

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

БАШМАЧНИКОВ ИГОРЬ ЛЬВОВИЧ

МЕЗОМАСШТАБНЫЕ ПОДПОВЕРХНОСТНЫЕ ВИХРИ И ИХ ПРОЯВЛЕНИЯ НА
ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА

Научная специальность 1.6.17. Океанология

ДИССЕРТАЦИЯ

на соискание ученой степени
доктора географических наук

Санкт-Петербург

2024

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	6
Глава 1. Общие сведения о когерентных мезомасштабных вихрях в океане.....	27
1.1 Классификация вихрей в океане по масштабам.....	27
1.2 Некоторые аспекты динамики мезомасштабных вихрей в океане.....	29
1.3 Профили азимутальной скорости в вихрях. Профиль Рэля	34
1.4 Роль мезомасштабных вихрей в горизонтальном переносе тепла	37
1.5 Подповерхностные вихри средиземноморских вод, медди, в субтропической Атлантике (краткая характеристика)	39
1.6 Подповерхностный Лофотенский вихрь Норвежского моря (краткая характеристика).....	42
1.7 Проявления подповерхностных вихрей на поверхности моря.....	46
Глава 2. Методы выделения мезомасштабных и субмезомасштабных вихрей по натурным и спутниковым данным.....	49
2.1 Введение к главе 2.....	49
2.2 Оценка климатологических характеристик вод субтропической Атлантики по наблюдениям <i>in situ</i>	50
2.2.1 Используемые <i>in situ</i> данные	51
2.2.2 Построение климатологии MEDTRANS модифицированным методом оптимальной интерполяции Барнеса.....	53
2.2.3 Особенности климатологического распределения температуры, солёности воды и скорости геострофического течения в восточной части субтропической Атлантики	63
2.3 Методы выделения вихрей в данных наблюдений и гидродинамического моделирования	66
2.3.1 Выделение подповерхностных вихрей средиземноморских вод (медди) по данным <i>in situ</i>	66
2.3.2 Выделение вихрей на поверхности моря по данным спутниковой альтиметрии AVISO.....	70
2.3.3 Оценка трехмерных характеристик вихрей, выделенных по данным спутниковой альтиметрии AVISO.....	78
2.3.4 Выделение вихрей на поверхности моря по данным спутниковых радиолокационных изображений (РЛИ).....	78
2.3.5 Выделения вихрей на поверхности моря по спутниковым данным температуры поверхности океана и цвета океана (хлорофилла).....	81
2.3.6 Основные сведения о вихреразрешающей численной гидродинамической модели FESOM.....	81
2.3.7 Основные сведения о вихреразрешающей численной гидродинамической модели MIT.....	82
2.4 Сравнительная характеристика результатов идентификации вихрей по различным типам спутниковых данных и данных моделирования на примере Северо-Европейского бассейна.....	83

2.4.1	Сравнительная характеристика результатов идентификации вихрей по данным РЛИ, спутниковой альтиметрии AVISO и гидродинамической модели FESOM на примере северной части Гренландского моря.....	83
2.4.2	Сравнительная характеристика результатов идентификации вихрей по данным РЛИ и вдольтрековой спутниковой альтиметрии на примере северной части Гренландского моря.....	91
2.4.3	Сравнительная характеристика результатов идентификации вихрей по данным РЛИ и цвета океана на примере Лофотенской котловины Норвежского моря	95
2.4.4	Сравнительная характеристика скоростей движения вихрей, выделенных по данным спутниковой альтиметрии AVISO и гидродинамической модели FESOM на примере северной части Гренландского моря.....	96
2.5	Обсуждение результатов главы 2	98
2.6	Выводы главы 2	101
Глава 3. Жизненный цикл вихрей Норвежского и Гренландского морей и их роль в перераспределении тепла в регионе		102
3.1	Введение к главе 3.....	102
3.2	Адвекция океанического тепла через моря Северо-Европейского бассейна....	103
3.3	Характеристика вихрей Северо-Европейского бассейна по данным спутниковой альтиметрии.....	105
3.4	Потоки тепла с вихрями в Северо-Европейском бассейне	108
3.5	Особенности сезонной и межгодовой изменчивости характеристик вихрей по данным альтиметрии AVISO и модели FESOM на примере Западно-Шпицбергенского течения	112
3.6	Обсуждение результатов главы 3	114
3.7	Выводы главы 3	115
Глава 4. Жизненный цикл подповерхностных внутритермоклинных вихрей субтропической северной Атлантики: линзы средиземноморских вод (медди) и средиземноморская водная масса.....		117
4.1	Введение к главе 4.....	117
4.2	Распространение средиземноморских вод в субтропической северо-восточной Атлантике	118
4.2.1	Водные массы субтропической северо-восточной Атлантики.....	120
4.2.2	Средиземноморские воды в субтропической северо-восточной Атлантике.....	122
4.2.3	Адвекция средиземноморских вод течениями	126
4.3	Характеристики и динамика линз средиземноморских вод на разных стадиях их эволюции	130
4.3.1	Образование медди	133
4.3.2	Пути распространения медди.....	135
4.3.3	Эволюция параметров медди с увеличением их возраста	140
4.3.4	Жизненный цикл северных и южных медди	159
4.4	Обсуждение результатов главы 4	161
4.5	Выводы главы 4	164
4.6	Приложения главы 4	165

4.6.1	Приложение: Схема Оптимального мультипараметрического анализа (ОМП)	165
4.6.2	Приложение: Метод вычисления скоростей средних течений по результатам анализа поплавков RAFOS и ARGO	170
4.6.3	Приложение: метод расчета встречаемости медди.....	171
Глава 5. Механизмы разрушения и регенерации вихрей в океане на примере квазипостоянного Лофотенского вихря Норвежского моря		
5.1	Квазипостоянный вихрь Лофотенской котловины Норвежского моря.....	173
5.1.1	Характеристики Лофотенского вихря в данных <i>in situ</i> , спутниковой альтиметрии и гидродинамической модели	173
5.1.2	Регенерация Лофотенского вихря	178
5.1.3	Устойчивость Лофотенского вихря, механизмы диссипации по данным модели MIT	189
5.2	Обсуждение главы 5.....	202
5.3	Выводы главы 5	204
Глава 6. Проявление подповерхностных внутритермоклинных вихрей в поле уровня моря .		
.....		206
6.1	Введение к главе 6.....	206
6.2	Наблюдения проявлений медди в аномалиях уровня моря	206
6.3	Теория поверхностных проявлений медди.....	225
6.3.1	Теоретическая оценка поверхностного проявления медди в трехслойном океане	225
6.3.2	Теоретическая оценка поверхностного проявления контурного подповерхностного вихря в непрерывно стратифицированном океане	227
6.3.3	Диссипация поверхностного сигнала контурного подповерхностного вихря..	234
6.3.4	Сравнение теоретической оценки поверхностного проявления контурного вихря с наблюдениями.....	237
6.3.5	Теоретическая оценка поверхностного проявления подповерхностного вихря Рэлея в непрерывно стратифицированном океане.....	243
6.3.6	Сравнение теоретической оценки поверхностного проявления подповерхностного вихря Рэлея с наблюдениями.....	254
6.4	Пространственные статистики поверхностных проявлений медди по теоретическим оценкам и данным наблюдений	258
6.4.1	Пространственная изменчивость параметров поверхностных проявлений медди в субтропической Атлантике по теоретическим оценкам	258
6.4.2	Пространственная изменчивость параметров поверхностных проявлений медди в субтропической Атлантике по данным наблюдений.....	263
6.5	Обсуждение результатов главы 6	271
6.6	Выводы главы 6	273
6.7	Приложение главы 6: метод отслеживания и экстраполяции поверхностных проявлений медди.....	274
Глава 7. Проявление подповерхностных вихрей в поле температуры поверхности океана и цвета океана		
		276

7.1	Особенности формирования аномалий температуры поверхности океана над медди	276
7.2	Вторичная циркуляция Лофотенского вихря, как механизм формирования отрицательной аномалии ТПО над вихрем	284
7.3	О чем говорят аномалии цвета океана над подповерхностными вихрями?	292
7.4	Обсуждение результатов главы 7	293
7.5	Выводы главы 7	295
8.	Заключение.....	297
	Список основных обозначений и символов.....	300
	Список литературы.....	302

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования и степень ее разработанности

Вихри в океане представляют собой вращающиеся сильно нелинейные структуры, существующие как обособленные динамические образования не менее одного оборота частицы вокруг оси и переносящие как энергию, так и массу. Как правило, вихри имеют округлую форму, которая минимизирует площадь поверхности при фиксированном объеме ядра, а значит минимизирует площадь контакта вихря с окружающей средой, что снижает вероятность его разрушения.

Вклад вихрей в формирование особенностей крупномасштабной динамики вод океана очень велик. Вихри замыкают баланс массы крупномасштабной циркуляции, формирующейся под воздействием внешних сил. Так, вихревой перенос балансирует поток массы за счет экмановской накачки крупномасштабных океанических круговоротов, Антарктического циркумполярного течения, круговорота моря Бофорта (Marshall and Speer, 2012; Кошляков и Тараканов, 2011; Meneghello et al., 2017, 2018). Регионально вихревой перенос связывает различные участки Меридиональной опрокидывающейся циркуляции (МОЦ), формируя Гвианское течение, соединяющее северную и южную Атлантику, формирует перенос массы из Индийского океана в Атлантический через «утечку» течения Агульяс (Tomczak and Godfrey, 2003; Lumpkin and Speer, 2007; Buckley and Marshall, 2016; Малышева и др., 2020), участвует в формировании глубинного переноса МОЦ в северо-западной Атлантике (Lozier, 2010; Bower et al., 2019). Вихри играют важнейшую роль в стабилизации границ зон глубокой конвекции (Visbeck et al., 1996; Kovalevsky et al., 2020), регулируют выраженность градиентов термохалинных характеристик во фронтальных зонах, а, следовательно, и интенсивность связанных с ними геострофических течений (Maddison et al., 2015).

Вихри играют важнейшую роль в обмене энергией и энтропией между движениями различных масштабов и конечной диссипации энергии движений в океане в тепло. Учет эффекта отрицательной вязкости при взаимодействии мезомасштабных вихрей с градиентными течениями приводит к заметному увеличению скорости западных пограничных течений (Luo and Lo, 2000; Жмур и др., 2023).

Danabasoglu et al. (1994) показали, что замена стандартной параметризации подсеточных процессов через коэффициенты горизонтального турбулентного обмена на схему изопикнического переноса градиентов термохалинных пульсаций (аналогия переноса мезомасштабными вихрями) существенно изменяет результаты гидродинамического моделирования, приближая их к данным наблюдений. В частности, при такой параметризации модель более точно воспроизводит выраженность термоклина, температуру глубинных вод, интенсивность МОЦ, потоки тепла через Антарктическое циркумполярное течение, площади конвективных областей. Если свести воедино множество работ, то получается, что мезомасштабные океанические вихри так или иначе являются важнейшим звеном динамики крупномасштабных процессов в океане.

Кинетическая энергия когерентных мезомасштабных вихрей в среднем на 2 порядка превышает кинетическую энергию крупномасштабных течений (Wyrki et al., 1976; Wunsch, 2002; Wunsch and Ferrari, 2004; Cushman-Roisin and Beckers, 2011). Мезомасштабные вихри необычайно высокой интенсивности упоминаются еще в греческих источниках (Харибда в

поэме Гомера), а отдельные интенсивные вихри позднее отмечались даже на средневековых картах и служили основой легенд (Мальстрём в картографическом атласе Меркатора XVI века). Однако активное изучение вихрей в океане началось только с середины XX века. Основой послужили натурные эксперименты второй половины XX века на морских полигонах, где вертикальные судовые зондирования сравнительно небольших участков океана проводились с беспрецедентным пространственно-временным разрешением при одновременной постановке большого количества близкорасположенных буйковых станций. Наиболее известные из таких экспериментов – это Полигон 1967 (Индийский океан, СССР), Полигон 1970 и Мезополигон 1985 (восточная субтропическая Атлантика, СССР), MODE 1973 (западная субтропическая Атлантика, США), POLYMODE 1977-1979 (там же, СССР и США), МЕГАПОЛИГОН 1987 (западная часть Тихого океана, СССР). Многочисленные вихри были обнаружены и в Северном Ледовитом океане (СЛО), хотя присутствие сплошного ледяного покрова сказалось на более низком уровне кинетической энергии вихрей СЛО по сравнению с другими областями Мирового океана (Беляков и Волков, 1980; Timmermans et al., 2008; Кондрик и др., 2016; Wang et al., 2020; Meneghello et al., 2021). Результаты вышеупомянутых натурных экспериментов позволили описать основные характеристики крупных вихрей, а также планетарных волн в океане, выявить особенности их динамики (см., например, Корт и Нейман, 1974; Фукс, 1977; Грачев и др., 1982; Корт, 1988; Кошляков, Пантелеев, 1988; Кошляков, Яремчук, 1988; Егорихин и др., 1987; Белкин и Костяной, 1992; Кошляков, 2020; Филлюшкин и Кожелупова, 2020; Жмур и др., 2020). В частности, наблюдения позволили выявить «плотную упаковку» вихрей, распределение энергии по масштабам (Каменкович и др, 1987; Корт, 1988; Robinson, 1983; Maximenko et al., 2001; Нейман и Морозов, 2020). Были заложены теоретические основы динамики океанических вихрей (Незлин, 1986; Каменкович и др, 1987; Монин и Жихарев, 1990; Зырянов, 1995; Жмур, 2010; Cushman-Roisin and Beckers, 2011; Sokolovskiy and Verron, 2014; Жмур и др., 2020 и др.).

Появление спутниковых наблюдений, особенно данных спутниковой альтиметрии, в конце XX века, открыло новую эпоху массового изучения мезомасштабных явлений в океане, включая планетарные волны и вихри (Белоненко и др., 2004; Chelton et al., 2007, 2011). Результаты подтвердили многие характеристики мезомасштабных вихрей, ранее полученные на основе полигонных наблюдений в отдельных районах океана, а анализ спутниковых радиолокационных изображений (РЛИ) позволил массово изучать не только мезомасштабные, но и субмезомасштабные вихри (Атаджанова и др., 2017; Kostianoy et al., 2018; Kozlov and Atadzhanova, 2021).

Для исследования мезомасштабных вихрей по спутниковым данным подавляющее большинство исследователей используют карты спутниковой альтиметрии AVISO, которые формируются путем интерполяции вдольтрековых данных с разных спутников на регулярную сетку. Расстояние между соседними треками данных может достигать 100 км, поэтому для выделения вихрей количество одновременно работающих на орбите альтиметров имеет принципиальное значение. Современные данные AVISO предоставляются с пространственным разрешением $0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$, которое является предельным для обнаружения мезомасштабных вихрей, динамические радиусы которых обычно находятся в диапазоне 10-100 км (Johannessen et al., 1983, 1987; Sandven et al., 1991; Bondevik, 2011; Richards and Straneo, 2015; Raj and Halo, 2016; Yu et al., 2017; Wang et al., 2020). Первые глобальные оценки мезомасштабных вихрей (Chelton et al., 2011) были

ограничены зоной совместных наблюдений спутников серий TOPEX/Poseidon и ERS (до 66° широты), и не охватывали моря СЛО и значительную часть Южного океана. Дальнейшее сравнение спутниковых данных с наблюдениями уровня моря на мареографах в морях Северо-Европейского бассейна показало, что, несмотря на отсутствие здесь данных спутников серии TOPEX/Poseidon, ошибка альтиметрии AVISO в этом регионе не превышает ошибку в тропических широтах (Fu and Cazenave, 2001; Volkov and Pujol, 2012). Это связано с конвергенцией спутниковых треков в субполярных и полярных районах, которая частично компенсирует уменьшение количества одновременно работающих альтиметров.

По данным спутниковой альтиметрии AVISO была получена статистика характеристик мезомасштабных образований (радиусов, интенсивности возмущения уровня моря, показателей нелинейности, скорости движения вихрей и др.). В частности, было показано, что подавляющая большинство наблюдаемых на поверхности океана мезомасштабных эллиптических структур (90% и более) имеет показатель нелинейности (отношение азимутальной скорости вращения v_θ к скорости движения вихря V_m) $v_\theta/V_m > 1$, что позволяет характеризовать их как сильно нелинейные волны или вихри (Chelton et al., 2011). Причем вне тропиков, примерно 50% таких структур имели $v_\theta/V_m > 5$, что говорит о захвате и переносе массы ядром и является одним из основных признаков вихрей. В связи с этим, большинство мезомасштабных структур в океане, характеризующихся замкнутыми линиями тока и которые ранее интерпретировались как волны Россби, стали интерпретироваться как вихри. Большинство вихрей формирует достаточно выраженную аномалию в уровне моря (> 5 см для 60% всех регистрируемых вихрей и > 10 см для 25% всех регистрируемых вихрей), которая может быть выделена в спутниковой альтиметрии AVISO. Средние радиусы вихрей растут от субполярных широт к экватору, хотя и не так быстро, как радиус деформации Россби (R_d), а амплитуды, наоборот, убывают к экватору. Отслеживание поверхностных вихрей по данным спутниковой альтиметрии показало, что около 60% мезомасштабных вихрей существовало более 1-1.5 месяцев, 30% – более 3-4 месяцев, и только 10-20% наиболее интенсивных вихрей существовало более года (Chelton et al., 2011). Дальнейшее общее увеличение количества и точности альтиметрических наблюдений, качества вносимых поправок, включая улучшенную модель геоида (Raj et al., 2018, 2020; Taburet et al., 2019), а также прогресс в методиках автоматического обнаружения вихрей в данных альтиметрии AVISO, позволили скорректировать пространственную статистику свойств мезомасштабных вихрей тропических и умеренных районов (Carpet et al., 2014): было выделено почти на 40% больше вихрей, уменьшился их средний радиус, что, в частности, сказалось на оценках вихревого переноса, выросла азимутальная скорость вихрей, что увеличило оценки кинетической энергии вихрей на 80%. Были получены аналогичные статистики и для районов высоких широт (см., например, Bashmachnikov et al., 2020; Kubryakov et al., 2021).

Недавние исследования по совместному анализу натуральных наблюдений, данных РЛИ и спутниковой альтиметрии, показали, что данные спутниковой альтиметрии AVISO, несмотря на их, в целом, хорошее качество, несколько «размазывают» вихри в пространстве и реальные вихри в среднем должны иметь меньшие радиусы, большие аномалии уровня моря и больший показатель нелинейности, чем это было получено по данным AVISO (Raj et al., 2016; Yu et al., 2017; Bashmachnikov et al., 2020).

