得出的混合结果并不能反映某个海区大部分气旋涡或反气旋涡影响混合的普适特征, 因为混合的影响因子较多, 针对不同涡分析可能会得出不同的结果, 图 2 中混合率的概率密度分布也体现了这一点. 众多涡的统计特征则更具有代表性.

湾流区是一个多涡和高混合海区, Eden 等(2008)曾利用一个基于涡动能和修正混合效率的模型计算了北大西洋海区的混合情况, 发现西边界流区混合率达到了 10^{-3} m^2 s^{-1} 且垂向混合率的增强由强烈的涡旋活动引起. 该海区 Argo(Array for Real-time Geostrophic Oceanography)浮标数据比较集中, 显然是研究不同的中尺度涡对海洋内部混合影响较为理想的区域. 本文利用 Argo 浮标的温盐数据及细结构参数化方法计算出剖面混合率, 再结合 Chelton 等(2011)的中尺度涡信息进行统计分析, 深入研究了中尺度涡对海洋内部混合的影响, 并利用对应的风应力情况及较深层的水体翻转情况对结果进行了进一步的分析与解释.

1 数据及方法介绍

1.1 Argo 温盐剖面数据及涡旋数据

本文所用的温盐数据是 Argo 浮标在湾流区的剖面观测数据(http://argo.jcommops.org, http://www.argo.org.cn, 已进行质量控制), 通过筛选得到 2006~ 2010 年的高垂向分辨率(约 2 m)的温盐剖面资料用于分析. 舍弃几十米甚至上百米的较低空间分辨率的剖面可避免插值计算误差太大而影响结果的准确性, 同时也使得第 4 部分中分析较大水体翻转的 Thorpe 尺度方法得以运用. 位于湾流区的高分辨率剖面共有 453 个, 其中 98 个位于涡旋内(图 1), 主要分布在洋中脊以西, 少数还临近大洋西岸的陆坡区. 原始剖面的深度范围涵盖 4~2000 m, 但有的剖面在较深处垂向分辨率变低. 将分辨率低于 5 m 的部分去除则剩余部分的深度范围涵盖 4~970 m, 然后仔细检查每一个剖面的温盐垂向分布及 T-S 特征, 以避免仍有虚假数据存在.

所用涡旋数据直接采用了 Chelton 等(2011)的涡旋判别结果(http://cioss.coas.oregonstate.edu/eddies/). 数据包含的每一个涡均为在观测时刻存在的涡, 故有的相邻时刻观测的瞬时涡可能实际为同一个涡移动所致. Chelton 等(2011)是利用一种基于 SSH(海表面高度)的几何准则判别方法得出涡旋信息, 其判定涡的方法为, 给定一个 SSH 的阈值(文中取了 100 cm), 先将 SSH 高于 100 cm 和低于–100 cm 的区域(即反气旋涡和气旋涡的可能区域)分辨出来, 然后检查找出的区域是否满足给定的涡的标准(包括涡内至少包含格点的个数、涡的最小振幅和涡内格点间的最大距离等), 符合标准的即判定为涡. 他们在文中还通过比较说明该涡旋判别方法优于 Okubo-Weiss 参量判别法. Chelton 等(2011)所用的判别方法与 Chaigneau 等(2009)的几何准则非常类似, Souza 等(2011)曾对涡旋的 Okubo-Weiss 参量判别、小波分析判别和几何准则判别 3 种判别方案进行过比较, 结果显示 Chaigneau 等(2009)提出的几何准则在涡旋的判别和追踪上比其他两种方法要好, 这也说明了几何准则判别法的可信性. 涡旋数据包括涡旋的观测日期、中心位置、半径、振幅、平均旋转速度和极性等信息, 时间分辨率为 7 天, 其中半径定义为与沿环平均速度最大的 SSH 闭合等值线有相等面积的圆的半径. 文中定义剖面观测时间与涡旋时间相差 3.5 天且位于涡旋半径内的剖面为涡旋内部的剖面, 其余的剖面中位于涡旋 2 倍半径至涡旋 10 倍半径范围内的为涡旋外部的剖面, 即不受涡旋影响的剖面, 可以作为背景场. 值得注意的一点是, Chelton 等(2011)对每个涡仅给出了一个半径值, 因此这里假定涡为圆形, 不考虑纬度带来的半径的变化, 但计算剖面与涡中心的距离时考虑了两个位置所处纬度不同的因素. 如上划分后便可将涡旋内外的剖面分开以便于统计分析.