В данных наблюдений, помимо поверхностных вихрей, также были выделены многочисленные подповерхностные вихри, ядра которых могут находиться на значительной глубине (Костяной и Белкин, 1989; Richardson et al., 1991; Lozier, 2010). Так, например, большая часть зарегистрированных в СЛО вихрей имела подповерхностное ядро (Беляков и Волков, 1980; Meneghello et al., 2021). Было показано, что наблюдаемые вблизи поверхности моря подповерхностные вихри могут не только непосредственно генерироваться на глубине, но также быть результатом погружения поверхностных вихрей,двигающихся вдоль заглубляющихся изопикн (Thomas, 2008; Barcello-Llull et al., 2017). Динамика подповерхностных вихрей обладает рядом особенностей, однако сложности наблюдения подповерхностных вихрей ограничивают возможности их изучения по данным наблюдений. В настоящее время динамика подповерхностных вихрей изучается, в основном, по данным численных моделей и в теоретических работах (Carton, 2001; Жмур, 2010; Sokolovskiy and Verron, 2014; Chouksey et al., 2023).

В этой диссертационной работе упор сделан на исследовании «жизненных циклов» подповерхностных вихрей по данным натурных наблюдений, анализе характера проявлений подповерхностных вихрей на поверхности океана, а также возможности идентификации и отслеживания «следа» подповерхностных вихрей на поверхности океана по спутниковым данным. В дополнение к наблюдениям, для исследования некоторых особенностей динамики подповерхностных вихрей привлекались данные численных квазигеострофических и гидродинамических моделей, а также теоретические оценки. Под «жизненным циклом» вихря в современной литературе понимается весь цикл существования вихря, включая его генерацию, эволюцию и диссипацию.

Районами исследования являются субтропическая северо-восточная Атлантика и Лофотенская котловина Норвежского моря. Исследуются различные стадии жизненного цикла вихрей, включая генерацию, эволюцию и диссипацию. Несмотря на то, что данное исследование опирается на данные двух регионов, оно охватывает динамику подповерхностных вихрей с приповерхностным и заглубленным ядром, а также различные широтные диапазоны. Выводы работы имеют общий характер и позволяют описывать особенности эволюции характеристик подповерхностных вихрей в любой области Мирового океана.

Цель и задачи

Целью диссертационной работы является оценка изменений характеристик подповерхностных вихрей на различных этапах их жизненного цикла и выявление особенностей проявления подповерхностных вихрей на поверхности океана.

Для достижения поставленной цели решались следующие **задачи**:

1. Разработка алгоритмов выделения подповерхностных вихрей, определения их характеристик и траекторий движения по натурным данным, включая вертикальные зондирования и данные поплавков RAFOS и ARGO.
2. Выявление путей распространения и жизненных циклов подповерхностных вихрей средиземноморских вод (медди) в Атлантическом океане, включая особенности процессов генерации, эволюции и диссипации вихрей.
3. Исследование механизмов диссипации и регенерации подповерхностных вихрей в океане, а также механизмов сохранения подповерхностными вихрями устойчивости

к внешним возмущениям на примере квазипостоянного Лофотенского вихря Норвежского моря.

4. Анализ особенностей проявления подповерхностных вихрей на поверхности океана по данным спутниковой альтиметрии и температуры поверхности океана (ТПО), выявление механизмов формирования подповерхностными вихрями аномалий на поверхности моря и возможности идентификации подповерхностных вихрей по спутниковым данным.
5. Разработка теории проявления подповерхностных вихрей на поверхности моря, оценка возможности выявления основных аспектов жизненного цикла подповерхностных вихрей по спутниковым данным.

Объектами исследования являются подповерхностные вихри средиземноморских вод (медди) субтропической Атлантики, а также субполярные вихри Северо-Европейского бассейна, включая квазипостоянный Лофотенский вихрь Норвежского моря.

Предметом исследования является оценка изменений характеристик подповерхностных вихрей на протяжении их жизненного цикла, выявление основных механизмов формирования выявленной изменчивости, возможности идентификации и отслеживания подповерхностных вихрей по спутниковым данным.

Научная новизна

Впервые выполнен комплексный статистический анализ изменчивости характеристик медди, как функции расстояния от районов их генерации (возраста медди); проведено разделение на северные и южные медди; выявлены ранее неизвестные или мало исследованные особенности жизненного цикла каждой группы медди, как, например, роль слияний в динамике медди, роль струйных течений и топографии в диссипации медди.

На примере Лофотенского вихря, подробно проанализированы процессы диссипации и регенерации подповерхностных антициклонов; выявлены различия в регенерации доступной потенциальной и кинетической энергии антициклона при дифференцированной зимней конвекции и при слиянии с другим антициклоном; выявлены дополнительные условия, необходимые для слияния вихрей; показано, что генерация и отрыв филаментов от границы вихря является механизмом сохранения устойчивости ядра вихря при развитии в нем динамической неустойчивости; показано, что даже небольшие особенности топографии (в пределах 10% от средней глубины моря) способны радикально менять степень устойчивости вихря.

Впервые систематизирована статистика изменчивости проявлений подповерхностных вихрей с глубоким ядром на поверхности моря на примере медди, предложен механизм формирования этих сигналов, получены теоретические оценки интенсивности проявлений медди на поверхности моря, проведено сравнение теоретических оценок с наблюдениями.

Впервые предложен способ идентификации подповерхностных антициклонов на спутниковых данных путем комбинирования данных альтиметрии и ТПО; предложены механизмы формирования отрицательной аномалии ТПО над подповерхностными антициклонами; предложена новая схема агеострофической циркуляции в

подповерхностных антициклонах, поддерживающая аномалию ТПО над вихрем и относительную завихренность ядра.

Теоретическая и практическая значимость работы

Исследования последних лет подтвердили более ранние предположения о важной роли мезомасштабных вихрей в динамике крупномасштабных океанических процессов, а также позволили выявить новые особенности динамики вихрей в океане. Прогресс стал возможным благодаря увеличению объема и качества спутниковых наблюдений океана, а также проявлению вихреразрешающих гидродинамических моделей динамики океана. Это дало возможность исследовать мезомасштабные вихри не только в идеализированных условиях физических и квазигеострофических численных моделей, но также в условиях максимально приближенных к реальным. В этой связи резко увеличилось количество работ о характеристиках и динамике поверхностных вихрей. Однако динамика подповерхностных вихрей до сих пор остается преимущественно прерогативой идеализированных модельных исследований при крайне ограниченном натурном материале.

Комплексное исследование жизненного цикла подповерхностных вихрей на основе натуральных и прошедших валидацию модельных данных высокого разрешения позволило, проведенное в этой работе, получить новые результаты об особенностях их жизненных циклов, выявить ранее неизвестные аспекты механизмов их регенерации и диссипации.

Выведенные в работе теоретические соотношения и валидация их на натурном материале позволили связать характеристики ядер подповерхностных вихрей с их сигналами на поверхности моря. Показана принципиальная возможность идентификации сигналов подповерхностных вихрей на поверхности моря. Эти результаты открывают новые возможности для изучения динамики подповерхностных вихрей, позволят существенно уточнить региональные оценки вклада подповерхностных вихрей в динамику промежуточных вод океана, аналогично возможности исследовать поверхностные вихри с помощью спутниковых данных в конце XX века.

С ростом разрешения современных моделей океана до вихреразрешающих необходимы новые данные по динамике вихрей в океане для валидации и совершенствования алгоритмов численных моделей. Более точное воспроизведение динамики мезомасштабных процессов влияет на воспроизведение крупномасштабных движений в океане, и, в конечном итоге, оценки роли океана в современных изменениях климата. Результаты этой работы послужат также для уточнения особенностей формирования вихрями вертикальных потоков тепла, соли и биогенов, что важно для расчета теплообмена океан-атмосфера и оценок биологической продуктивности вод океана.

Степень достоверности и апробация результатов

Достоверность полученных результатов определяется комплексным анализом больших объемов современных массивов натуральных, спутниковых и модельных данных, их объективным и детальным сопоставлением, а также согласованностью результатов исследований для различных типов подповерхностных вихрей с разной глубиной ядра и в разных широтных зонах.

По результатам диссертационной работы опубликовано 24 работы в рецензируемых научных изданиях, входящих в базы данных Scopus, Web of Science (WoS) и/или Russian Science Citation Index (RSCI), включая 18 статей в журналах уровня Q1. Все журналы включены в список ВАК. За последние 10 лет по теме диссертации было опубликовано 11 статей с ведущим участием автора, в т.ч. 10 в журналах уровня Q1 или Q2.

Главы в книгах по теме диссертации:

1. White, M., I. **Bashmachnikov**, J. Aristegui and A. Martins, 2007. Chapter 4. Physical Processes and Seamount Productivity. In: "Seamounts: Ecology, Conservation and Management" (eds. Pitcher, T.J., Morato, T., Hart, P.J.B., Clark, M.R., Haggan, N. and Santos, R.S.). Fish and Aquatic Resources Series, Blackwell, Oxford, UK, ISBN: 9781405133432, 65-84 (*Scopus*)

Публикации в изданиях Scopus и Web of Science из списка ВАК с ведущим участием автора:

2. **Bashmachnikov**, I., C. Mohn, J.L. Pelegri, A. Martins, F. Machin, F. Jose, White M. Interaction of Mediterranean water eddies with Sedlo and Seine seamounts, Subtropical Northeast Atlantic //Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. – 2009b. – Т. 56. – №. 25. – С. 2593-2605. doi: 10.1016/j.dsr2.2008.12.036 (**Q1**)
3. **Bashmachnikov**, I., F. Machin, A. Mendonca, A. Martins. *In situ* and remote sensing signature of meddies east of the Mid-Atlantic ridge //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2009a. – Т. 114. – №. C5 (C05018). – С. 1-19. doi: 10.1029/2008JC005032 (**Q1**)
4. **Bashmachnikov**, I., X. Carton. Surface signature of Mediterranean water eddies in the North-East Atlantic: effect of the upper ocean stratification //Ocean Science. – 2012. – Т. 8. – №. 6. – С. 931-943. doi: 10.5194/os-8-931-2012 (**Q1**)
5. **Bashmachnikov**, I., C. Loureiro, A. Martins. Topographically induced circulation patterns and mixing over Condor seamount //Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. – 2013a. – Т. 98. – С. 38-51. doi: 10.1016/j.dsr2.2013.09.014 (**Q1**)
6. **Bashmachnikov**, I., D. Boutov, J. Dias. Manifestation of two meddies in altimetry and sea-surface temperature //Ocean Science. – 2013b. – Т. 9. – №. 2. – С. 249-259. doi: 10.5194/os-9-249-2013 (**Q1**)
7. **Bashmachnikov**, I., X. Carton, T. Belonenko. Characteristics of surface signatures of Mediterranean water eddies //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2014. – Т. 119. – №. 10. – С. 7245-7266. doi: 10.1002/2014JC010244 (**Q1**)
8. **Bashmachnikov**, I., F. Neves, A. Nascimento, J. Medeiros, I. Ambar, J. Dias, X. Carton. Temperature-salinity distribution in the Northeast Atlantic from ship and Argo vertical casts //Ocean Science. – 2015a. – Т. 11. – №. 2. – С. 215-236. doi: 10.5194/os-11-215-2015 (**Q1**)
9. **Bashmachnikov**, I., A. Nascimento, F. Neves, T. Menezes, N.V. Koldunov. Distribution of Intermediate Water Masses in the Subtropical Northeast Atlantic //Ocean Science. – 2015b. – Т. 11. – №. 5. – С. 803-827. doi: 10.5194/os-11-803-2015. (**Q1**)
10. **Bashmachnikov**, I., F. Neves, T. Calheiros and X. Carton. Properties and pathways of Mediterranean water eddies in the Atlantic //Progress in Oceanography. – 2015c. – Т. 137. – С. 149-172. doi: 10.1016/j.pcean.2015.06.001 (**Q1**)
11. **Башмачников** И.Л., Белоненко Т.В., Куйбин П.А. Приложение теории колоннообразных Q-вихрей с винтовой структурой к описанию динамических характеристики Лофотенского вихря Норвежского моря //Вестник Санкт-Петербургского

- университета. Науки о Земле. – 2017. – №. 3. – С. 221-236. doi: 10.21638/11701/spbu07.2017.301 (*WoS/Scopus/RSCI*)
12. **Bashmachnikov**, I., M.A. Sokolovskiy, T.V. Belonenko, D.L. Volkov, P.E. Isachsen, Carton X. On the vertical structure and stability of the Lofoten vortex in the Norwegian Sea //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 2017. – Т. 128. – С. 1-27. doi 10.1016/j.dsr.2017.08.001 (*Q1*)
13. **Bashmachnikov**, I., Belonenko, T.V., Kuibin, P.A., Volkov, D., Foux, V.R. Patterns of vertical velocity of the Lofoten vortex (the Norwegian Sea) //Ocean Dynamics. – 2018. – Т. 68. – С. 1711-1725. doi: 10.1007/s10236-018-1213-1 (*Q2*)
14. **Bashmachnikov** I.L., Kozlov I.E., Petrenko L.A., Glok, N., Wekerle C. Eddies in the North Greenland Sea and Fram Strait From Satellite Altimetry, SAR and High-Resolution Model Data //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2020. – Т. 125. – №. 7(e2019JC015832) . – С. 1-26. doi: 10.1029/2019JC015832 (*Q1*)
15. Сантеева Е.К., **Башмачников** И.Л., Соколовский М.А. Об устойчивости Лофотенского вихря Норвежского моря //Океанология. – 2021. – Т. 61. – №. 3. – С. 353-365. doi: 10.31857/S0030157421030138 (*WoS/Scopus/RSCI*)
16. Ienna F., **Bashmachnikov** I.L., Dias J. Meddies and their Sea Surface Expressions: Observations and Theory //Journal of Physical Oceanography. – 2022. – Т. 52. – №. 11. – С. 2643-2656. doi: 10.1175/JPO-D-22-0081.1 (*Q1*)
17. **Bashmachnikov** I.L., Raj. R.P., Golubkin P., Kozlov I.E. Heat transport by mesoscale eddies in the Norwegian and Greenland Sea //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2023. – Т. 128. – №. 2 (e2022JC018987). – С. 1-19. doi: 10.1029/2022JC018987 (*Q1*)

Публикации в изданиях Scopus и Web of Science из списка ВАК с участием автора:

18. Mohn, C., White, M., **Bashmachnikov**, I., Jose, F., Pelegri J.L. Dynamics at an elongated, intermediate depth seamount in the North Atlantic (Sedlo Seamount, 40°20'N, 26°40'W) //Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. – 2009. – Т. 56. – №. 25. – С. 2582-2592. doi: 10.1016/j.dsr2.2008.12.037. (*Q1*)
19. Barbosa Aguiar, A.C., A. Peliz, F. Neves, I. **Bashmachnikov**, X. Carton. Mediterranean outflow transports and entrainment estimates from observations and high resolution modelling //Progress in oceanography. – 2015. – Т. 131. – С. 33-45. doi: 10.1016/j.pocean.2014.11.008. (*Q1*)
20. Ciani, D., Carton, X., **Bashmachnikov**, I., Chapron, B. and Perrot, X. Influence of deep vortices on the ocean surface //Discontinuity, Nonlinearity and Complexity. – 2015. – Т. 4. – №. 3. – С. 281–311. doi: 10.5890/DNC.2015.09.006. (*WoS/Scopus*)
21. Ciani, D., X. Carton, A.C. Barbosa Aguiar, A. Peliz, **Bashmachnikov** I., F. Ienna, B. Chapron, Santoleri R. Surface signature of Mediterranean water eddies in a long-term high-resolution simulation //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 2017. – Т. 130. – С. 12-29. doi: 10.1016/j.dsr.2017.10.001 (*Q1*)
22. Белоненко, Т.В., **Башмачников**, И.Л., Колдунов, А.В., Куйбин, П.А. О вертикальной компоненте скорости Лофотенского мезомасштабного вихря Норвежского моря //Известия РАН. Физика атмосферы и океана. – 2017. – Т. 53. – №. 6. – С. 728–737. doi: 10.7868/S0003351517060071 (*WoS/Scopus/RSCI*)
23. Raj R.P., I. Halo, S. Chatterjee, T. Belonenko, M. Bakhoday, **Bashmachnikov** I., A. Fedorov, Xie J. Interaction between mesoscale eddies and the gyre circulation in the Lofoten

Basin //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2020. – Т. 125. – №. 7 (e2020JC016102). – С. 1-13. doi: 10.1029/2020JC016102 (**Q1**)

24. Wang Q., Koldunov N.V., Danilov S., Sidorenko D., Werkerle C., Scholz P., **Bashmachnikov** I., Jung T. 2020. Eddy Kinetic Energy in the Arctic Ocean from a Global Simulation with a 1-km Arctic //Geophysical Research Letters. – 2020. – Т. 47. – №. 14. – С. e2020GL088550. doi: 10.1029/2020GL088550 (**Q1**)

По результатам диссертационного исследования было сделано 53 доклада на научных конференциях, включая 7 всероссийских и 46 международных конференций:

1. **Башмачников** И.Л., Голубкин П.А., Козлов И.Е. 2022. Перенос тепла мезомасштабными вихрями в Северо-Европейском бассейне, тезисы докладов всероссийской научной конференции "Моря России: Вызовы отечественной науки", 26 -30 сентября 2022, Севастополь, Россия, С.63-65, http://conf.mhi-ras.ru/archive/2022/morya_rossii-2022_tezisy.pdf
2. Kozlov I., **Bashmachnikov**, I.L., 2022. Meso- and submesoscale eddies in the Arctic marginal ice zone and their influence on sea ice from satellite and high-resolution model data. Committee on Space Research (COSPAR) Scientific Meeting, 16-24.06.2022, Афины, Греция
3. Pryakhin, S., **Bashmachnikov**, I., Kozlov, I., and Wekerle, C., 2022. An effect of mesoscale and submesoscale eddies on sea ice processes in the Marginal Ice Zone, EGU22-13088, 23–27 May 2022, Vienna, Austria, <https://doi.org/10.5194/egusphere-egu22-13088>
4. Пряхин С.С., **Башмачников** И.Л., Козлов И.Е., Петренко Л.А., Wekerle С., 2021. Роль мезомасштабных вихрей в ледовых процессах прикромочной зоны в Гренландском море, Материалы докладов " Моря России: Год науки и технологий в РФ – Десятилетие наук об океане ООН ", 20 -24 сентября 2021, Севастополь, Россия, С.165-167, http://conf.mhi-ras.ru/news/2021/9/tezisy_dokladov_2021/
5. Новикова Ю.С., **Башмачников** И.Л., 2021. Вихри Лофотенской котловины по данным спутниковой альтиметрии, изображениям в радиолокационном и видимом диапазонах, Материалы докладов " Моря России: Год науки и технологий в РФ – Десятилетие наук об океане ООН ", 20 -24 сентября 2021, Севастополь, Россия, С.291-292, http://conf.mhi-ras.ru/news/2021/9/tezisy_dokladov_2021/
6. **Башмачников** И.Л., Козлов И.Е., Петренко Л.А., Глок Н.А., Векерле К. 2020. Вихри в проливе Фрама по данным спутниковых альтиметров, радиолокаторов и модели высокого разрешения, Тезисы докладов Всероссийской научной конференции «Моря России: исследования береговой и шельфовой зон». 21-25.09.2020, Севастополь, Россия, 57-58.
7. **Башмачников** И. Л., Белоненко Т. В., Куйбин П. А. 2019. Связь горизонтальной и вертикальной циркуляции в подповерхностном Лофотенском вихре, Материалы докладов "Моря России: фундаментальные и прикладные исследования", 23 -28 сентября 2019, Севастополь, Россия
8. Santieva E.K., M.A. Sokolovskiy, I.L. **Bashmachnikov**, 2019. Stability of an eddy in a bottom depression: implications for the quasi-stationary Lofoten Vortex in the Norwegian Sea. First International Conference on Ocean Fronts and Eddies. 27-31 October 2019, Zhoushan, China
9. Ienna, F., I. **Bashmachnikov**, J. Dias, A. Peliz, 2018, Deep Coherent Vortices and their Sea Surface Expressions, AGU Ocean Sciences meeting, 11-16 February 2018, Oregon, USA.

10. **Bashmachnikov** I.L., Sokolovskiy M.A., Belonenko T.V., Carton X., 2017. On stability of the Lofoten Vortex in the Norwegian Sea, "Vortices and coherent structures: from ocean to microfluids", 28 - 31 августа 2017, Владивосток, Россия
11. **Bashmachnikov** I.L. 2017. Внутритермоклинные вихри в субтропической Атлантике, "Vortices and coherent structures: from ocean to microfluids", 28 - 31 августа 2017, Владивосток, Россия, приглашенный доклад
12. Ienna, F., I. **Bashmachnikov**, J. Dias, A. Peliz, 2017. Deep Coherent Vortices (Meddies) and Their Sea Surface (EGU2017-1628) EGU General Assembly, 23 – 28 April 2017, Vienna, Austria.
13. Ciani, D., X. Carton, A.C. Barbosa Aguiar, A. Peliz, I. **Bashmachnikov**, F. Ienna & B. Chapron, 2017. Detection of subsurface-intensified eddies from observations of the sea-surface: a case study for Mediterranean Water Eddies in a long-term high-resolution simulation (EGU2017-6609) EGU General Assembly, 23 – 28 April 2017, Vienna, Austria.
14. **Bashmachnikov**, I., 2017., Oceanographic research in the Arctic and Nordic seas, Second Workshop on St. Petersburg University and Nansen Centre cooperation in Arctic research, 26 April 2017, St. Petersburg
15. **Башмачников** И.Л., Соколовский М.А., Белоненко Т.В. 2017. Изменчивость динамических характеристик Лофотенского вихря в гидродинамической модели МИТ, 15.02.2017, итоговая сессия Санкт-Петербургской секции ФГБУ «ГОИН», Ст.Петербург
16. **Bashmachnikov**, I.L., Volkov, D.L., Yurova, A.Yu., Bobylev L.P., 2016. Interannual variability of oceanic heat fluxes in the Atlantic Sector of the Arctic Ocean, UArctic Congress, 12-16 of September, 2016, St.Petersburg, Russia.
17. Belonenko T., **Bashmachnikov** I., Koldunov A., Kuibin P., 2016. On modeling of the Lofoten vortex structure in the Norwegian Sea, EUROMECH Colloquium [581]. Dynamics of Concentrated Vortices, May 30 – June 1, 2016, Novosibirsk, Russia
18. Ienna, F., **Bashmachnikov**, I., Dias, J., Peliz, A., 2016. Deep Coherent Vortices and Their Sea-Surface Expressions, Liege Colloquium 2016 “Submesoscale Processes: Mechanisms, Implications and new Frontiers”, 22-26 of May 2016, Liege, Belgium
19. **Башмачников** И.Л., 2016. Проявление внутритермоклинных вихрей на поверхности океана, 12.02.2016, итоговая сессия Санкт-Петербургской секции ФГБУ «ГОИН», Ст.Петербург.
20. Ciani D., Carton, X., Verron, J., and **Bashmachnikov**, I., 2015. The merger of subsurface isolated eddies: an application to oceanic lens-like anticyclones, AGU Fall Meeting, 14-18 December, 2015, San Francisco, USA.
21. Ciani, D., Carton, X., **Bashmachnikov**, I. and Chapron, B., 2015. Influence of deep vortices on the ocean surface (EGU2015-5775) EGU General Assembly, 12 – 17 April 2015, Vienna, Austria.
22. Ciani, D., Carton, X., Chapron, B. and **Bashmachnikov**, I., 2014. Surface signature of subsurface-intensified vortices, AGU Fall Meeting, 15-19 December, San Francisco, USA, Poster.
23. Neves, F., **Bashmachnikov**, I., Nascimento, A., Medeiros, J., Dias, J., Ambar, I. and Carton, X., 2014. Detailed temperature-salinity distribution in the Northeast Atlantic from ship and ARGO vertical casts (EGU2014-4156), EGU General Assembly, 24 – 27 April, Vienna, Austria.

24. **Bashmachnikov**, I., Medeiros, J., Neves, F. and Carton, X., 2014. Properties of the Mediterranean water eddies (meddies) in the Northeast Atlantic as a function of distance from the Iberian Peninsular, (EGU2014-7674), EGU General Assembly, 24 – 27 April, Vienna, Austria.
25. Nascimento, A., **Bashmachnikov**, I. and Neves, F., 2014. The Mediterranean Water content in the Northeast Atlantic (EGU2014-12651), EGU General Assembly, 24 – 27 April, Vienna, Austria.
26. Calheiros T. and **Bashmachnikov** I., 2014. Circulation patterns in the deep Subtropical Northeast Atlantic with ARGO data (EGU2014-12651), EGU General Assembly, 24 – 27 April, Vienna, Austria.
27. **Bashmachnikov**, I., Medeiros, J., Neves, F., 2014. Census of the Mediterranean water eddies (meddies) in the Northeast Atlantic, Encontro de Oceanografia, 21 -22 March, Nazare, Portugal.
28. Neves, F., **Bashmachnikov**, I., Nascimento, A., Medeiros, J., Dias, J., Ambar, I. and Carton, X., 2014. A new climatology for the Northeast Atlantic region, Encontro de Oceanografia, 21 -22 March, Nazare, Portugal.
29. Nascimento, A., **Bashmachnikov**, I. and Neves, F., 2014. Intermediate water masses in the Northeast Atlantic, Encontro de Oceanografia, 21 -22 March, Nazare, Portugal.
30. Calheiros T. and **Bashmachnikov** I., 2014. Intermediate depth Northern Atlantic circulation derived from drifting buoys, Encontro de Oceanografia, 21 -22 March, Nazare, Portugal.
31. **Bashmachnikov** I. and Carton, X. 2012. On detection of Mediterranean water eddies with remote sensing data, MIA12, 16 - 20 of December 2012, FCUL, Lisbon, Portugal.
32. **Башмачников** И.Л., Картон, X. 2012. Поверхностный "след" вихрей Средиземноморских вод в Атлантике, 10 Открытая конференция «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса», 12 - 16 ноября, Институт космических исследований РАН, Москва. (http://smiswww.iki.rssi.ru/d33_conf/default.aspx?page=26).
33. Santos, M., Moita, M.T., **Bashmachnikov**, I., Menezes, G.M. Carmo, V., Loureiro, C.M., Mendonca, A., Silva, A.F., and Martins, A., 2013. Phytoplankton biomass and community structure and related oceanographic conditions at Condor Seamount (SW Faial Island, Azores), Symposium of Marine Sciences, 17-18 June 2013, Lisbon, Portugal.
34. Medeiros, J. and **Bashmachnikov**, I., 2012. Thermohaline and dynamic properties of Mediterranean Water eddies, MIA12, 16 - 20 December 2012, FCUL, Lisbon, Portugal.
35. Nascimento, A., G. Dupuits, J.-H. Richardson and I. Bashmachnikov, 2012. Mediterranean water content in the Northeast Atlantic, MIA12, 16 - 20 December 2012, FCUL, Lisbon, Portugal.
36. **Bashmachnikov**, I., D. Boutov, J. Dias, A. Aguiar, and J.H. Monteiro, 2012. Surface signature of a meddy while interacting with the Azores current. EGU General Assembly, Ocean Science, Ocean Remote Sensing Session (XY362; EGU2012- 6152), 24 – 27 April, Vienna, Austria.
37. Martins, A., A. Mendonça, A. F. Carvalho, M. Figueiredo, C. Loureiro, I. **Bashmachnikov**, S. Sequeira, S. Gomes, A. Medeiros, and A. F. Silva, 2011. Oceanographic in situ and satellite data collection on CONDOR bank (Azores, NE Atlantic): comparison with NAO indices. Earth Observation for Ocean-Atmosphere Interactions Science, 29 November – 2 December 2011, European Space Agency, ESRIN, Via Galileo Galilei, Frascati, 00044 Italy.
38. **Bashmachnikov**, I. 2010. Theoretical and practical aspects of tracking meddies with altimetry, Fourth Coastal Altimetry Workshop, 14-15 October, Porto, Portugal.

39. **Bashmachnikov** I., Belonenko T.V., Koldunov A.V., 2010. Non-stationary cycles of primary productivity and underlying physical mechanisms in the Subtropical North-East Atlantic. Seminar in Oceanography Institute (Instituto de Oceanografia de FCUL) of the University of Lisbon, 07.04.2010, Lisbon, Portugal.
40. **Bashmachnikov** I., 2010, Theoretical principles of manifestation of deep-water eddies at the ocean surface, Seminar of analysis of differential equations, Centre of mathematics and Fundamental Applications of the University of Lisbon, 10.03.2010, Lisbon, Portugal.
41. **Bashmachnikov**, I., A. Martins, A. Mendonca, and M. Santos, 2010. Circulation patterns and biochemical response over Condor seamount. 1as Jornadas de Engenharia Hidrografica, 21 - 22 Junho, Lisbon, Portugal.
42. **Bashmachnikov**, I., A. Mendonca, A. Martins, and I. Ambar 2009. Surface signatures of Mediterranean Water eddies. 4th ESF MedCLIVAR Workshop "Feedbacks of the Mediterranean Dynamics in the Global Climate System", 28-30 September, Sesimbra, Portugal.
43. **Bashmachnikov**, I., A. Mendonca, and A. Martins, 2009. Tracking of Mediterranean Water eddies with remote sensing data. EGU General Assembly, Ocean Science, Ocean Remote Sensing Session (EGU2009-11118), 19 – 24 April, Vienna, Austria.
44. Pereira, C., I. **Bashmachnikov**, C. Leote, C. Palma, A. Martins, M. P. Abreu, and P. Aguiar, 2009. Variation of microplanktonic communities composition with depth in an area under a meddy influence. International Census of Marine Microbes, 454 Spring Meeting, April 6-9th, The Marine Biological Laboratory in Woods Hole, Massachusetts, USA.
45. **Bashmachnikov** I., and Cordeiro A., 2008. Seasonal and intra-annual variability of water dynamics on large and meso-scales in the Azores region. Open Workshop “Exploring Circulation and Productivity Patterns in the Azores Region” (ECP), 26-27 June 2008, Horta, Azores, Portugal.
46. **Bashmachnikov**, I.; F. Machin, A. Martins, and A. Mendonca, 2008. A. Remote sensing signature of three Meddies east of the Mid-Atlantic ridge, EGU General Assembly, Ocean Science, Ocean Remote Sensing Session (XY0638; EGU2008-A-07700; OS6-1WE5P-0638), 13 – 18 April, Vienna, Austria. (http://meetings.copernicus.org/egu2008/download/meeting_group_programme_OS.pdf)
47. Martins, A. A. Mendonça, I. **Bashmachnikov**, S. Sequeira, M. Figueiredo, 2008. Can Ocean Colour satellite imagery identify Meddies in the Ocean? SPIE Europe Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, and Large Water Regions (<http://spie.org/remote-sensing-europe.xml>).
48. **Bashmachnikov**, I., A. Martins & A. Mendonça, 2006. Observation of 3 Meddies from *in situ* and altimetry data in the Azores region, SPIE Europe Remote Sensing, Conference 6360-02: Session 1: Remote Sensing of the Ocean, Sea Ice, and Large Water Regions, Stockholm, Sweden, 11 - 14 September.
49. White, M., Mohn, C., **Bashmachnikov**, I., and Jose, F.P 2005. Seamount dynamics at an elongated, multi-peaked, seamount in the NE Atlantic. ASLO Summer Meeting, 19-24 June 2005, Santiago de Compostela, Spain.
50. Machin, F., Pelegri, J.L., Emelianov, M., White, M., and **Bashmachnikov**, I. 2005. Inverse modelling the circulation over Sedlo seamount (Eastern North Atlantic). ASLO Summer Meeting, 19-24 June 2005, Santiago de Compostela, Spain.
51. **Bashmachnikov**, I., V. Lafon and A. Martins, 2004. SST stationary anomalies in the Azores region. *Remote Sensing of Ocean and Sea Ice*, 5569, 148-155.

52. Lafon, V., A. Martins, I. **Bashmachnikov**, F. Jose, M. Melo-Rodriguez, M. Figueiredo, A. Mendonca and L. Macedo, 2004. SST variability in the Azores region using AVHRR imagery: regional to local scale study. *Remote Sensing of Ocean and Sea Ice*, 5569: 130-139.
53. Lafon, V., A. Martins, I. **Bashmachnikov**, M. Melo-Rodriguez and M. Figueiredo, 2003. Sea surface temperature spatio-temporal variability in the Azores using a new technique to remove invalid pixels. *Remote Sensing of Ocean and Sea Ice*, 5233: 89-97.

Общая публикационная активность автора

Всего на настоящий момент автором опубликовано 77 работ Scopus/WoS (h-индекс Scopus = 20, h-индекс WoS = 18), включая 58 работ за последние 10 лет, и 22 работы в RSCI (h-индекс РИНЦ = 19).

Руководство аспирантами и докторантами

2021-2024, Диана А. Яковлева “Влияние океанической циркуляции на формирование термохалинной структуры субполярных областей и развитие глубокой конвекции”, соискатель степени кандидата географических наук, СПбГУ (в процессе).

2018-2022, Михаил М. Латонин “Влияние атмосферной и океанической циркуляции на долгосрочную изменчивость характеристик приземного слоя атмосферы Арктического региона”, кандидат географических наук, СПбГУ (защищена 08.06.2022).

2015-2018, Federico Ienna “Выявление и отслеживание линз Средиземноморских вод (медди) в Северной Атлантике по спутниковым данным”, PhD, Лиссабонский университет. (защищена 06.07.2021)

2017-2018, Полина В. Лобанова “Валидация и анализ источников ошибок спутниковых моделей первичной продукции в водах с различными океанологическими условиями на примере северо-восточной Атлантики и Японского моря”, кандидат географических наук, СПбГУ (защищена 13.06.2018).

2012-2015, Dr. Filipe Neves “Расчет переноса средиземноморских вод в субтропической Северной Атлантике с помощью решения обратной задачи”, Лиссабонский университет, Португалия, докторантский исследовательский грант в рамках проекта MEDTRANS (руководитель).

2008-2011, Ana Mendonça “Влияние неоднородностей дна на первичную продуктивность в субтропической Северной Атлантике”, PhD, Азорский университет, Португалия (защищена 13.10.2011, со-руководитель)

Личный вклад автора

Личный вклад автора состоит в постановке задач, выборе методик, написании скриптов для обработки, расчетов и визуализации данных, написании текстов статей. В диссертации использованы материалы только тех статей, текст которых был написан лично автором и в которых вклад автора в проведенное исследование был решающим.

Структура диссертации

Диссертационная работа состоит из введения и 8 глав, содержит 332 страницы и включает 127 иллюстраций и 14 таблиц в основном тексте и приложениях, а также список литературы из 569 наименования работ отечественных и зарубежных авторов.

В **главе 1** приведена классификация вихрей, выделен класс исследуемых вихрей; описаны основные аспекты динамики вихрей, используемые в дальнейшем ходе работы; даны краткие характеристики исследуемых типов подповерхностных вихрей субтропической Атлантики (медди) и Северо-Европейского бассейна (Лофотенский вихрь); дан краткий обзор подходов к исследованиям проявлений подповерхностных вихрей на поверхности океана.

В **главе 2** описываются используемые далее в работе данные и методы анализа. Описаны применявшиеся методы выделения вихрей по данным *in situ*, спутниковым данным и данным гидродинамических моделей; дана сравнительная характеристика вихрей, выделяемых по различным типам данных, показаны ограничения разных типов данных в идентификации и воспроизведении характеристик вихрей.

В **главе 3** впервые приводится статистика 3х мерных характеристик поверхностных мезомасштабных вихрей Норвежского и Гренландского морей на базе спутниковых и натурных наблюдений. Описаны особенности пространственного распределения по акватории основных характеристики вихрей (количество на единицу площади, радиус, вертикальная мощность, аномалии температуры в ядре, скорость вращения ядра и скорость перемещения вихрей). Показано, что вихри Норвежского и Гренландского морей отличаются практически по всем перечисленным выше характеристикам. На основе натурных данных впервые показано, что слияние вихрей является одной из характерных особенностей их эволюции вблизи района их интенсивной генерации. Даны оценки потоков тепла с вихрями, генерируемые восточной ветвью Норвежского течения. Показано, что вихри извлекают порядка 1/3 тепла, приносимого течением в регион, и могут эффективно сглаживать приходящие с юга аномалии температуры воды.