1.2 计算方法

基于波波相互作用的混合细结构参数化方法最早由 Gregg(1989)提出. 他将混合率用剖面的速度剪切方差、大洋 Garrett-Munk 谱(GM 谱)的速度剪切方差及一个混合经验值来表示. 该方法是基于垂向剪切谱上能量通过波波相互作用向小尺度传递的过程提出的, 它将细结构观测(10~100 m 量级)与混合率的估计联系起来. Wijesekera 等(1993)推导出其另一种

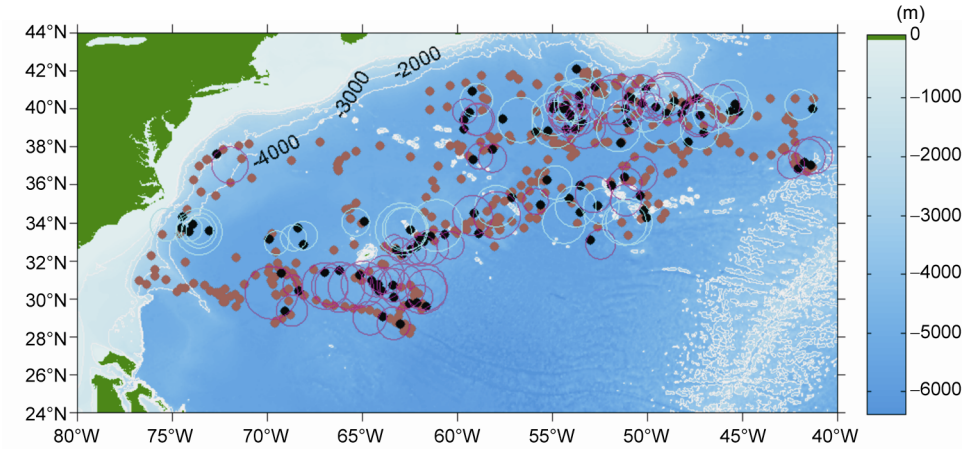


图 1　湾流区地形图

紫色和青色圆圈分别表示内部存在 Argo 剖面的气旋涡和反气旋涡, 棕色和黑色圆点分别表示该区位于涡外和涡内的高分辨率 Argo 剖面的位置

形式, 即用拉伸取代剪切来估算混合率. 在此之后, 大量研究(Polzin 等, 1995; Sun 和 Kunze, 1999)又对这种参数化方法进行了各种修正, 使其逼近大洋的真实值. Gregg 等(2003)总结了以前的工作, 提出了目前普遍应用的混合参数化公式:

$$K = K_0 \frac{\langle \xi_z^2 \rangle^2}{GM \langle \xi_z^2 \rangle^2} h(R_\omega) j(f/N), \tag{1}$$

式中,

$$h(R_\omega) = \frac{1}{6\sqrt{2}} \frac{R_\omega (R_\omega + 1)}{\sqrt{R_\omega - 1}}, \tag{2}$$

$$j(f/N) = \frac{f \cosh^{-1}(N/f)}{f_{30} \cosh^{-1}(N_0/f_{30})}, \tag{3}$$

$K_0 = 0.05 \times 10^{-4}$ m^2 s^{-1}, f_{30}=f(30°), N_0=5.2×10^{-3} rad s^{-1}

拉伸 $\xi_z = (N^2 - \overline{N}^2)/\overline{N}^2$, 剪切拉伸比 $R_\omega = \dfrac{\langle V_z^2 \rangle}{\overline{N}^2 \langle \xi_z^2 \rangle}$.

本文中仅利用 Argo 的温盐剖面资料来估计混合率, 采用以拉伸表示的混合参数化公式, 但存在的问题是剪切拉伸比 R_ω无法确定. Kunze 等(2006)应用该参数化方法时将 R_ω的值取为 7, 并发现该值符合大洋的实际观测, 本文中也令 R_ω的值为 7.

Mauritzen 等(2002)利用基于拉伸的参数化方法研究了大西洋中脊处的强混合现象, 并跟微结构观测结果进行了对比, 拉伸方差的分布与微结构观测得到的混合率分布有很好的对应关系. Wu 等(2011)利用南大洋的 Argo 数据及拉伸方法计算混合率时分析了拉伸谱的可能影响因子, 并估计利用 R_ω取固定值 7 造成混合率值的不确定性在 3~4 倍. 这些结果都显示出拉伸方法估计混合率的可靠程度.

考虑到 0~300 m 受表面风场及温跃层的影响较大, 并且剖面的深度不一, 本文在具体计算时将每个剖面的 0~300 m 段及 940 m 以下的部分均去除, 再将剖面数据插值到了 2 m 间隔的深度上. 在分段时考虑到剖面的长度较短, 将每一个剖面从最底部开始向上分成 160 m 长且 80 m 重叠的小段. 为避免高波数区仪器的噪声影响计算结果, 积分区间选为波长区间[32 m, 160 m]对应的波数区间. 剖面拉伸方差和 GM 谱的拉伸方差值通过在该区间上的积分求得, 然后代入混合的参数化公式(1)中求得各剖面的混合率分布.

2　涡内外混合对比

湾流区 453 个高分辨率剖面中位于涡旋内部的共 98 个(因资料限制及判断条件比较严格, 每个涡内仅有 1 个 Argo 剖面), 其中气旋涡内 60 个, 反气旋涡内 38 个. 其余 355 个剖面均位于涡外, 其混合的平均结果可以作为该处混合的背景场.