В **главе 4** описывается уточненный характер распространения средиземноморских вод в Атлантике, впервые полученный на основе объективного анализа климатологических данных и представляющий собой 3х мерное распределение процентного содержания средиземноморской водной массы (СВМ), полученное методом Оптимального мультипараметрического анализа. Выделены пути преимущественного распространения верхнего и нижнего ядер СВМ. Получено уточненное поле средних течений на промежуточных глубинах и показано, что течения могут способствовать распространению СВМ только в пределах первых сотен километров от Пиренейского полуострова, что указывает на важную роль медди в распространении СВМ в Атлантике. Получены статистические данные об изменчивости характеристик медди с расстоянием от районов их генерации; уточнены основные пути движения медди. Показано, что характеристики медди, формирующихся в северной части склона Пиренейского полуострова, существенно отличаются от таковых в южной и что это различие сохраняется далеко на запад от районов генерации медди. Это позволило разделить медди на 2 группы: северные и южные. Описаны особенности жизненных циклов северных и южных медди, выявлены роль слияния медди в их жизненном цикле и ряд особенностей разрушения медди.

В **главе 5**, на примере квазипостоянного Лофотенского вихря, описываются механизмы диссипации и слияния вихрей. Показано, что диссипация вихрей в океане может существенно отличаться от результатов квазигеострофических (QG) моделей, используемых для оценки степени устойчивости вихрей. Показана роль сильных внешних деформаций поля скорости у границы антициклонов в повышении их устойчивости за счет

«сброса» энергии неустойчивости через генерацию и отрыв филаментов от ядра вихря. Показано, что аномально высокая устойчивость Лофотенского вихря связана с небольшой особенностью донной топографии, которая, в сочетании со средней циркуляцией, формируемой набегающим Норвежским течением, приводит к кратному росту устойчивости вихря. Исследованы роль экрана потенциальной завихренности на периферии вихря и наличия поля скорости третьего вихря в слиянии двух антициклонов.

В главе 6 впервые проведена систематизация натуральных исследований динамических проявлений медди на поверхности моря путем совместного анализа характеристик выявленных медди и формируемых ими аномалий уровня моря в данных спутниковой альтиметрии AVISO. Показано, что несмотря на глубокое ядро (500-1200 м), медди часто формируют выраженный сигнал на поверхности моря, который сравним по интенсивности с сигналами поверхностных антициклонов в районе исследования и может непрерывно отслеживаться в течении многих месяцев. Получены теоретические оценки, связывающие интенсивность сигнала с характеристиками ядер медди в приближении контурного вихря и для вихря Рэля. Показано, что теория хорошо описывает наблюдаемые изменения интенсивности сигналов медди на поверхности моря для разных характеристик ядер медди, а также сезонную и широтную изменчивость интенсивности наблюдаемых сигналов медди. Отмечена западная интенсификации сигналов медди на поверхности моря, не описываемая теорией. Выдвинута гипотеза, что эта интенсификация связана с взаимодействием медди с усиливающимися к западу поверхностными средними течениями.

В главе 7 описывается особенности и механизмы формирования аномалий ТПО над подповерхностными антициклонами. Показано, что, в отличие от поверхностных антициклонов, подповерхностные антициклоны характеризуются отрицательными аномалиями ТПО. Выявлено два механизма формирования этих аномалий, оба являющихся следствием подъема изопикн над ядром подповерхностного антициклона. Предложен механизм агеострофической циркуляции в ядре подповерхностного антициклона, поддерживающий подъем изопикн над ядром, и выведена формула расчета вертикальной скорости в центральной части ядра вихря Рэля.

В главе 8 (заключение) кратко суммирует проведенное исследование. Акцент делается на цельности выполненной работы и взаимной комплементарности отдельных глав.

Благодарности

Автор искренне благодарит коллег и соавторов за совместные работы и поддержку. Особенную благодарность выражаю своему учителю, почетному профессору Виктору Робертовичу Фуксу (СПбГУ), под руководством которого проходило научное становление и который оказал огромное влияние на дальнейшее научное развитие автора, профессору Ксавье Картуну (университет Бреста, Франция) за неоценимый опыт совместной работы и участие в разработке теории проявления медди на поверхности океана, профессору Татьяне Васильевне Белоненко (СПбГУ) за всемерную поддержку и цикл совместных работ по исследованию агеострофической циркуляции в вихрях, профессору Михаилу Абрамовичу Соколовскому (институт водных проблем РАН, Москва) за цикл совместных работ по устойчивости Лофотенского вихря и предоставление материалов разработанной им квазиагеострофической модели контурной динамики вихря, PhD Денису Леонидовичу Волкову (Атлантическая океанографическая и метеорологическая лаборатория NOAA,

США) за предоставленные данные модели MIT GCM и совместные исследования по динамике Лофотенского вихря.

Также хочется выразить огромную благодарность своей семье, которая неизменно поддерживала автора на протяжении всей научной деятельности, в том числе и в непростые для отечественной науки годы, и благодаря поддержке которых была написана и эта работа.

Исследования, которые получены в результате данной работы, получили финансовую поддержку в ряде проектов, руководимых автором:

- 2016-2018, «Синоптические вихри в океане: их роль в переносе термохалинных характеристик и формировании областей повышенной биологической продуктивности», 16-05-00452, РФФИ, Россия.
- 2012-2015, MEDTRANS - “Механизмы распространения и диффузии средиземноморских вод в Атлантическом океане” - “Mechanisms of Mediterranean water transport and dispersion in the subtropical North-East Atlantic”- PTDC/MAR/117265/2010, Португальский фонд фундаментальных исследований (FCT), Португалия.
- 2007-2008, LAMAR - “Крупномасштабная и мезомасштабная динамика вод Азорского региона и влияние гидрофизических процессов на биологическую продуктивность” - “LArge-scale and Mesoscale dynamics of the Azores Region form the remote-sensing and *in situ* data and their effect on biological productivity” - M2.1.2/F/008/2007, Азорский региональный фонд фундаментальных исследований (DRCT), Португалия.

Основные научные результаты

1. Дан обзор динамических процессов, приуроченных к подводным горам, и их влияния на биопродуктивность. Показано, что изменчивость фонового форсинга может временно нарушать характерный «идеализированный» отклик подводных гор на внешний форсинг в виде конуса Тейлора или характерных ячеек агеострофической циркуляции (Bashmachnikov et al. 2007, с. 65, степень участия автора в получении этого результата 75%).
2. Показано, что при взаимодействии с подводной горой Седло медди потерял около 25% соли своего ядра, тогда как при взаимодействии с подводной горой Сейн другой медди продолжил движение после нескольких вращений вокруг горы без сколь-либо значительного изменения своих характеристик (Bashmachnikov et al. 2009a, с. 2593, степень участия автора в получении этого результата 100%).
3. Предложена методология, которая позволяет непрерывно отслеживать сигналы медди на поверхности моря за период от нескольких месяцев до 2х лет. Показано, что сигнал медди на поверхности моря весьма устойчив, но может прерываться в периоды взаимодействия медди с другими интенсивными динамическими структурами (Азорское течение, поверхностные вихри) или вблизи подводных гор (Bashmachnikov et al. 2009b, с. 1, степень участия автора в получении этого результата 100%).
4. Представлены теоретические оценки интенсивности сигнала медди на поверхности моря. Показано, что эта интенсивность прямо пропорциональна радиусу ядра медди и параметру Кориолиса и обратно пропорциональна глубине ядра медди и частоте

плавучести верхнего слоя океана (Bashmachnikov and Carton, 2012, с. 931, степень участия автора в получении этого результата 75%).

5. За 1.5 года наблюдений *in situ* динамики вод у вершины подводной горы Кондор к югу от центральной группы Азорских островов, по крайней мере половину этого срока над вершиной горы наблюдался подповерхностный антициклон. Вихрь был сильно ассиметричен, сдвинут к южному склону и растянут над пологими склонами горы. Антициклон был устойчив только при постоянном направлении набегающего на гору потока. Когда набегающий поток периодически менял свое направление, то антициклонический вихрь отсутствовал или был существенно ослаблен (Bashmachnikov et al. 2013a, с. 38, степень участия автора в получении этого результата 100%).
6. Наблюдения доплеровским измерителем течений показали, что скорость течения на поверхности моря в сигнале, генерируемом движущимся медди, сравнима со скоростью Азорского течения. Показано, что в отличие от теплого сигнала в температуре поверхности океана у поверхностных антициклонов, над медди доминировала отрицательная аномалия ТПО. Впрочем, аномалия ТПО была слаба, часто нестабильна и статистически значима только на достаточно больших временных интервалах наблюдений – месяц и более (Bashmachnikov et al. 2013b, с. 249, степень участия автора в получении этого результата 90%).
7. Получены новые результаты по проявлениям медди (и других вихрей с заглубленным ядром) на поверхности моря. Показано, что медди с динамическими радиусами 30 км и более всегда будут видны в данных альтиметрии AVISO, тогда как при радиусе 20 км на поверхности моря будут видны только наиболее интенсивные медди с относительно неглубоким ядром, а медди радиуса 10 км, как правило, не могут быть выявлены в данных AVISO. Обнаружена сезонная изменчивость интенсивности сигнала медди на поверхности моря: для северных медди она составляет 2-3 см, а для южных – 5-10 см. Показано, что эффективно диспергируют, излучая волны Россби, только поверхностные сигналы тех медди, которые распространяются с β -скоростью длинных бароклинных волн Россби (Bashmachnikov et al. 2014, с. 7245, степень участия автора в получении этого результата 90%).
8. Получена новая региональная климатология температуры и солёности MEDTRANS с применением разработанной модификации метода оптимальной интерполяции Барнеса с меняющим свою форму окном, которое учитывает тенденцию вод распространяться вдоль изобат при значительных уклонах дна. MEDTRANS, в частности, более точно описывает циркуляцию в Кадисском заливе и разделение средиземноморских вод на два основных потока у банок Горринж и Галицийской (Bashmachnikov et al. 2015a, с. 215, степень участия автора в получении этого результата 90%).
9. Получена количественная оценка содержания промежуточных водных масс в северо-восточной субтропической Атлантике. Показано, что средиземноморские воды распространяются вдоль Пиренейского полуострова в виде трех основных потоков, имеющих ядра на разных глубинах. Показано, что отрыв средиземноморских вод от топографически захваченного Подповерхностного течения средиземноморских вод происходит там, где эффект JBAR превосходит по

- величине топографический β -эффект (Bashmachnikov et al. 2015b, с. 803, степень участия автора в получении этого результата 80%).
10. В данных натуральных наблюдений выделено 241 медди и 236 отрезков траекторий медди для дальнейшего анализа. Показано, что медди генерируемые южнее поднятия Эстремадура (южные медди) по сравнению с медди, генерируемые севернее (северные медди) имеют меньшие радиусы, более высокие значения числа Россби и более устойчивы. Показано, что медди движутся вдоль четырех основных маршрутов. На расстоянии менее 600 км от берега ядра медди регулярно сливаются. Как правило медди разрушается за 1-2 года, хотя некоторые медди могут существовать более 3^x лет (Bashmachnikov et al. 2015c, с. 149, степень участия автора в получении этого результата 100%).
 11. Агеострофическая динамическая структура мезомасштабных вихрей в океане рассмотрена на примере теории колоннообразных вихрей с винтовой структурой. Выведены формулы, связывающие распределения горизонтальной и вертикальной компонент скорости в вихре для радиального профиля азимутальной скорости типа Q- распределения (Башмачников и др., 2017, с.221, степень участия автора в получении этого результата 70%).
 12. Показано, что скорость разрушения Лофотенского вихря, при наличии фонового течения, в квазигеострофической трехслойной модели контурной динамики составляет 50-90% начального объема ядра за 4-5 месяцев, тогда как для реальных условий Лофотенской котловины гидродинамической модели полной системы уравнений Навье-Стокса Лофотенский вихрь теряет только 10-30% объема за тот же период. Введение постепенного заглубления донной топографии на юго-запад котловины в квазигеострофическую модель существенно снижает скорость разрушения вихря, приближая ее к результатам модели полной системы уравнений Навье-Стокса (Bashmachnikov et al. 2017, с. 1, степень участия автора в получении этого результата 70%).
 13. Вертикальные скорости в и над ядром антициклонического Лофотенского вихря направлены вверх вдоль оси вихря и вниз вдоль его периферии. Эти вертикальные движения поддерживают антициклоническое вращения вихря против сил диссипации. Под ядром вихря вертикальные скорости везде направлены вниз и с увеличением глубины постепенно сходятся к оси вихря (Bashmachnikov et al. 2018, с. 1711, степень участия автора в получении этого результата 100%).
 14. Данные спутниковой альтиметрии AVISO в 1.5-2 раза превышают радиусы вихрей и в 1.5-2 раза занижают максимальные азимутальные скорости вихрей. Тем не менее, данные AVISO позволяют достоверно оценить пространственную изменчивость различных характеристик поверхностных вихрей и достоверно выявить характер распространения вихрей. Вихри, обнаруженные в AVISO и на РЛИ, образуют два взаимодополняющих набора данных (Bashmachnikov et al. 2020, с. 1, 21, 22, степень участия автора в получении этого результата 90%).
 15. Показано, что время жизни вихря существенно зависит от его положения в котловине, характера топографии дна и скорости набегающего потока. При смещении центров концентрических изобат на юго-запад, более точно описывающем топографию Лофотенской котловины, даже при отсутствии регенерации, Лофотенский вихрь может существовать в котловине не менее 2-х лет.

- (Сантьева, Башмачников и Соколовский, 2021, с. 362, степень участия автора в получении этого результата 75%).
16. Средние поверхностные течения способны существенно интенсифицировать поверхностные динамические проявления подповерхностных вихрей. Усиление к западу скоростей поверхностных течений в субтропической Атлантике объясняет западную интенсификацию сигналов на поверхности моря над вихрями средиземноморских вод (медди) (Ienna, Bashmachnikov and Dias, 2022, с. 2643, степень участия автора в получении этого результата 75%).
 17. Показано, что мезомасштабные вихри оказывают существенное влияние на перераспределение океанического тепла, извлекая и рассеивая по Лофотенскому бассейну около 60 ТВт, что составляет более 30% тепла, приносимого в регион восточной ветвью Норвежского течения. Изменчивость потока тепла с вихрями может эффективно демпфировать температурные аномалии, приходящие в Норвежское море с юга: повышение максимальной температуры ядер всех вихрей на 1°C приведет к увеличению потока тепла с вихрями на 50 ТВт (Bashmachnikov et al. 2023, с. 1, 14, степень участия автора в получении этого результата 100%).
 18. Наблюдения показали усиление антициклонической циркуляции по мере движения вверх по склону горы к ее вершине, смену циркуляции с антициклонической на циклоническую при дальнейшем подъеме вверх к поверхности моря, а также высокую мезомасштабную изменчивость в районе вершины. Более интенсивная динамика создает дополнительные условия для ускоренной диссипации подповерхностных вихрей при их взаимодействии с вершиной подводной горы (Bashmachnikov et al. 2023, с. 2582, 2589, степень участия автора в получении этого результата 50%).
 19. Показано, что расход подповерхностного течения средиземноморских вод в Кадисском заливе, на расстоянии 250 км от пролива Гибралтар, более чем в 5 раз превосходит расход втекающих из пролива средиземноморских вод. В движение средиземноморских вод, в основном, вовлекаются поверхностные и промежуточные воды центральной атлантической водной массы из центральной и южной частей Кадисского залива (Barbosa Aguiar et al., 2015, с. 33, степень участия автора в получении этого результата 30%).
 20. Получены выражения интенсивности поверхностного сигнала подповерхностного точечного вихря, характеристики которого соответствуют медди с S- или R-экраном. Показано слабое проявление таких вихрей на поверхности моря, которое растет с ускорением вращения ядра вихря. Показано, что поверхностные проявления таких вихрей имеют тенденцию несколько расти со временем (Ciani et al., 2015, с. 1, 33, степень участия автора в получении этого результата 40%).
 21. На основе расчетов по региональной гидродинамической модели высокого разрешения подтверждено, что медди дают устойчивый сигнал на поверхности моря, интенсивность которого пропорциональна потенциальной завихренности ядра медди. Подтверждены основные выводы статьи Bashmachnikov et al. (2015c), полученные по данным наблюдений (Ciani et al., 2017, с. 12, 24, степень участия автора в получении этого результата 40%).
 22. Выведены формулы для вертикальной скорости в вихре Рэлея согласно теории Куйбина-Окулова; даны оценки максимальной вертикальной скорости вдоль оси

- Лофотенского вихря (Белоненко и др., 2017, с. 732, 734, степень участия автора в получении этого результата 90%).
23. Выявлено доминирование обхода вихрями Лофотенской котловины против часовой стрелки. Выявлена передача энергии от вихрей средней циркуляции в районе Лофотенского вихря (Raj et al., 2020, с. 1, степень участия автора в получении этого результата 25%).
 24. По данным модели FESOM высокого разрешения описано распределение кинетической турбулентной энергии, являющейся мерой вихревой активности, в Северном Ледовитом океане. Показан существенный рост кинетической турбулентной энергии вдоль топографически захваченных Норвежского, Восточно-Гренландского и Арктического склонового течений, а также в западной части Баренцева моря, что связано с переходом доступной потенциальной энергии среднего движения в кинетическую энергию вихрей (Wang et al., 2020, с. 1, степень участия автора в получении этого результата 20%).

Положения, выносимые на защиту

1. Выделено две группы медди, северные и южные, которые приобретают свои различия во время их генерации. Южные медди, по сравнению с северными, более компактны, имеют бóльшую соленость и температуру, бóльшую скорость вращения ядра и более устойчивы. Показано, что на расстояниях менее 600 км от Пиренейского полуострова слияние медди преобладает над их разрушением, тогда как на бóльших расстояниях разрушение доминирует. Показано, что при пересечении Азорского течения медди теряют часть своей массы и кинетической энергии.
2. На примере Лофотенского вихря показано, что слияния, в отличие от дифференцированной конвекции, приводят к значительному росту интегральной кинетической энергии вихря. Наличие экрана потенциальной завихренности на периферии вихрей в летний период затрудняет слияния; подавляющее число слияний антициклонов с Лофотенским вихрем происходит в зимне-весенний период в связи с разрушением экрана зимней конвекцией. Присутствие третьего вихря может способствовать слиянию.
3. На примере Лофотенского вихря показано, что устойчивость антициклона может существенным образом зависеть от небольших особенностей топографии. Высокая устойчивость Лофотенского вихря связана с наличием небольшой впадины на дне Лофотенской котловины на фоне средней циклонической циркуляции котловины.
4. На примере медди, показано, что сигнал подповерхностного вихря с глубоким ядром на поверхности моря представляет собой самостоятельный антициклон, формируемый вследствие сохранения потенциальной завихренности водами набегающего потока. Выведенные теоретические зависимости позволили объяснить широтную и сезонную изменчивость интенсивности поверхностных сигналов медди изменчивостью отношения частоты плавучести верхнего слоя океана к параметру Кориолиса. Помимо выделенных в теории факторов, интенсивность поверхностного сигнала медди зависит от скорости среднего течения верхнего слоя океана.
5. Показано, что сигналы подповерхностных антициклонических вихрей проявляются в поле температуры поверхности океана (ТПО) как холодные аномалии. Предложена схема вторичной агеострофической циркуляции, которая поддерживает холодные

аномалии ТПО над антициклоном с приповерхностным ядром. Усиление отрицательной аномалии ТПО происходит за счет захвата холодных вод и проникновения их в центральную часть поверхностного сигнала подповерхностного вихря и «обертывания» теплых вод вокруг холодного центра.