图 2 给出了气旋涡内、反气旋涡内和所有涡外的剖面的各自平均混合情况及概率密度分布. 可以看出, 300~540 m 反气旋涡内的混合率平均值达 4.0×10^{-5} m^2 s^{-1}(图 2(b)中红色箭头处), 较涡外背景值高

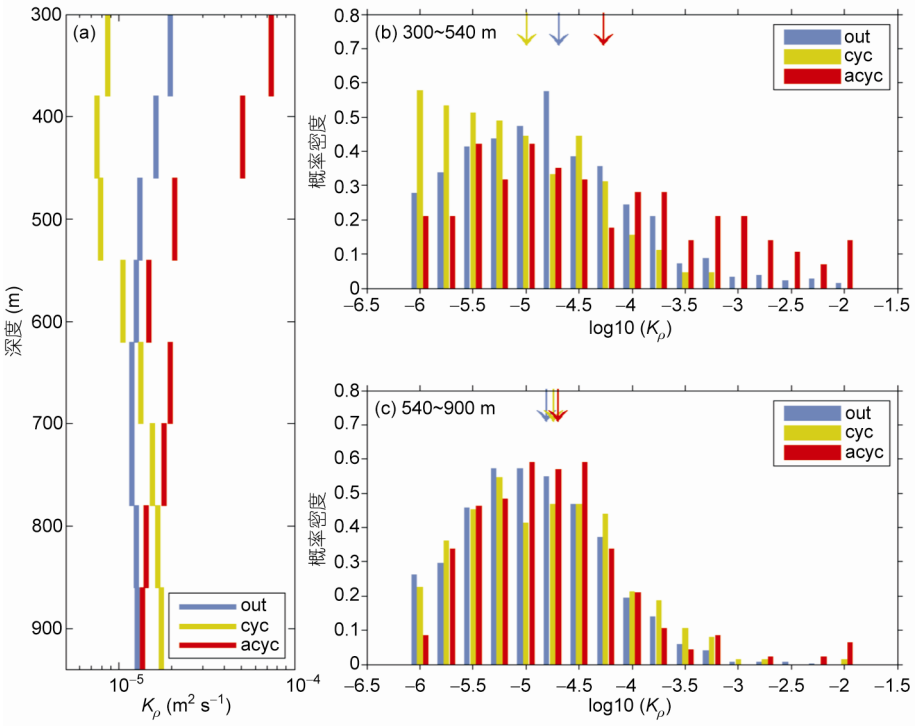


图 2　混合结果对比

(a)为涡外、气旋涡内和反气旋涡内平均混合率的垂向分布; (b)和(c)分别为 300~540 和 540~900 m 深度段 3 种情况下混合率的概率密度分布, 图上方箭头对应的混合率表示 3 种情况下各自混合率的平均值

8.8%, 经 t 检验, 该增强值通过了 95%置信水平. 其中 300~380 m 的混合率达到 7.4×10^{-5} m^2 s^{-1} 的较高值(图 2(a)), 该层与 380~460 m 层相对涡外的增强值均通过了 99%置信水平; 而气旋涡内平均混合率仅为 0.8×10^{-5} m^2 s^{-1}(图 2(b)中黄色箭头处), 甚至低于涡外背景场混合率的量级 1.6×10^{-5} m^2 s^{-1}(图 2(b)中蓝色箭头处), 不过该减弱值并未通过 95%置信水平. 从 300~540 m 段 3 种情况的概率密度分布中也可看出, 反气旋涡内混合率量级在 10^{-4} m^2 s^{-1} 以上的概率较大, 经计算达到 29%, 较涡外 12%的概率值高 17%, 该增大值通过了 99%置信水平. 而气旋涡内高混合率的概率仅为 5%, 其与涡外概率的差异依旧未通过 95%置信水平.

540 m 以下 3 种情况的平均混合率量级一致, 变化范围在 1×10^{-5}~2×10^{-5} m^2 s^{-1}(图 2(a)), 同时其概率密度分布情况也基本一致. 可见, 540 m 以下涡对混合的影响较小, 即从平均结果看涡对混合的主要影响深度在 540 m 以浅. 但需注意的是, 个别反气旋涡内的剖面在 540 m 以下仍然存在较大混合, 有的甚至达到 10^{-2} m^2 s^{-1}, 这在本文第 4 部分剖面较强水体翻转现象的研究中有进一步分析. Jing 等(2013)在夏威夷群岛附近计算的结果与本文结果基本一致.

这里研究区域横跨了湾流两侧, 而两侧背景流的不同可能会对混合对比结果产生一定影响. 本文考察了湾流南北两侧涡内外的混合率分布, 发现气旋涡和反气旋涡内混合率表现出的变化趋势均与图 2(a)一致, 在 540 m 以浅部分反气旋涡内混合增强和气旋涡内混合减弱的现象南侧较北侧更为明显, 这可能与湾流两侧的背景流的差异有关, 具体影响机制还有待进一步分析.

此外, 本文还对比了湾流区所有气旋涡和反气旋涡的振幅和移动速度. 二者平均振幅分别为 17.85 和 12.03 cm, 移动速度小于 10 km day^{-1} 的气旋涡和反气旋涡数占各自总数的比例分别为 92.6%和 91.2%, 两个因素均十分接近, 对混合对比结果影响较小.

3　混合结果分析

为了分析涡致混合的能量来源, 本文分析了观测时间之前该海区的海表面风应力状况, 所用风应力数

据为 NCEP/NCAR(National Centers for Environmental Prediction/National Center for Atmospheric Research)再分析风应力数据(http://www.esrl.noaa.gov/psd/data/gridded/data.ncep.reanalysis.html), 时空分辨率分别为 6 h 和 2.5°.

通过仔细观察每个涡的混合率与风场的对应情况发现, 38 个反气旋涡中有 24 个出现涡内部混合增强的现象, 且这种现象大多发生在春季, 冬季次之, 夏秋较少, 其中 22 个涡内剖面观测时间之前一周以内均有局地大风过程存在或持续. 考虑到空间分辨率较低可能产生的影响, 本文还利用空间分辨率为 0.125°的 QuikSCAT 风应力数据(数据来自 http://coastwatch.pfeg.noaa.gov/erddap/griddap/erdQSstress3day.html)对上述结果进行了检验, 并得出了与 NCEP/NCAR 数据分析基本一致的结果. 图 3 给出了 3 个反气旋涡内剖面的混合率垂向分布及与 NCEP/NCAR 再分析风应力的对应关系, 这里选取的都是在观测时间之前且离观测时间最近的大风过程. 可见 3 个剖面的混合率在 300~460 m 较涡外背景场分别增大了 2 个量级(图 3(a))、2 个量级(图 3(c))和 1 个量级(图 3(e)), 而图 3(b), (f)和(d)中剖面附近的风应力分别达到了 2, 1 和 1 N m^{-2}, 即在观测时间前都有大风过程输入较强的动量通量. 如此明显的对应关系说明反气旋涡存在时确实更有利于风输入近惯性能量的下传, 进而为涡内部的混合提供能量来源. Zhai 等(2005)通过数值模拟指出风输入近惯性能量强的海区同时也是中尺度涡活跃区, Eden 等(2008)也通过观测发现北大西洋海区强烈的涡旋活动会导致强混合. 这些与本文的结论是一致的. Kunze(1985)提出的涡度改变近惯性内波频域的解释应用较广, 他指出反气旋涡的负

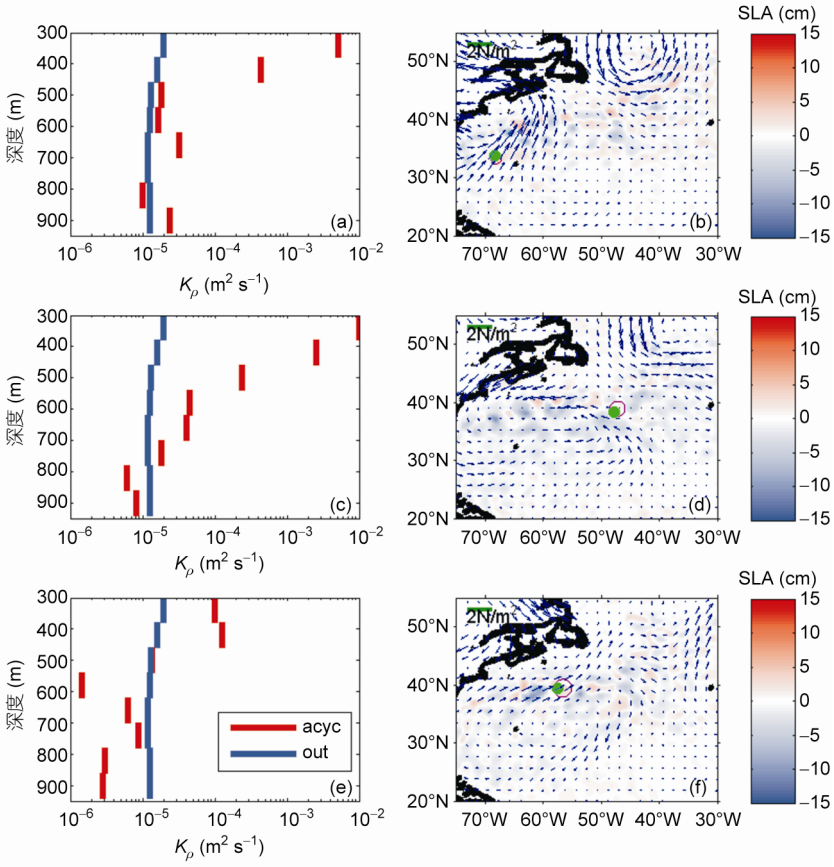


图 3　3 个反气旋涡内剖面的混合率垂向分布及与风应力的对应关系

(a), (c)和(e)为 3 个位于反气旋涡内剖面的混合率(红色)与涡外混合率(蓝色)对比情况, (b), (d)和(f)则为剖面观测时间之前对应的风应力(其中提前的时间(b)为 4 天, (d)为 2 天, (f)为 3 天), 箭头表示风应力, 色图表示海面高度异常(SLA), 红色圆圈表示反气旋涡, 绿点表示剖面位置. SLA 数据来自 AVISO(Archiving, Validation and Interpretation of Satellite Oceanographic data)的 Ssalto/Duacs 数据(http://www.aviso.oceanobs.com/duacs/)