ГЛАВА 1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О КОГЕРЕНТНЫХ МЕЗОМАСШТАБНЫХ ВИХРЯХ В ОКЕАНЕ

1.1 КЛАССИФИКАЦИЯ ВИХРЕЙ В ОКЕАНЕ ПО МАСШТАБАМ

Вихри в океане наблюдаются в очень широком диапазоне пространственно-временных масштабов, от миллиметров при времени жизни доли секунды - секунды (нижняя граница масштабов вихрей, характеризуемая масштабом Колмогорова) до первых сотен километров при времени жизни несколько недель - несколько лет (например, ринги Гольфстрима).

На основе теории размерностей выделяются следующие масштабы (Монин и Озмидов, 1981), разделяющие различные типы вихрей, характеризующиеся разной динамикой:

$$L_k = \sqrt[4]{\frac{\bar{\nu}^3}{\varepsilon}} \text{ (миллиметры) - масштаб Колмогорова, для которого в динамике вихрей}$$

важнейшую роль играют силы молекулярной вязкости; $\bar{\nu}$ – молекулярная вязкость, ε – скорость диссипации турбулентной энергии.

$L_N = c_1 \varepsilon^{1/2} N^{-3/2}$ (десятки метров) – масштаб, при котором силы плавучести начинают влиять на динамику вихря; $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z}}$ – частота плавучести, g – ускорение свободного падения, ρ и ρ_0 – плотность воды и ее среднее значение, $c_1 \sim 1$ – константа.

$L_f = c_2 \varepsilon^{1/2} f^{-3/2}$ (сотни метров - километры) – масштаб, при котором сила Кориолиса начинает оказывать существенное влияние на динамику вихря, f – параметр Кориолиса, $c_2 \sim 1$ – константа.

$L_\beta = c_3 \varepsilon^{1/5} f \beta^{-3/5}$ (десятки и первые сотни километров) – масштаб, при котором изменчивость силы Кориолиса с широтой начинает оказывать влияние на отдельные аспекты динамики вихря, β – скорость линейного изменения параметра Кориолиса с широтой ($f = f_0 + \beta y$), $c_3 \sim 1$ – константа.

В промежутке между масштабами L_f и L_β выделяют субмезомасштабные и мезомасштабные вихри, границей между которыми служит бароклинный радиус деформации Россби $Rd = N H_L / f$, где H_L – глубина моря. Для обоих типов вихрей сила Кориолиса является одной из главных действующих сил, но для субмезомасштабных вихрей (радиусом $R < Rd$) инерционные ускорения сравнимы с ускорением Кориолиса, а для мезомасштабных вихрей (радиусом $R > Rd$) инерционными ускорениями в первом приближении можно пренебречь и в динамике вихря доминирует геострофический баланс.

Предельным размером самых крупных вихрей называют масштаб Ринеса (Rhines scale) $L_R = \sqrt{v_\theta / 2\beta}$, где v_θ – максимальная азимутальная скорость в ядре вихря. Для типичных скоростей вращения вихрей $v_\theta \sim 20\text{-}50 \text{ см с}^{-1}$, L_R составляет первые сотни километров. При достижении этого масштаба в уравнении изменчивости относительной завихренности линейное β -слагаемое начинает доминировать над инерционными слагаемыми (Незлин и Снежкин, 1990; Белоненко и Сандалюк, 2018), что приводит к «трансформации» вихря в волну Россби (Rhines, 1957; Danilov and Gurarle, 2002). Впрочем,

некоторые авторы оспаривают значимость этого масштаба, как верхней границы масштабов вихрей (Sukoriansky et al., 2006).

Основные характеристики вихрей разных масштабов приведены в Таблице 1.1.

Таблица 1.1. Классификация вихрей по масштабам и особенностям динамики (по работам Монин и Озмидов, 1981; Каменкович и др., 1987). Описание масштабов, определяющих границы вихрей разных типов – см. в тексте.

Характерные радиусы вихрей	$R \sim L_K$ (сантиметры)	$L_K \ll R \ll L_N$ (метры)	$L_N \ll R \ll L_f$ ($10^{ки}$ метров)	$L_f < R < L_\beta$	
				$L_f < R < Rd$ ($10^{ки}$ метров - километры)	$Rd < R < L_\beta$ ($10^{ки}$ - 10^4 километров)
число Рейнольдса вихря $Re = \frac{v_\theta R}{\bar{\nu}}$	$Re \sim 1$	$Re \gg 1$			
число Ричардсона вихря $Ri = N^2 / (\partial v_\theta / \partial z)^2$	$Ri \ll 1$		$Ri \sim 1$	$Ri \gg 1$	
число Россби вихря $Ro = \frac{v_\theta}{f R}$	$Ro \gg 1$			$Ro \sim 1$	$Ro \ll 1$
Характеристика	движение в вихрях ламинарно, энергия передается в тепло (доминируют силы молекулярной вязкости), вихри 3х-мерны и имеют форму шара	движение турбулентно (регулярный распад на более мелкие вихри), доминируют силы инерции, влияние стратификации незначительно, вихри 3х-мерны и имеют форму шара	движение турбулентно, доминируют силы инерции, но уже существенно влияние стратификации, за счет чего вихри сплюснуты по вертикали	квазигеострофический баланс, но силы инерции еще велики, вихри похожи на «блин», а кинетическая энергия концентрируется в горизонтальных движениях, собственная скорость движения вихрей незначительна	баланс сил близок к геострофическому, вихри, похожи на «блин», а кинетическая энергия концентрируется в горизонтальных движениях, собственная скорость движения вихрей может быть велика и сравнима со скоростью среднего течения
русская классификация	мелкомасштабные вихри			мезомасштабные вихри	синоптические вихри
западная классификация	мелкомасштабные вихри			субмезомасштабные вихри	мезомасштабные вихри

В диссертационной работе обсуждается динамика мезомасштабных (синоптических) вихрей. В методологической главе 2 некоторое внимание будет также уделено субмезомасштабным вихрям.

1.2 НЕКОТОРЫЕ АСПЕКТЫ ДИНАМИКИ МЕЗОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕЙ В ОКЕАНЕ

По данным спутниковой альтиметрии AVISO характерные динамические радиусы вихрей в субтропической и субполярной Атлантике составляют 50-75 км, несколько убывая к северу (Chelton et al., 2011). Сравнение данных альтиметрии AVISO с данными наблюдений показывают, что радиусы вихрей, полученные по данным альтиметрии AVISO, завышены в среднем в 1.5-2 раза (Raj et al., 2016, Yu et al., 2017; Bashmachnikov et al., 2020), что приближает значения радиусов вихрей к $1^{\text{ому}}$ бароклинному радиусу деформации Россби. Вихри характеризуются относительно высокими азимутальными скоростями по сравнению со средними течениями. Типичные азимутальные скорости в мезомасштабных вихрях, массово полученные Chelton et al. (2011) по данным AVISO, занижены в 1.5-2 раза (Yu et al., 2017; Bashmachnikov et al., 2020) и соответствуют реальным азимутальным скоростям вихрей 15-40 см с^{-1} . Именно такие скорости вращения характерны для вихрей, наблюдавшихся по данным *in situ* (см., например, Pingree and LeCann, 1992; Paillet et al., 2002; Yu et al., 2017). Благодаря высоким азимутальным скоростям (v_θ) и относительно небольшим радиусам вращения, инерционные слагаемые в мезомасштабных вихрях могут составлять до 20% от геострофических (Carton, 2001). Об этом говорят и значения чисел Россби мезомасштабных вихрей, как правило, находящиеся в пределах 0.1-0.3. Поэтому в уравнение, описывающее горизонтальное вращение осесимметричного вихря в полярных координатах, помимо геострофических, иногда включают и инерционные слагаемые (Carton, 2001):

$$\frac{v_\theta^2}{r} + fv_\theta = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial r} \quad (1.1)$$

Здесь $\frac{\partial P}{\partial r}$ - градиент давления в радиальном направлении, r – расстояние от центра вихря, f – параметр Кориолиса, ρ_0 – средняя плотность воды. В этом уравнении f обычно полагают константой, т.к. влияние β -эффекта на кинематику ядер вихрей пренебрежимо мало по сравнению с инерционными слагаемыми: $v_\theta/\beta R^2 \gg 1$ (Жмур, 2010; Chelton et al., 2011). Однако β -эффект играет ведущую роль в формировании собственной скорости перемещения крупных вихрей.

Агеострофические эффекты в вихрях растут с уменьшением размера вихря и характеризуются так называемой спиральностью (helicity), представляющей собой отношение дивергенции в ядре вихря (характеризуемой радиальной скоростью v_r) к относительной завихренности ядра (характеризуемой v_θ). Спиральные линии тока хорошо прослеживаются на радиолокационных изображениях и на спутниковых снимках цвета океана в субмезомасштабных вихрях, но слабо выражены в крупных мезомасштабных вихрях.

Аномалия потенциальной завихренности ядра вихря определяет степень изолированности ядра от окружающего океана и рассчитывается как:

$$\Pi = \frac{1}{g} [N^2(\omega + f) - N_0^2 f], \quad (1.2)$$

где N и N_0 – частота плавучести ядра вихря и окружающего океана, соответственно, ω – относительная завихренность ядра вихря, g – ускорение свободного падения. Ядро антициклона имеет отрицательную аномалию Π , а ядро циклона – положительную. Для крупных вихрей величина аномалии ядра Π , прежде всего, определяется аномалией частоты плавучести. Ядро вихря обычно ограничено по вертикали (а иногда и по горизонтали) аномалиями Π противоположного знака. Если аномалия Π на периферии вихря имеет противоположный знак относительно аномалии в ядре, иногда она называется «экраном».

По смене знака аномалии Π над и под ядром часто определяют вертикальный масштаб вихря. Впрочем, вертикальный масштаб может оцениваться и по другим характеристикам вихря и тогда он может иметь другое значение. Используя уравнение (1.1), отношение вертикального динамического масштаба вихря к горизонтальному можно приближенно оценить как (Hassanzadeh et al., 2012): $\frac{h}{R} \sim \frac{f}{N'} \sqrt{Ro}$, где $N' = |N - N_0|$ – абсолютное значение аномалии частоты плавучести ядра вихря относительно фона. Учитывая малость отношения $\frac{f}{N'} \sim 0.1$ и малость $Ro \sim 0.1$ в мезомасштабных вихрях, получаем, что вертикальный масштаб такого вихря будет на 1-2 порядка меньше горизонтального (см. также Жмур, 2010). Это, тем не менее, говорит, что уже при радиусе вихря 30 км динамический сигнал вихря может доходить до дна даже в открытом океане. Действительно, наблюдения в океане показывают, что, несмотря на ограниченный вертикальный масштаб термохалинных аномалий ядер вихрей, измеряющийся сотнями метров, вращение многих крупных вихрей может распространяться на значительно дальше в столбе воды, часто наблюдаясь от поверхности моря до дна океана (см., например, Pingree and LeCann, 1993a,b; Paillet et al., 2002; Soiland and Rossby, 2013; Bashmachnikov et al., 2017). Такое существенное (в несколько раз) различие в вертикальных масштабах вихрей, определяемое по аномалиям различных характеристик, часто игнорируется исследователями.

Отношение кинетической к доступной потенциальной энергии вихря, а также относительный вклад вращения в формировании аномалии потенциальной завихренности ядра вихря по сравнению с аномалией частоты плавучести, определяются числом Бюргера:

$$Bu = N'^2 h^2 / R^2 f^2 \sim \left(\frac{Rd}{R} \right)^2 \sim \frac{E_k}{E_p}, \quad (1.3)$$

где $E_k = \rho_0 \iiint \frac{v_\theta^2 + v_r^2}{2}$ – кинетическая энергия вихря; $E_p = \rho_0 \iiint \frac{g'}{2} (z_\rho - z_{\rho_0})$ – доступная потенциальная энергия вихря, z_ρ и z_{ρ_0} – глубина изопикны ρ в ядре вихря и окружающей

жидкости, соответственно, $g' = g \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0}$ – редуцированное ускорение силы тяжести;

$Rd = \frac{N'h}{f}$. Как видно из формулы (1.3), число Бюргера убывает с уменьшением

горизонтального масштаба вихря (R). Если в средних течениях потенциальная энергия на 2 порядка превышает кинетическую, то для большинства мезомасштабных вихрей эти значения различаются менее чем на порядок в высоких широтах и сравнимы между собой в тропиках. Для субмезомасштабных вихрей кинетическая энергия начинает явно доминировать над доступной потенциальной (Каменкович и др., 1987). Высокий уровень кинетической энергии ведет к росту сил инерции и уменьшению степени устойчивости вихря к внешним возмущениям: если мезомасштабные вихри существуют недели, месяцы и даже годы (Chelton et al., 2011), то субмезомасштабные вихри существуют часы и дни (Eldevik and Dysthe, 2002; Kostianoy et al., 2018).

Данные альтиметрии, а также многие региональные данные наблюдений за вихрями с помощью поверхностных поплавков, свидетельствуют о том, что количество и интенсивность мезомасштабных циклонов и антициклонов в среднем одинаковы (Barbosa Aguiar et al., 2011; Chelton et al., 2011). В то же время в динамике циклонов и антициклонов имеются существенные различия. В частности, запись уравнения (1.1) в терминах характерных масштабов переменных, с учетом уравнения гидростатики, приводит к квадратичному выражению относительно числа Россби (Olsen, 1991):

$$Ro^2 + Ro + Bu = 0 \quad (1.4)$$

В соответствии со знаком азимутальной скорости вихрей, в уравнении (1.4) $Ro > 0$ для циклонов и $Ro < 0$ для антициклонов. Кривая в пространстве параметров Ro и Bu представляет собой параболу относительно числа Россби с вершиной в области $Ro < 0$ и $Bu < 0$. Это значит, что, согласно уравнению (1.4), у мезомасштабных антициклонов существуют верхние пределы роста Ro и Bu (т.е. максимально возможные значения v_0 и h вихря для фиксированного радиуса и пиковой аномалии стратификации в ядре вихря), которые свидетельствуют о квазигеострофическом балансе сил в ядре. У циклонов такого теоретического ограничения нет, а их интенсификация ограничена только силами трения и скоростью развития динамической неустойчивости. Это, в частности, объясняет тот факт, что, согласно наблюдениям, циклонические вихри в океане разрушаются быстрее, чем антициклонические (Chouksey et al., 2023), при том, что данные квазигеострофического моделирования предсказывают одинаковые скорости разрушения как антициклонов, так и циклонов при условии равенства (по модулю) их динамических характеристик (Carton et al., 2014). Так, при изначальном сравнимом количестве циклонов и антициклонов вихрей средиземноморских вод, через 3 месяца эволюции процент циклонов уменьшается от 30% до 10% от общего количества вихрей этого типа (Barbosa Aguiar et al., 2013). В результате, на существенном удалении от берега наблюдаются только антициклонические вихри средиземноморских вод (медди) (Richardson et al., 2000). Аналогичные тенденции наблюдались у вихрей, генерируемых за цепью Канарских островов (Sangra et al., 2009). Другой вероятной причиной доминирования антициклонов может быть более быстрое вытягивание циклонов в вихревые нити во внешнем поле сдвиговых течений в связи с их меньшей вертикальной мощностью (Жмур, 2010).

Генерация вихрей. Причины генерации вихрей весьма разнообразны. Наибольшая концентрация энергии вихрей наблюдается вдоль траекторий основных океанических течений (см., например, Fratantoni, 2001). Это говорит о том, что динамическая неустойчивость течений является основным механизмом генерации мезомасштабных вихрей (Cushman-Roisin and Beckers, 2011; Thomas et al., 2016). Одним из основных условий развития баротропной и бароклинной неустойчивости является смена знака градиента потенциальной завихренности поперек течения (Cushman-Roisin and Beckers, 2011), что регулярно встречается в океане. Процесс бароклинной неустойчивости наиболее эффективно развивается для размеров формируемых неустойчивостей сравнимых с $1^{\text{БМ}}$ бароклинным радиусом деформации Россби (Cushman-Roisin and Beckers, 2011), что и определяет характерный горизонтальный масштаб формируемых вихрей. Вихри также часто генерируются на топографически захваченных течениях при крутом изменении направлении линии берега или континентального склона (см., например, D'Asaro et al., 1988; Зырянов, 1995; Pichevin and Nof, 1997; Зацепин и др., 2011; Kubriakov et al., 2023), за счет формирования сдвига скорости в слое трения у континентального склона (Зацепин и др., 1998; Gula et al., 2015; Елкин и Зацепин, 2013; Zhurbas et al., 2019), при обтекании средним течением островов или подводных гор (см., например, Piedeleu et al., 2009), за счет роста нелинейности в волнах Россби (Незлин, 1986), в результате разрушения более крупных вихрей (Menesguen et al., 2012), за счет неоднородности поля ветра, особенно в прибрежной зоне или вдоль кромки льда (Hakkinen, 1986; Manucharyan and Thompson, 2017). Жмур (2010) также показал, что вытянутая вдоль сдвигового течения область относительной завихренности, при определенном характере горизонтального сдвига скорости может стягиваться в компактный классический вихрь, который через некоторое время опять вытягивается течением в вихревую нить (филамент) и исчезает. Таким способом даже относительно слабые сдвиговые течения способны формировать интенсивные вихри. Наиболее подвержены процессам деформации сдвиговым потоком вихри небольшой вертикальной мощности. Проводя аналогию, можно, в частности, предположить, что при тесном взаимодействии двух вихрей «выживет» вихрь большей мощности, тогда как другой вихрь вытянется в филамент вокруг него. Подобный процесс наблюдался при исследовании слияния антициклонов с Лофотенским вихрем (см. главу 5).