涡度可将内波的频率下限由科氏参量f拓宽到有效科氏参量 $f_{eff}=f+\zeta/2$, 因而有利于近惯性能量的下传. Zhai 等(2007)利用模式研究近惯性波与中尺度涡的相互作用时也证实了海表的风生近惯性能量可以被中尺度涡所影响尤其是可被反气旋涡俘获, 通过"烟囱效应"(Lee 和 Niiler, 1998)传入大洋主温跃层. 而关于较深层, Jing 等(2011)指出风输入的近惯性能量限制在 600 m 以上, 但反气旋涡存在时可能会有所加深. 图 2(a)中 620~780 m 层反气旋涡内混合增强可能就与某些涡内近惯性能量下传深度较深有关, 同样结果可见图 3(c). 涡与边界的作用、失去地转平衡、发生了某种不稳定现象或者涡内直接产生耗散也可能会将动能传递给小尺度混合(Ford 等, 2000; Straub, 2003; Wardle 和 Marshall, 2000), 不过这种由涡自身导致的混合主要影响的是水平方向的沿等密面混合, 对垂向的跨等密面混合影响较小. 而且这里结果显示, 其余 14 个反气旋涡内部的混合率与涡外相差无几甚至有的比涡外混合率稍低, 且其中 12 个涡内剖面观测时间附近风应力也较小, 这表明本研究中反气旋涡自身耗散作用对垂向混合的作用相对较小, 而风生近惯性内波的破碎是导致涡内强混合的主要原因. 关于海洋内部混合的另一能量源——内潮可能产生的影响, St. Laurent 等(2002)曾用一种基于内潮能通量的参数化模型估计了可导致强混合的潮能在全球的分布, 结果显示本文研究区域受可致强混合内潮的影响较小, 这可能与该处底地形较为平坦且正压潮流较弱有关. 而且, 前人研究表明内潮影响混合的深度为底地形之上一定范围之内(Polzin 等, 1997; Naviera Garabat 等, 2004), 该海区深度普遍大于 4000 m(图 1), 本文中研究深度在 940 m 以浅, 离底较远. 总之, 内潮的作用相对近惯性内波而言较小, 而下传的风生近惯性能量应是反气旋涡内部上层水体混合增强的主要能量来源.

值得一提的是, 有 9 个反气旋涡内部混合率在整个计算深度上都强于外部混合率, 其共同点是在观测时间之前几天剖面处及附近都有大风过程持续作用, 并且涡的振幅都较大, 这进一步证实了反气旋涡利于近惯性能量下传, 也说明涡内近惯性振荡的下传速度与风应力的强度和涡的强度有关.

另外, 60 个气旋涡中只有 8 个涡内部混合增强, 其余 52 个与涡外背景混合情况基本一致, 导致气旋涡总体平均混合率与涡外背景混合率相差不大甚至还较小(图 2(a)). Kunze(1985)在 1985 年根据理论推导得出, 气旋涡的正涡度使得近惯性内波频域变小从而不利于近惯性能量下传, 这可能是导致气旋涡内混合率较低的原因.

4 较强水体翻转现象的分析

虽然平均情况下涡内剖面 540 m 以下混合率没有明显增强, 但从 540~900 m 的混合率概率密度分布可以看出仍有一些反气旋涡内剖面的混合率达到 10^{-3} m^2 s^{-1} 以上. 通过分析这些剖面的温盐密结构发现有的剖面存在较强的水体翻转现象. 本文计算了存在较强翻转水体的反气旋涡内剖面的 Thorpe 尺度, 用以确认强混合现象的存在, 并对混合率的细结构参数化结果进行准确性评估.

混合代表了水体的搅拌与扩散, 垂直方向混合则表现为水体的翻转现象, 因此, 利用水体翻转现象便可以确认混合现象是否存在. Thorpe(1977)对水体翻转的尺度进行量化, 提出了 Thorpe 尺度的概念. 一处水体翻转的 Thorpe 尺度定义为实际密度剖面上该水体内的水质点在重新排序成稳定密度剖面后所移动的距离的均方根, 即 $L_T=(\overline{d'^2})^{1/2}$, 其中 $d'=z_m-z_n$, 为某一密度值在原始密度剖面的深度 z_m 与排序后深度 z_n 之差. 利用 Thorpe 尺度还可以估计耗散率和混合率. Thorpe 尺度是对 Ozmidov 尺度(即水体翻转可形成的各向同性涡的垂向最大尺度; Thorpe, 2007)的一种很好的近似. 基于 Ozmidov 尺度与耗散率的关系便可由 Thorpe 尺度求得耗散率 $\varepsilon_i=0.64L_{T_i}^2N_i^3$, 其中 N_i 表示由第 i 个水体翻转区域内部密度梯度得出的浮频率. 再根据 Osborn(1980)得出的耗散率与混合率的关系 $K_\rho=\dfrac{R_f}{1-R_f}\dfrac{\varepsilon}{N^2}$ 便可进一步求得混合率, 其中 R_f 为通量 Richardson 数, 一般取值为 0.15. 大的 Thorpe 尺度通常表明有较强的混合(Finnigan 等, 2002).

MacKinnon 等(2013)描述了一般情况下能量在垂向剪切谱上的传递过程, 即能量从线性内波域到非线性内波域再到 Ozmidov 尺度的过渡区最后到湍流耗散的整个级串过程, 而水体翻转正是该能量级串过程中过渡区域的具体表现形式, Thorpe 尺度方法本质上就是在水体翻转发生尺度处捕捉能量级串过程、

对相关量进行参数化进而估计耗散率的方法.

Thorpe 尺度方法的运用通常需要注意虚假水体翻转的去除, 以往研究(如 Galbraith 和 Kelley, 1996; Thompson 等, 2007; Gargett 和 Garner, 2008)也采用了多种不同方法以更好地判别, 但本研究中所用剖面的垂向分辨率为 2 m 且所关注的较大水体翻转区的个数较少, 因此具体计算时仅用直接观察密度剖面翻转的方法来判定.

在 38 个反气旋涡内剖面中有 12 个存在 Thorpe 尺度在 5 m 以上的水体翻转区, 甚至有 3 个达到了 20 m 以上. 图 4 给出了其中 4 个比较明显的水体翻转区, 可以看出它们的深度都在 540 m 以下, Thorpe 尺度均在 10 m 以上, 深度范围也在 40 m 以上, 水体翻转尺度较大, 这既说明某些剖面上强混合现象在深层确实存在, 也验证了前面细结构参数化结果的可靠性及定性分析结论的可信性. 我们推测深层水体强混合和水体翻转的能量来源可能也是风生的近惯性能量. Danioux 等(2008)曾利用数值模式模拟了风生近惯性能量在中尺度涡内的传播并发现近惯性波垂向速度的两个极值点分别在较浅的 100 m 处和主温跃层以下 1700 m 附近, 其他研究也发现近惯性内波下传速度不一, 从海表面传到 600 m 以下深度所需时间不等(如 Kunze 等, 1995; Garrett, 2001), 本研究因为数据限制未给出进一步的验证.

5 结语

前人研究表明, 涡旋对于海洋内部混合有重要影响. 反气旋涡有利于近惯性能量的下传进而使海洋内部混合增强的观点已有理论和部分观测的证实, 但这些观测结果大多是针对某些涡的观测个例, 对于较多涡的统计结果还较少见. 本文利用湾流区的 Argo 高分辨率温盐资料及细结构参数化方法计算剖面混合率, 并结合涡旋数据对涡旋内外的混合进行了统计分析, 证明反气旋涡在此处确实有利于近惯性能量的下传, 且海表面风应力较强即风输入近惯性能量较强时这种作用更为明显, 涡内剖面在 300~540 m 深度段的混合也更强. 某些涡内剖面在 540 m 以下仍存在较强水体翻转现象, 这进一步说明了反气旋涡对近惯性能量下传的作用因受各种因素的影响而不同. 深入研究涡旋对混合的作用有利于海洋环流与气候数值模式的改进, 对于人们进一步