Слияния вихрей одного знака является неотъемлемым свойством эволюция двумерной турбулентности в численных экспериментах. В конечном итоге, результатом эволюции системы вихрей в замкнутой области оказывается небольшое количество крупных вихрей (см., например, McWilliams, 1985; Shchepetkin, 1995; Carton, 2001). Наблюдения в океане позволяют выделить крайне ограниченное количество наблюдений слияния вихрей, включая наблюдения слияния подповерхностных вихрей (см., например, Schultz-Tokos et al., 1994; Филюшкин и др., 2002; Kohl, 2007; Volkov et al., 2015; Carton et al., 2017). После каждой такой трансформации проходит геострофическое приспособление вихря к новому состоянию равновесия, в процессе которого часть доступной потенциальной энергии переходит в кинетическую. При этом большая часть этой энергии рассеивается в пространство в виде гравитационных волн (McWilliams, 1988, 2016; Cushman-Roisin and Beckers, 2011), а часть переходит в филаменты и мелкомасштабные вихри (Ciani et al., 2016; Oulhen et al., 2022; Reinaud and Carton, 2023).

Одна из особенностей крупных вихрей – наличие собственной **скорости движения**. В мезомасштабных вихрях, под действием планетарного β -эффекта, скорости перемещения

вихрей на запад имеют порядок $v_m \sim -\beta R^2$ (Nof, 1981; Cushman-Roisin, 1990; van Leeuwen, 2007; Cushman-Roisin and Beckers, 2011). Для крупных вихрей скорость собственного движения составляет первые сантиметры в секунду, что достаточно для преодоления вихрями слабого фонового течения. Для более мелких субмезомасштабных вихрей этот эффект слишком мал и такие вихри просто сносятся средними течениями (Dewar and Meng, 1995). Собственная скорость движения вихря по крайней мере на порядок меньше азимутальной скорости вращения частиц ядра, что говорит о замкнутости линий тока в вихрях.

Для мезомасштабных вихрей, радиус которых близок к первому бароклинному радиусу деформации Россби (Rd) скорость движения вихрей совпадает с таковой для длинных бароклиных волн Россби. Эти и другие признаки динамического подобия этих двух типов океанических явлений дает повод некоторым исследователям проводить знак равенства между мезомасштабными вихрями и нелинейными волновыми солитонами (Незлин, 1986). При том, что нелинейные солитоны и вихри действительно обладают рядом близких свойств и могут считаться динамически близкими структурами, заметим, что механизмы движения линейных волн Россби и вихрей различны. Если в волнах Россби речь идет о перемещении формы, для которой достаточно меридиональных движений колонок воды, что приводит к их вращению, которое передается соседним колонкам жидкости, создавая видимость поступательного движения на запад (Pedlosky, 2013), то в вихрях механизмы связаны с формированием β -круговоротов в ядре с последующим ускорением движения за счет «раздвигаемых» движущимся вихрем объемов жидкости (Cushman-Roisin, 1990). Эквивалентность в квазигеострофическом приближении топографического или бароклинного β -эффектов планетарному ведет к аналогичным механизмам движения вихрей при взаимодействии их с уклонами дна или с однородным фоновым потоком. В частности, бароклинный β -эффект усиливается с усилением фонового течения, что приводит к пропорциональному росту собственной скорости перемещения мезомасштабного вихря. Для течений восточного направления, бароклинный β -эффект складывается с планетарным β -эффектом, и западная скорость движения вихря может превысить скорость сноса вихря течением (Morel and McWilliams, 1995). В частности, это объясняет движение на запад вихрей средиземноморских вод (медди) в субтропической Атлантике, в том числе против средних течений восточного направления в этом регионе.

Взаимодействие вихря со струйным течением (т.е. поперечные размеры которого сравнимы с размерами вихря) идет по другому сценарию. На зональном течении антициклонического вихрь формирует антициклонический меандр выше по течению и циклонический – ниже. Последний, постепенно усиливаясь, может протолкнуть вихрь через ось струйного течения. При этом пересечь течение способны только те вихри, аномалия потенциальной завихренности ядер которых заметно превышают таковую пересеканной струи (Vandermeirsch et al., 2003a,b).

Механизмы разрушения вихрей также разнообразны. К ним относится турбулентная диффузия (Martin et al., 2001; Meunier et al., 2015), горизонтальные интрузии (Hebert et al., 1990), динамическая неустойчивость границы вихря (Соколовский 1988; Sokolovskiy, 1997a,b; Зацепин и Костяной, 1992; Sokolovskiy and Verron, 2000; Benilov, 2000, 2003, 2004, 2005b; Филюшкин и др., 2002; Baey and Carton, 2002; Makarov et al., 2012; Menesguen et al., 2012; Bashmachnikov et al., 2017), в том числе в связи с взаимодействием с другими вихрями (Dritschel et al., 1996; Carton et al., 2002; Bersanelli et al., 2016; Carton et al., 2016;

Соколовский и Филюшкин, 2018) или с неровностями донной топографии (Дыхно и др., 1991; Шапиро и др., 1992; Shapiro et al., 1996a; Van Geffen and Davies, 2000; Herbette et al., 2003; Adduce and Cenedese, 2004; Филюшкин и др., 2011; Sokolovskiy et al., 2013; Bashmachnikov et al., 2015c; Зырянов и Егорова, 2019).

1.3 ПРОФИЛИ АЗИМУТАЛЬНОЙ СКОРОСТИ В ВИХРЯХ. ПРОФИЛЬ РЭЛЕЯ

Подробные исследования внутренней структуры вихрей показали, что поверхностные и подповерхностные вихри имеют однотипную изменчивость термохалинных и динамических характеристик в ядре по горизонтали и вертикали (см., например, Olsen, 1991; Pingree, LeCann, 1992, 1993a; Shapiro et al., 1996b). Существует множество более или менее удачных аппроксимаций радиального профиля осесимметричного или эллиптического мезомасштабного вихря (Wu et al., 2007; Жмур, 2010). Наиболее популярными моделями осесимметричных вихрей, используемыми в океанологии, являются модели Ренкина (Acheson, 1990), Скалли (Scully, 1975), Q-вихря или вихря Бэтчлора (Batchelor, 1964) и вихря Рэлея (Carton et al., 1989; Carton, 1992). Последняя модель признана наиболее удачной. В частности, модель Рэлея хорошо воспроизводит радиальное изменение характеристик как Лофотенского вихря (рис. 1.6) (см., например, Белоненко и др., 2017; Башмачников и др., 2017; Bashmachnikov et al., 2018), так и медди (см., например, Pingree and Le Cann, 1993a; Paillet et al., 2002). Многие теоретические и методические аспекты исследования динамики вихрей последующих глав будут основаны на радиальном профиле Рэлея, описание свойств которого подробно приведено ниже.

Азимутальный профиль скорости Рэлея (рис. 1.6-1.7) имеет вид (Carton et al., 1989; Carton, 1992):

$$v_{\theta}(r) = \Omega r e^{-r^2/2R_{vm}^2} \quad (1.5)$$

где r – радиальное расстояние от центра вихря, R_{vm} – радиус, на котором азимутальная скорость v_{θ} достигает своего максимума ($v_{\theta m}$).

Амплитудный множитель оценивается через R_{vm} и $v_{\theta m}$ как:

$$\Omega = \frac{\sqrt{e} v_{\theta m}}{R_{vm}}. \quad (1.6)$$

В геострофическом приближении такое распределение будет формироваться Гауссовым профилем поля давления с максимальными значениями аномалий в центре вихря:

$$P(r) = P_{\max} e^{-r^2/2R_{vm}^2}, \quad (1.7)$$

где $P_{\max} = \sqrt{e} \rho_0 f v_{\theta m} R_{vm}$ – гидростатическое давление в центре антициклона. Множество одновременно действующих сил в океане должно вести к формированию Гауссова (нормального) профиля изменчивости скалярных аномалий в вихре (выражение 1.7), что, для квазигеострофического вихря, формирует профиль скорости Рэля (выражение 1.5). Этим объясняется хорошее совпадение профиля Рэля с наблюдениями. Аномалии скалярных характеристик ядра вихря практически сливаются с фоном на расстояниях 2-3 R_{vm} от центра вихря (рис. 1.6-1.7), где можно провести границу термохалинного ядра вихря.

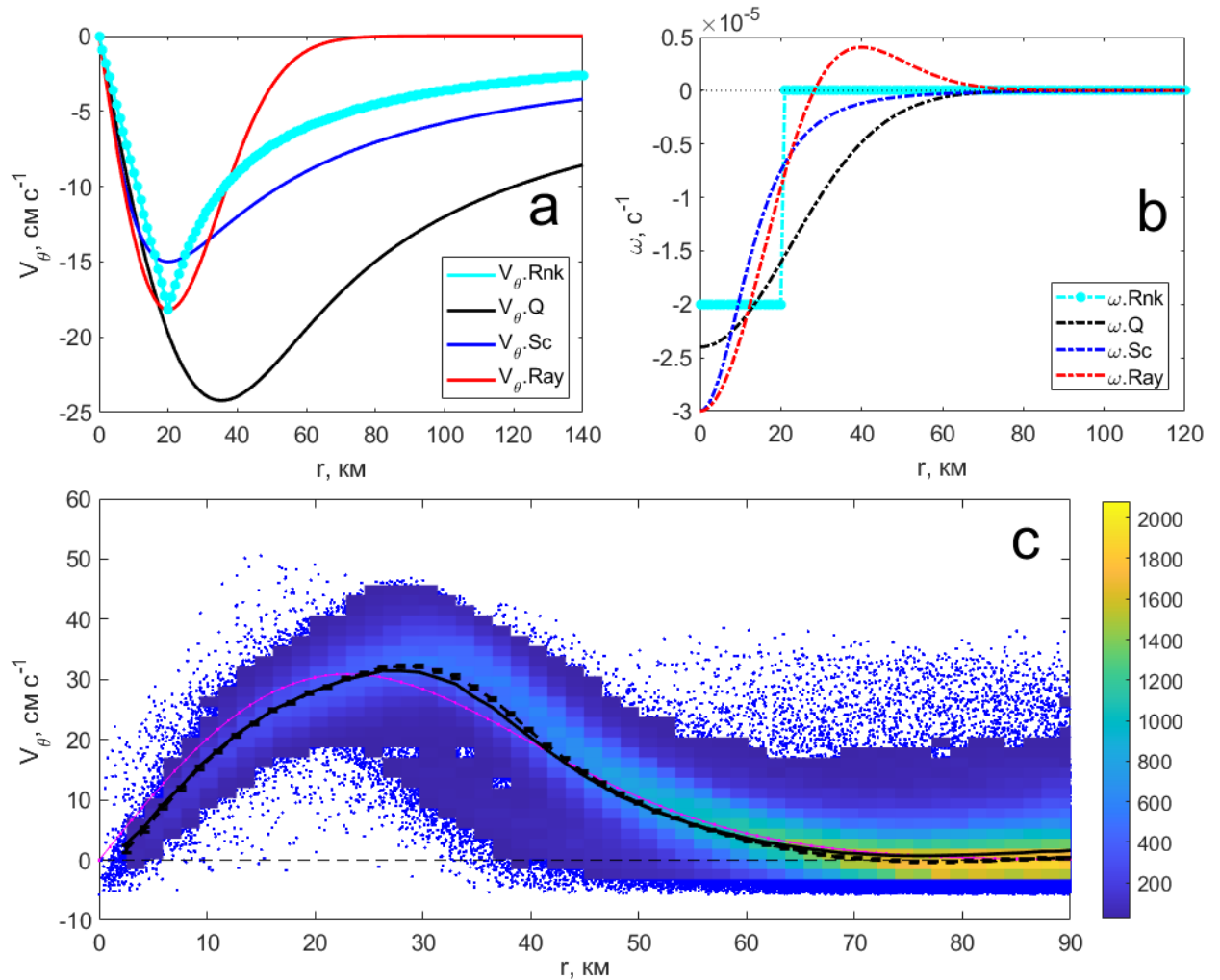


Рис. 1.1. Радиальная изменчивость (а) азимутальной скорости и (б) относительной завихренности в вихре с динамическим радиусом $R_{vm} = 20$ км по моделям Ренкина (Rnk), вихре Скалли (Sc), Q-вихре (Q), вихре Рэля (Ray). (с) Азимутальные скорости (cm s^{-1}) как функции расстояния от центра Лофотенского вихря (км) с 1993 по 2015гг. в модели MIT GCM. Цветовая шкала показывает количество наблюдений в ячейках сетки; черная кривая – средний профиль скорости, розовая кривая – аппроксимация распределением Рэля с динамическим радиусом $R_{vm} = 20$ км; тонкий черный пунктир отмечает скорость 0 cm s^{-1} .

Относительная завихренность для вихря Рэля (ω) выражается как:

$$\omega(r) = \left(2 - \frac{r^2}{R_{vm}^2}\right) \frac{v_\theta(r)}{r} = \Omega \left(2 - \frac{r^2}{R_{vm}^2}\right) e^{-r^2/2R_{vm}^2}. \quad (1.8)$$

ω достигает максимального значения в центре вихря, равного:

$$\omega_0 = \omega(0) = 2\sqrt{e} \frac{v_{\theta m}}{R_{vm}} \quad (1.9)$$

Для профиля скорости Рэля, радиус перехода относительной завихренности вихря через ноль (R_m) примерно в 1.4 раза больше радиуса достижения азимутальной скоростью своего максимума (R_{vm}):

$$R_m = \sqrt{2} R_{vm}. \quad (1.10)$$

Здесь и далее, если это специально не оговорено, за динамический радиус вихря принимается R_m .

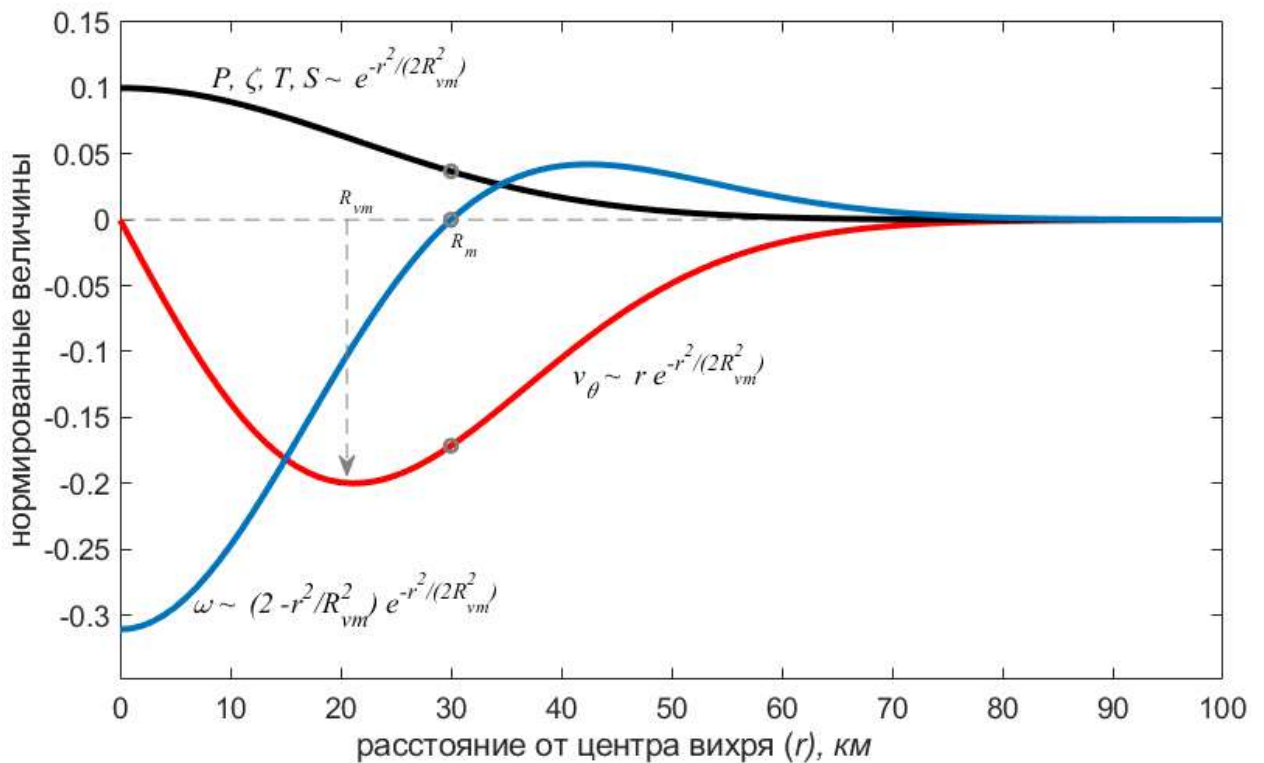


Рис. 1.2. Радиальные распределения характеристик вихря с профилем скорости Рэля и динамическим радиусом $R_m = 30$ км ($R_{vm} = 21$ км). P – давление, ζ – уровень моря, T – температура воды, S – солёность воды, v_θ – азимутальная скорость течения, ω – относительная завихренность. Значения по оси y приведены не в масштабе для лучшей сравнимости графиков.

Наблюдения показывают, что аномалия потенциальной завихренности антициклонических вихрей часто меняет знак с удалением от центра ядра вихря как по вертикали (R-тип вихря), так и по горизонтали (S-тип) (Morel and McWilliams, 1997). Из приведенных выше (рис. 1.6) типов распределения азимутальной скорости только профиль Рэлея допускает вихри S-типа. Область противоположной по знаку завихренности на периферии вихря иногда называют «экраном».

В заключение раздела отметим, что эта работа посвящена исключительно исследованию вихрей типа монополю. Вихревые структуры типа хетоны (Sokolovskiy and Verron, 2014), грибовидные течения или модоны (Гинзбург и Федоров, 1984; Афанасьев и Воропаев, 1989; Афанасьев и др., 1989; Федоров и др., 1992; Carton, 2001; Гинзбург и др., 2017), в которых сосуществуют ядра с относительной завихренностью разного знака, разделенные по вертикали либо горизонтали и взаимно компенсирующие друг друга, в данной работе не рассматриваются.