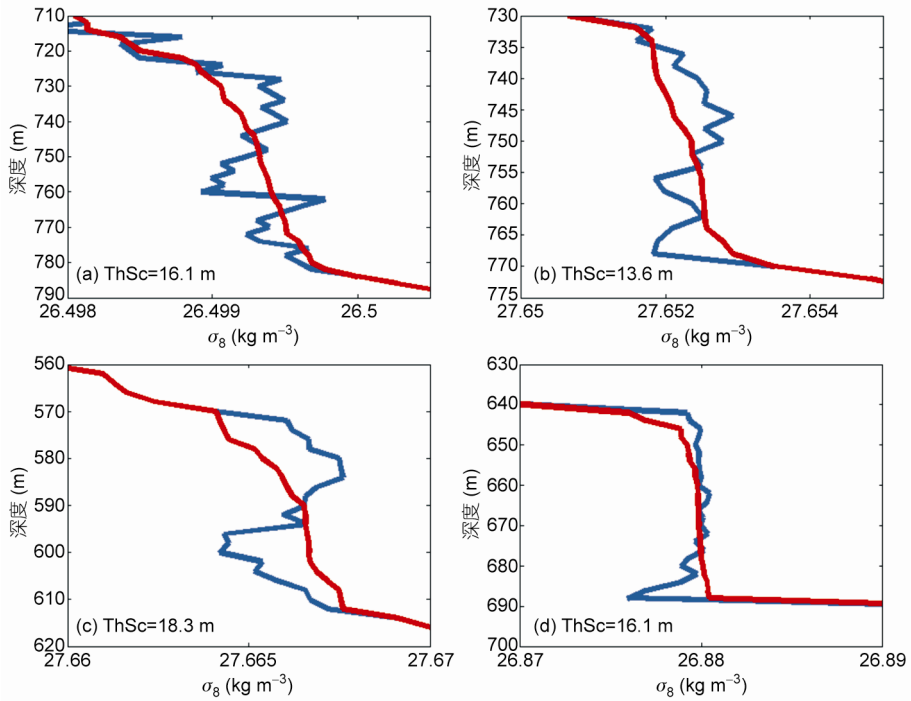


图 4　4 个较大水体翻转区排序前(蓝色)和排序后(红色)的密度剖面及各自的 Thorpe 尺度值

了解海洋内部的运动也具有重要意义. 但由于与涡旋有关的高时空分辨率的温盐流观测资料难以获得, 故有些问题(如本文中提到的对影响近惯性能量下传的各种时空因子的分析等)还较难解决. 因此, 长期的高分辨率的海洋观测资料的获取仍然是目前亟待解决的一个重要问题.

致谢 感谢许建平博士及张志伟提供了 Argo 数据及相关信息.

参考文献

Alford M H, Whitmont M. 2007. Seasonal and spatial variability of near-inertial kinetic energy from historical moored velocity records. J Phys Oceanogr, 37: 2022–2037

Chaigneau A, Eldin G, Dewitte B. 2009. Eddy activity in the four major upwelling systems from satellite altimetry (1992–2007). Prog Oceanogr, 83: 117–123

Chaigneau A, Le Texier M, Eldin G, et al. 2011. Vertical structure of mesoscale eddies in the eastern South Pacific Ocean: A composite analysis from altimetry and Argo profiling floats. J Geophys Res, 116: C11025

Chelton D B, Schlax M G, Samelson R M. 2011. Global observations of nonlinear mesoscale eddies. Prog Oceanogr, 91: 167–216

Chen G, Hou Y, Chu X. 2011. Mesoscale eddies in the South China Sea: Mean properties, spatiotemporal variability, and impact on thermohaline structure. J Geophys Res, 116: C6018

Danioux E, Klein P, Rivière P. 2008. Propagation of wind energy into the deep ocean through a fully turbulent mesoscale eddy field. J Phys Oceanogr, 38: 2224–2241

D'Asaro E A. 1995. Upper-ocean inertial currents forced by a strong storm. III: Interaction of inertial currents and mesoscale eddies. J Phys Oceanogr, 25: 2953–2958

Eden C, Greatbatch R J. 2008. Diapycnal mixing by meso-scale eddies. Ocean Modell, 23: 113–120

Finnigan T D, Luther D S, Lukas R. 2002. Observations of enhanced diapycnal mixing near the Hawaiian Ridge. J Phys Oceanogr, 32: 2988–3002

Ford R, Mcintyre M E, Norton W A. 2000. Balance and the slow quasimanifold: Some explicit results. J Atmos Sci, 57: 1236–1254

Furuichi N, Hibiya T, Niwa Y. 2008. Model-predicted distribution of wind-induced internal wave energy in the world's oceans. J Geophys Res, 113: C9034

Galbraith P S, Kelley D E. 1996. Identifying overturns in CTD profiles. J Atmos Ocean Technol, 13: 688–702

Gargett A, Garner T. 2008. Determining Thorpe scales from ship-lowered CTD density profiles. J Atmos Ocean Technol, 25: 1657–1670

Garrett C. 2001. What is the "near-inertial" band and why is it different from the rest of the internal wave spectrum? J Phys Oceanogr, 31: 962–971

Gregg M C. 1989. Scaling turbulent dissipation in the thermocline. J Geophys Res, 94: 9686–9698

Gregg M C, Sanford T B, Winkel D P. 2003. Reduced mixing from the breaking of internal waves in equatorial waters. Nature, 422: 513–515

Jing Z, Wu L. 2013. Low-Frequency modulation of turbulent diapycnal mixing by anticyclonic eddies inferred from the HOTtime series. J Phys Oceanogr, 43: 824–835

Jing Z, Wu L, Li L, et al. 2011. Turbulent diapycnal mixing in the subtropical northwestern Pacific: Spatial-seasonal variations and role of eddies. J Geophys Res, 116, doi: 10.1029/2011JC007142

Klein P, Smith S L, Lapeyre G. 2004. Organization of near-inertial energy by an eddy field. Q J R Meteorol Soc, 130: 1153–1166

Kunze E. 1985. Near-inertial wave propagation in geostrophic shear. J Phys Oceanogr, 15: 544–565

Kunze E, Firing E, Hummon J M, et al. 2006. Global abyssal mixing inferred from lowered ADCP shear and CTD strain profiles. J Phys Oceanogr, 36: 1553–1576

Kunze E, Schmitt R W, Toole J M. 1995. The energy balance in a warm-core ring's near-inertial critical layer. J Phys Oceanogr, 25: 942–957

Lee D K, Niiler P P. 1998. The inertial chimney: The near-inertial energy drainage from the ocean surface to the deep layer. J Geophys Res, 103: 7579–7591

MacKinnon J A, Alford M H, Pinkel R, et al. 2013. The latitudinal dependence of shear and mixing in the Pacific transiting the critical latitude for PSI. J Phys Oceanogr, 43: 3–16

Mauritzen C, Polzin K L, Mccartney M S, et al. 2002. Evidence in hydrography and density fine structure for enhanced vertical mixing over the Mid-Atlantic Ridge in the western Atlantic. J Geophys Res. 107: 3147

Munk W, Wunsch C. 1998. Abyssal recipes II: Energetics of tidal and wind mixing. Deep-Sea Res Part I-Oceanogr Res Pap, 45: 1977–2010

Naviera Garabato A C, Polzin K L, King B A, et al. 2004. Widespread intense turbulent mixing in the Southern Ocean. Science, 303: 210–213

Nikurashin M, Ferrari R. 2011. Global energy conversion rate from geostrophic flows into internal lee waves in the deep ocean. Geophys Res Lett, 38: L8610

Osborn T R. 1980. Estimates of the local rate of vertical diffusion from dissipation measurements (ocean turbulence). J Phys Oceanogr, 10: 83–89

Polzin K L, Toole J M, Ledwell J R, et al. 1997. Spatial variability of turbulent mixing in the abyssal ocean. Science, 276: 93–96

Polzin K L, Toole J M, Schmitt R W. 1995. Finescale parameterizations of turbulent dissipation. J Phys Oceanogr, 25: 306–328

Scott R B, Goff J A, Garabato A C N, et al. 2011. Global rate and spectral characteristics of internal gravity wave generation by geostrophic flow over topography. J Geophys Res, 116: C9029

Sharples J, Moore C, Rippeth T, et al. 2001. Phytoplankton distribution and survival in the thermocline. Limnol Oceanogr, 46: 486–496

Souza J M A C, de Boyer Montegut C, Le Traon P Y. 2011. Comparison between three implementations of automatic identification algorithms for the quantification and characterization of mesoscale eddies in the South Atlantic Ocean. Ocean Sci Discuss, 7: 317–334

St. Laurent L C, Simmons H L, Jayne S R. 2002. Estimating tidally driven mixing in the deep ocean. Geophys Res Lett, 29: 2106

Straub D N. 2003. Instability of 2D flows to hydrostatic 3D perturbations. J Atmos Sci, 60: 79–102

Sun H, Kunze E. 1999. Internal wave-wave interactions. Part II: Spectral energy transfer and turbulence production. J Phys Oceanogr, 29: 2905–2919

Sun L, Zheng Q, Wang D, et al. 2011. A case study of near-inertial oscillation in the South China Sea using mooring observations and satellite altimeter data. J Oceanogr, 67: 677–687

Thompson A F, Gille S T, Mackinnon J A, et al. 2007. Spatial and temporal patterns of small-scale mixing in Drake Passage. J Phys Oceanogr, 37: 572–592

Thorpe S A. 1977. Turbulence and mixing in a Scottish loch. Philos Trans R Soc A-Math Phys Sci, 286: 125–181

Thorpe S A. 2007. An Introduction to Ocean Turbulence. Cambridge: Cambridge University Press. 130

Wardle R, Marshall J. 2000. Representation of eddies in primitive equation models by a PV flux. J Phys Oceanogr, 30: 2481–2503

Wijesekera H, Padman L, Dillon T, et al. 1993. The Application of Internal-Wave dissipation models to a region of strong mixing. J Phys Oceanogr, 23: 269–286

Wu L, Jing Z, Riser S, et al. 2011. Seasonal and spatial variations of Southern Ocean diapycnal mixing from Argo profiling floats. Nat Geosci, 4: 363–366

Wunsch C, Ferrari R. 2004. Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans. Annu Rev Fluid Mech, 36: 281–314

Zhai X, Greatbatch R J, Eden C. 2007. Spreading of near-inertial energy in a 1/12 model of the North Atlantic Ocean. Geophys Res Lett, 34: L10609

Zhai X, Greatbatch R J, Eden C, et al. 2009. On the loss of wind-induced near-inertial energy to turbulent mixing in the upper ocean. J Phys Oceanogr, 39: 3040–3045

Zhai X, Greatbatch R J, Zhao J. 2005. Enhanced vertical propagation of storm-induced near-inertial energy in an eddying ocean channel model. Geophys Res Lett, 32: L18602

Zhang X, Han G, Wang D, et al. 2011. Effect of surface wave breaking on the surface boundary layer of temperature in the Yellow Sea in summer. Ocean Modell, 38: 267–279