1.4 РОЛЬ МЕЗОМАСШТАБНЫХ ВИХРЕЙ В ГОРИЗОНТАЛЬНОМ ПЕРЕНОСЕ ТЕПЛА

Роль вихрей в переносе тепла существенно меняется от региона к региону. Wunsch (1999), используя данные натурных наблюдений показал, что поток тепла с вихрями пренебрежимо мал по сравнению с адвективным переносом тепла практически везде. Исключения составляют северные области западных пограничных течений, где оба эти потока сравнимы между собой. В Атлантике этому факту способствуют большие градиенты температуры между субтропическими и субполярными водами поперек течения и интенсивное вихреобразование Гольфстрима после его отрыва от континентального склона. Было также показано, что в районе Антарктического циркумполярного течения (АЦТ), перенос тепла вихрями, будучи локально малым, интегрально (по всей длине АЦТ) играет существенную роль в балансе массы поперек потока (Кошляков и Тараканов, 2011; Marshall and Speer, 2012). Использование спутниковых данных подтвердило эти выводы: перенос тепла вихрями составляет не более 10-15% по сравнению с адвекцией средними течениями, несколько возрастая к тропикам (Volkov et al., 2008; Dong et al., 2014; Groeskamp et al., 2020). Однако вклад вихрей во временную изменчивость горизонтального переноса тепла оценивается уже в 30% в среднем по Мировому океану, возрастая в тропических районах и в Южном океане (Volkov et al., 2008). С глубиной перенос тепла вихрями ожидаемо уменьшается (Groeskamp et al., 2020), что является закономерным следствием уменьшения градиентов температуры глубинных слоев океана.

Относительная малость крупномасштабного переноса тепла вихрями по сравнению со средними течениями объясняется преимущественно зональным распространением вихрей, в то время как градиенты температуры преимущественно меридиональны. Там же где зональные градиенты температуры велики, вихри могут играть существенную роль в региональном переносе тепла. Примерами могут служить зоны апвеллинга или фронт Гольфстрима в его северной части.

Далее в диссертационной работе будут рассмотрены две области, где вихри могут играть важную роль в горизонтальном переносе тепла: область распространения средиземноморской водной массы в субтропической северо-восточной Атлантике и область распространения атлантических вод в Норвежско-Гренландском регионе (рис. 1.1).

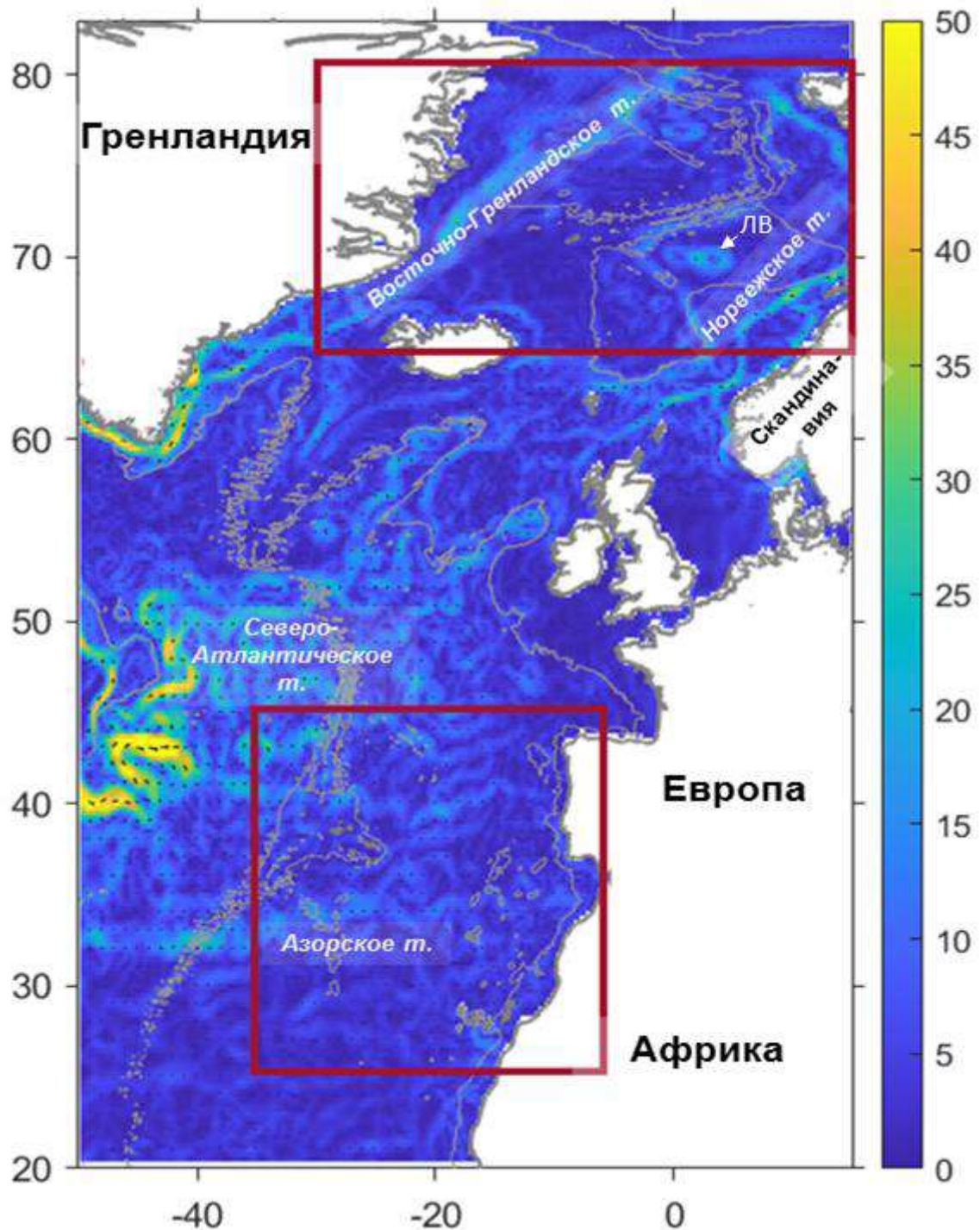


Рис. 1.3 Районы исследования (бордовые прямоугольники) на фоне карты модуля скорости течения (cm s^{-1} , цвет), полученные по данным спутниковой альтиметрии AVISO. Серыми контурами показаны изобата 2500 м и береговая линия. ЛВ – Лофотенский вихрь.

В субтропической северо-восточной Атлантике исследовались внутритермоклинные вихри средиземноморских вод (медди). Преимущества изучения именно этого типа вихрей несколько. Во-первых, медди можно сравнительно просто идентифицировать в натурных данных по формируемым ими положительным аномалиями солёности и температуры в промежуточных слоях Атлантики, благодаря которым их невозможно спутать ни с каким другим типом вихрей (рис. 1.2). Во-вторых, район формирования медди локализован в сравнительно небольшой области континентального склона Пиренейского полуострова в

восточной части океана, от которого медди распространяются на запад и юго-запад (рис. 1.3). Это позволяет, в первом приближении, оценивать возраст медди по их удалению от полуострова. Переток средиземноморских вод в восточной части океана выгодно отличает медди от аналогичных вихрей перетока вод Красного моря (редди) или вод Персидского залива (педди), которые зарождаются и диссипируют в сравнительно небольшой области западной части Индийского океана (Ciani et al., 2016). В-третьих, медди, несмотря на глубокое ядро (500-1200 м), сильный динамический сигнал медди часто достигает поверхности моря (Stammer et al., 1991; Oliveira et al., 2004; Bashmachnikov et al., 2009a). Наблюдения показали, что интенсивность этого сигнала сравнима с интенсивностью наиболее сильных поверхностных вихрей в этом сравнительно динамически спокойном районе океана (Bashmachnikov et al., 2012). Эти особенности, а также достаточно большое количество натурных экспериментов, направленных на изучение динамики медди, дает в руки уникальный материал для изучения жизненного цикла этих подповерхностных вихрей, а также отслеживания их проявлений на поверхности океана.

В Северо-Европейском бассейне наиболее интенсивное вихреобразование наблюдается в Лофотенской котловине. В центральной, практически плоской, части котловины находится квазипостоянный Лофотенский вихрь с подповерхностным ядром. Этот вихрь настолько мало меняет свое местоположение, что выделяется как выраженное компактное антициклоническое образование даже на среднеклиматических картах поля течений. Лофотенский вихрь напрямую не контактирует ни с крутыми склонами Лофотенской котловины, ни с топографически захваченными течениями вдоль этих склонов, что позволяет изучать различные аспекты динамики мезомасштабных вихрей, так сказать, в идеализированных условиях (рис. 1.1). Возможность длительного наблюдения одного и того же вихря делает Лофотенский вихрь «природной лабораторией» для изучения мезомасштабных вихрей в океане. Как и медди, Лофотенский вихрь имеет подповерхностное ядро, но верхняя граница ядра залегает очень близко от поверхности моря. При этом аномалии, формируемые Лофотенским вихрем в поле уровня и температуры поверхности моря во многом аналогичны таковым над медди. Подробное изучение вертикальной структуры, процессов диссипации Лофотенского вихря и его слияния с другими вихрями позволяет объяснить многие особенности динамики медди. Поэтому оба объекта исследования являются взаимно-дополняющими.

Помимо вышеприведенных преимуществ анализа динамики медди и вихрей Норвежского моря, предполагается существенное влияние обоих типов вихрей на перенос термохалинных характеристик в областях их существования (Maze et al., 1997; Kohl, 2007; Zou et al., 2023).

1.5 ПОДПОВЕРХНОСТНЫЕ ВИХРИ СРЕДИЗЕМНОМОРСКИХ ВОД, МЕДДИ, В СУБТРОПИЧЕСКОЙ АТЛАНТИКЕ (КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА)

Первые опубликованные упоминания натурных наблюдений вихрей средиземноморских вод в Атлантике появились почти одновременно в небольших заметках Swallow (1969) и Piip (1969). В первом случае речь шла о наблюдениях в Кадисском заливе недалеко от пролива Гибралтар, а во втором – несколько южнее, между Канарскими островами и островом Мадейра. В 1978 году McDowell and Rossby (1978) наблюдали вихрь средиземноморских вод на удалении более 5000 км от Гибралтарского пролива в

окрестностях Багамских островов. Авторы ввели термин "медди" для обозначения подповерхностных вихрей в Атлантике, ядро которых формируется из средиземноморских вод. Вскоре Armi and Stommel (1983) обнаружили еще один медди вблизи Срединно-Атлантического хребта (САХ) на широте Канарских островов. Это показало, что медди могут пересекать Атлантику, т.е. время жизни этих вихрей может составлять несколько лет. Последующие рейсы в Канарском бассейне подтвердили регулярное появление медди в данных наблюдений (см., например, обзоры Armi and Zenk, 1984; Белкин и др., 1986; Kostianoy and Belkin, 1989; Shapiro et al., 1996b; Shapiro and Meshanov, 1996; Richardson et al., 2000; Демидов и др., 2012; Bashmachnikov et al., 2015c; Филюшкин и Кожелупова, 2020). Выяснилось, что в восточной части субтропической Атлантики, вблизи Пиренейского полуострова, медди настолько многочисленны (рис. 1.3), что почти любая экспедиция, выполнявшая полигонные съемки так или иначе натыкалась на такой подповерхностный вихрь, а часто и не на один (см., например, Richardson and Tychensky, 1998). Уникальные, и на данный момент единственные, данные о длительной эволюции характеристик одного и того же медди были получены Armi and Zenk (1984), которые отслеживали один и тот же медди в течение двух лет поплавками нейтральной плавучести RAFOS, проводя подробные океанографические съемки медди примерно раз в полгода. В ходе эксперимента удалось подтвердить возможность медди существовать длительное время, а также описать процессы постепенной деградации термохалинных и динамических аномалий ядра медди (Armi et al., 1989; Hebert et al., 1990). Помимо одиночных исследований (Иванов и др. 1990; Paillet et al., 1999; Pingree, 1995; Paillet et al., 2002; Carton et al., 2002) и их обобщений (Shapiro et al., 1996b; Richardson et al., 2000; Демидов и др., 2012; Bashmachnikov et al., 2015c; Филюшкин и Кожелупова, 2020), медди исследовались путем совместного анализа данных поплавков RAFOS и *in situ* съемок в серии специальных экспериментов. Среди них выделяются проект AMUSE, целью которого было выявление районов и механизмов генерации медди в районе Пиренейского полуострова (Bower et al., 1997), и проект SEMAPHORE, где удалось отследить траектории медди на расстояниях более 1000 км от Пиренейского полуострова на промежутках времени от полугода до 1.5 лет (Richardson and Tychensky, 1998; Tychensky and Carton, 1998). Эти и другие исследования позволили расширить знания о местах образования медди и путях их распространения. Однако, за крайне редким исключением (Armi et al., 1989), жизненный цикл медди оставался неизвестным.

Анализа типичной изменчивости характеристик с возрастом медди в зависимости от места генерации и пути распространения был впервые проведен в исследованиях автора, которые изложены в главе 4. Это описание остается наиболее исчерпывающим и на настоящий момент. Исследование характеристик ядер медди далее было дополнено исследованием их проявлений на поверхности моря. Анализ и обобщение разрозненных сведений других авторов и собственные материалы автора позволили выявить физические механизмы, разработать теорию проявления подповерхностных вихрей на поверхности моря и провести ее валидацию на примере медди (главы 6 и 7).

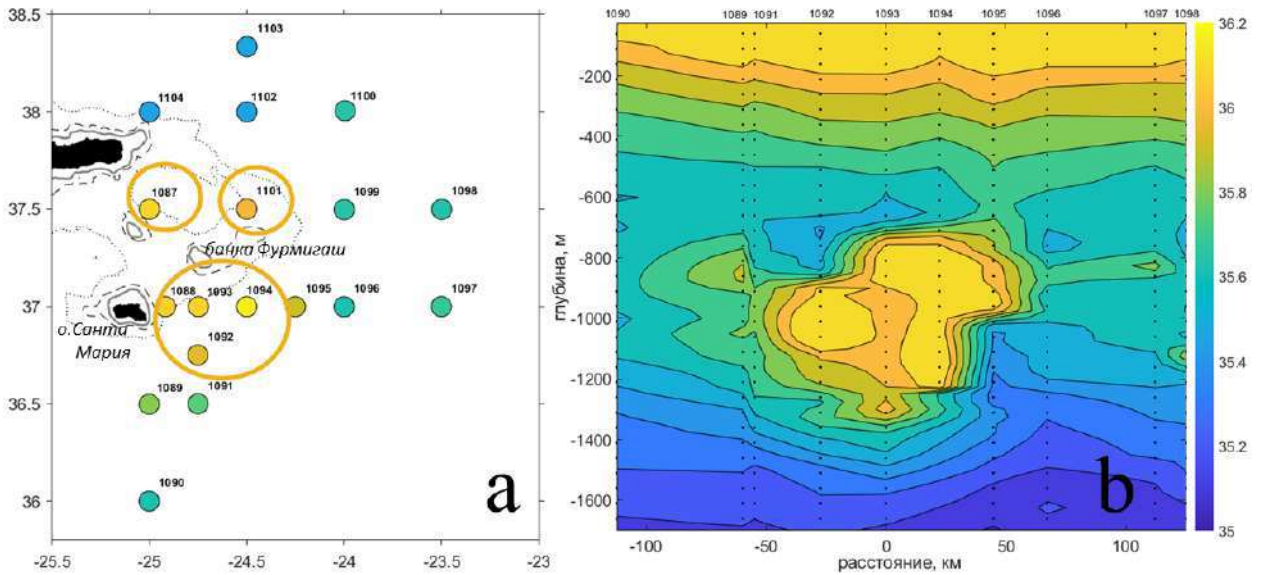


Рис. 1.4. Пример медди, наблюдавшегося по данным вертикальных зондирований к востоку от о. Санта Мария (Азорские острова) в октябре 2008г. (а) Положения вертикальных зондирований (кружки); цветом показана средняя соленость воды в слое 700-1100 м. Нанесены изобаты 500 м (сплошная линия), 1000 м (штриховая линия) и 2000 м (пунктир). Большим желтыми контуром обозначено положение ядра медди; максимумы солености к северу от подводной возвышенности предположительно являются результатом расщепления ядра медди на неровностях топографии. (б) Вертикальный разрез через медди; цветом показана соленость воды; вертикальные пунктирные линии – положения станций вертикальных зондирований. Наличие отделившихся от основного ядра максимумов солености свидетельствует, что ядро медди при взаимодействии с топографией начало разрушаться.

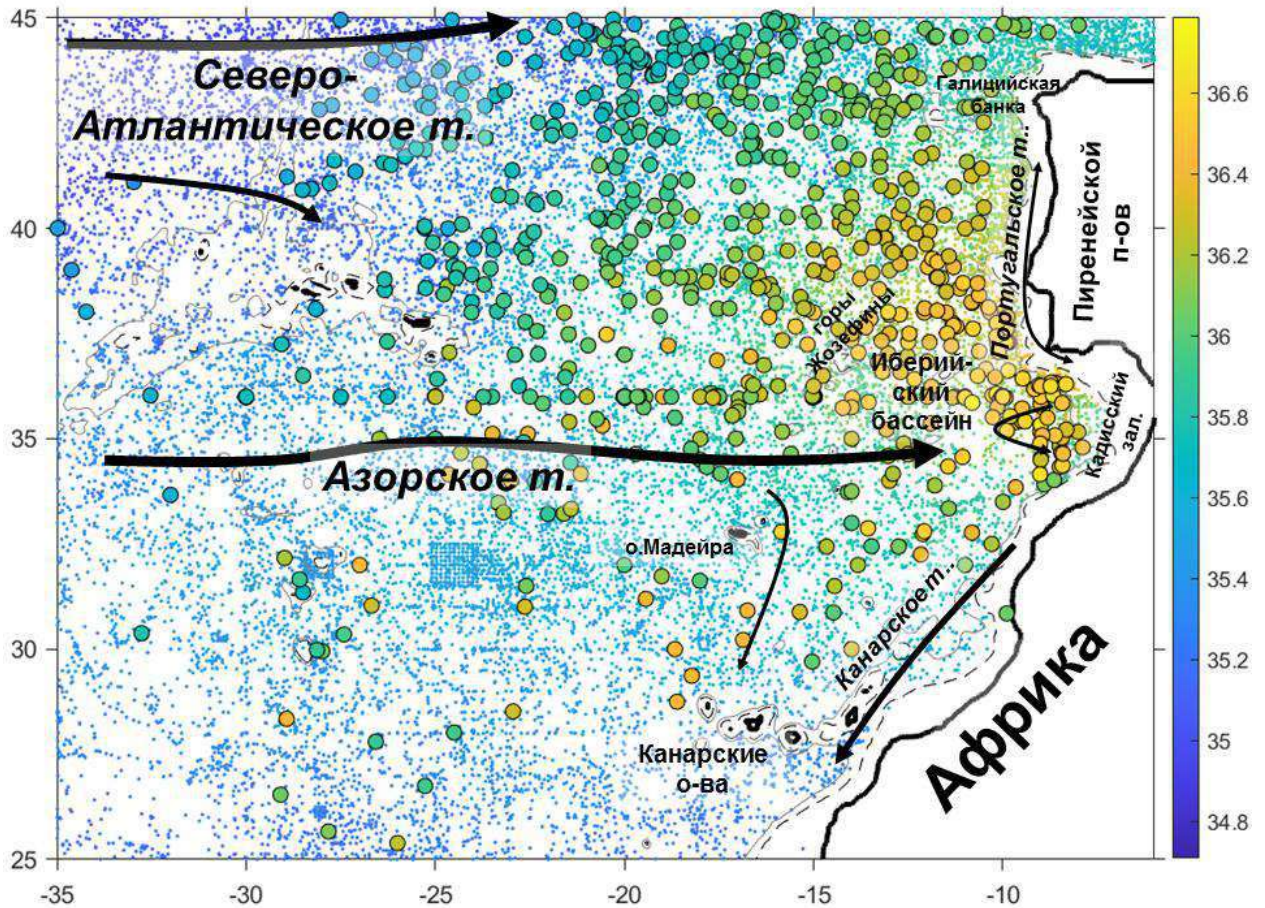


Рис. 1.5. Соленость воды на глубине 1200 м в субтропической Атлантике по данным вертикальных зондирований (1950-2012гг.). Аномальные профили, выделенные как медди, обозначены черными кружками, внутри которых показаны максимальные значения солености в ядрах медди (см. подробнее главу 4). Черными стрелками схематично нанесены поверхностные течения.

1.6 ПОДПОВЕРХНОСТНЫЙ ЛОФОТЕНСКИЙ ВИХРЬ НОРВЕЖСКОГО МОРЯ (КРАТКАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА)

Лофотенская котловина Норвежского моря (68-72°с.ш. и 2°з.д.-10°в.д.) представляет собой округлую корытообразную впадину с максимальной глубиной около 3250 м (рис. 1.6). С северо-запада котловина ограничена хребтом Мона (с характерной глубиной гребня около 2000 м), с юга и юго-запада – разломом и поднятием Ян Майен (глубиной около 2000 м) и плато Воринг, с востока – Скандинавским полуостровом. Максимум глубин котловины несколько смещен к юго-западу от геометрического центра бассейна.

Водные массы Норвежского моря можно разделить на две основных типа: верхний слой занимает теплая и соленая атлантическая водная масса, ниже которой находятся холодные и распресненные воды гренландского происхождения (Blindheim and Rey, 2004; Nilsen and Falck, 2006; Rossby et al., 2009). Лофотенская котловина характеризуется аномально большой для региона мощностью верхнего теплого слоя, достигающего глубин 800-1000-м (см., например, Boyer et al., 2005) и формирующего основной резервуар тепла Северо-Европейского бассейна (Bjork et al., 2001).

Динамика Лофотенской котловины определяется динамикой Норвежского течения (the Norwegian Atlantic Current, NwAC), которое является основным источником теплых и соленых атлантических вод в Северо-Европейском бассейне. Восточная ветвь Норвежского течения (рис. 1.6), Норвежское атлантическое склоновое течение (the Norwegian Atlantic Slope Current, NwASC), представляет собой топографически захваченный материковым склоном Скандинавского полуострова струйный поток, средняя скорость которого составляет 20-30 см с⁻¹ (Blindheim and Rey, 2004, Koszalka et al., 2011, Lumpkin and Johnson, 2013). Западная ветвь Норвежского течения, Норвежское атлантическое фронтальное течение (the Norwegian Atlantic Front Current, NwAFC), распространяется вдоль Ян Майенского разлома, хребтов Мона и Книповича. Она приурочена к субарктической фронтальной зоне и имеет среднюю скорость 10-15 см с⁻¹ (Orvik, 2004; Blindheim and Rey, 2004; Gascard and Mork, 2008; Koszalka et al., 2011; Lumpkin and Johnson, 2013). Вдоль внутренней части склонов Лофотенской котловины была также обнаружена усиливающийся ко дну циклоническая циркуляция, которая выявлена сначала по данным гидродинамического моделирования (Nost and Isachsen, 2003; Gascard and Mork, 2008), а потом и по траекториям поплавков Арго (Poulain et al., 1996; Jakobsen et al., 2003; Orvik, 2004). Скорость циклонической циркуляции в верхнем слое моря составляет 5-10 см с⁻¹. Циркуляция поддерживается сильным прогибом вниз изопикн в Лофотенской котловине: разница между глубиной залегания изопикн в центральной части Лофотенской котловины и на ее границах достигает 300 м (Иванов и Кораблев, 1995а,б; Перескоков, 1999; Orvik, 2004; Rossby et al., 2009, Белоненко и др, 2014). Volkov et al. (2013) обнаружили также дипольную и квадрупольную волновые структуры (1ая и 2ая азимутальная моды топографических волн Россби), которые вращаются против часовой стрелки в Лофотенской котловине, что еще более усложняет структуру региональной циркуляции. Сильная неустойчивость NwAC является источником интенсивной мезомасштабной вихревой динамики Лофотенской котловины (Koszalka et al., 2011; Volkov et al., 2015), которая анализировалась по натурным данным в ряде работ (см., например, Blindheim and Rey, 2004; Gascard and Mork, 2008; Koszalka et al., 2011; Lumpkin and Johnson, 2013; Volkov et al., 2015; Yu et al., 2017; Bosse et al., 2019; Sandalyuk et al., 2020).

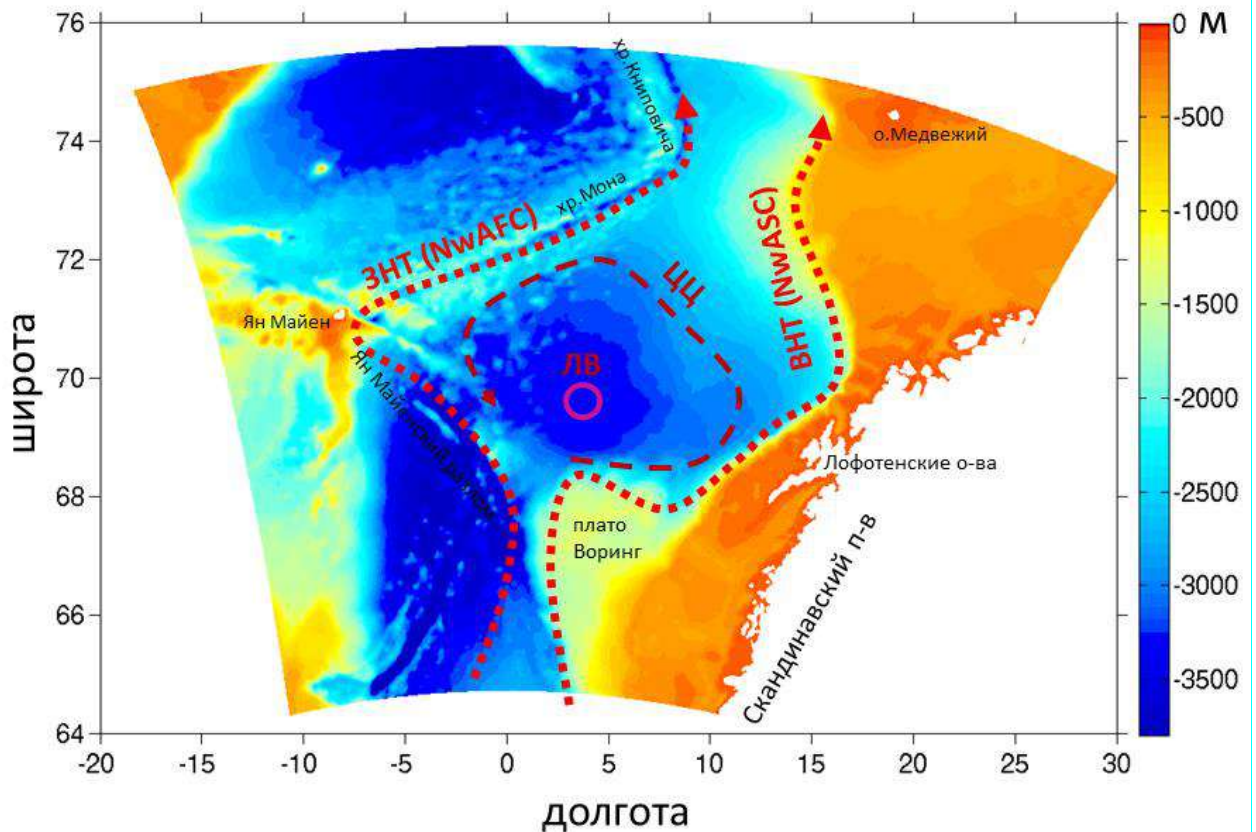


Рис. 1.6. Рельеф дна Лофотенской котловины (м). Красными стрелками схематично показаны основные течения: восточная ветвь Норвежского течения (ВНТ, Norwegian Atlantic Slope Current - NwASC), западная ветвь Норвежского течения (ЗНТ, Norwegian Atlantic Front Current - NwAFC), циклонический круговорот (ЦЦ). Розовой окружностью показано квазипостоянное местоположение Лофотенского вихря (ЛВ). Границами региона служат изолинии сетки модели MIT GCM (см. подробнее главу 5).

Российские океанографические съемки 1970х-1980х годов обнаружили в Лофотенской котловине квазипостоянный вихрь (Иванов и Кораблев 1995а,б), получивший название Лофотенский вихрь (ЛВ, рис. 1.6). Постоянное присутствие ЛВ в котловине, центр которого перемещается в ограниченной области 69-70°с.ш. и 2-5°в.д., позже было подтверждено анализом траекторий поплавков и данными спутниковой альтиметрии (Soiland et al., 2008; Koszalka et al., 2011; Bashmachnikov et al., 2017). В поле температуры и солености ЛВ проявляется как замкнутая положительная аномалия характеристик диаметром 60-80 км в слое 200 до 2000 м (рис. 1.7, см. также Алексеев и др., 1991; Романцев, 1991; Перескоков, 1999; Белоненко и др., 2018). Динамический же сигнал ЛВ прослеживается от поверхности моря до дна котловины (Rai et al., 2015). Постоянно наблюдаемый в центральной части Лофотенской котловины и удаленный от значительных уклонов дна и основных течений (рис. 1.6), ЛВ является своеобразной «природной лабораторией» для изучения динамики мезомасштабных вихрей в океане.

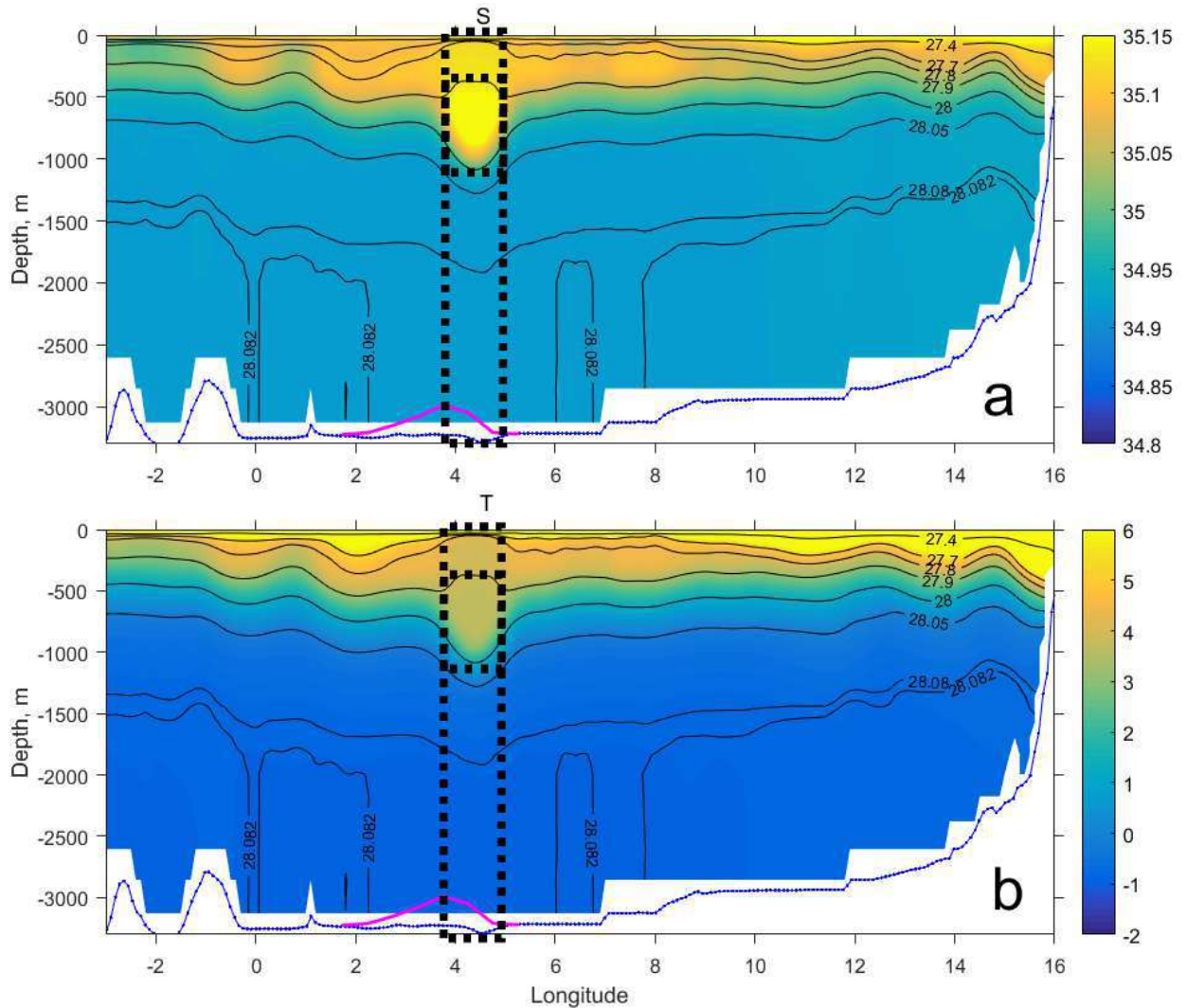


Рис. 1.7. Разрезы (a) солёности и (b) температуры воды ($^{\circ}\text{C}$) через центр Лофотенского вихря (69.7°с.ш.) на 24.08.2005 г. по данным модели MIT GCM. Черные линии – изолинии потенциальной плотности, приведенные к горизонту 500 м. ЛВ и среднее положение $3x$ выделенных слоев, используемых для квазигеострофического моделирования устойчивости ЛВ (см. главу 5), отмечены пунктирными прямоугольниками. Синяя линия – донная топография вдоль разреза, высота розовой линии над горизонтом 3250 м характеризует относительное количество фиксаций центра ЛВ в модели MIT GCM на разрезе за 15 лет модельных расчетов (из Bashmachnikov et al., 2017).

По результатам 15 океанографических съемок за 1985-1991 гг. была выявлена сезонная изменчивость термохалинной аномалии ядра ЛВ (Иванов и Кораблев, 1995а), которая также хорошо воспроизводится данными вихререзающих гидродинамических моделей (Kohl, 2007; Rai et al., 2015). В частности, было показано, что глубокая конвекция в холодный сезон может проникать в подповерхностное ядро ЛВ. При этом глубина верхнего перемешанного слоя над ЛВ существенно превышала таковую в окружающих областях Лофотенского бассейна. Этот механизм дифференцированного перемешивания был предложен в качестве объяснения квазипостоянного присутствия ЛВ в котловине (Иванов и Кораблев, 1995а). В последующих работах было показано, что частое слияние антициклонов с ЛВ может быть альтернативным механизмом регенерации ЛВ (Kohl, 2007; Volkov et al., 2015).

1.7 ПРОЯВЛЕНИЯ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ВИХРЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ

Уравнение сохранения потенциальной завихренности является основным диагностическим уравнением для исследования динамики многих нелинейных процессов в океане, включая динамику вихрей. В квазигеострофическом приближении на f -плоскости для непрерывно стратифицированного океана уравнение сохранения квазигеострофической потенциальной завихренности (q) имеет вид (Pedlosky, 2013):

$$\frac{dq}{dt} = 0, \quad (1.11)$$

где $\frac{d\dots}{dt} = \frac{\partial\dots}{\partial t} + u \frac{\partial\dots}{\partial x} + v \frac{\partial\dots}{\partial y}$ и

$$q = \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N^2} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right). \quad (1.12)$$

Квазигеострофическая функция тока ψ в выражении (1.12) определяется из соотношений $u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}$, $v = \frac{\partial \psi}{\partial x}$ и является искомой неизвестной.

В работе Lapeyre and Klein (2006) была исследовано разделение уравнений (1.11)-(1.12) на функцию тока в толще жидкости (ψ_{int}), определяемую полем потенциальной завихренности внутри жидкости, и квазигеострофическую функцию тока, определяемую граничным условием распределения плотности воды на поверхности моря (ψ_s):

$$\psi = \psi_{int} + \psi_s. \quad (1.13)$$

Здесь:

$$\left(\frac{\partial^2 \psi_{int}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_{int}}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N_0^2} \frac{\partial \psi_{int}}{\partial z} \right) = q \quad \text{при} \quad \frac{\partial \psi_{int}}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0, \quad (1.14)$$

$$\left(\frac{\partial^2 \psi_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi_s}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{f_0^2}{N_0^2} \frac{\partial \psi_s}{\partial z} \right) = 0 \quad \text{при} \quad \frac{\rho_0 f_0}{g} \frac{\partial \psi_s}{\partial z} \Big|_{z=0} = \rho \Big|_{z=0}. \quad (1.15)$$

В уравнении (1.14) начальное поле потенциальной завихренности q в толще жидкости является заданным. На поверхности моря используется граничное условие уравнения (1.15), $\frac{\rho_0 f_0}{g} \frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{z=0} = \rho \Big|_{z=0}$, где поле плотности на поверхности моря $\rho \Big|_{z=0}$ определяется тепловым и пресным балансом на границе океан-атмосфера. На дне моря в качестве граничного условия полагают: $\frac{\partial \psi}{\partial z} \Big|_{z=H} = 0$.

Численное исследование этой системы уравнений показало, что распределение плотности на поверхности моря влияет на динамику верхнего слоя океана, причем это влияние экспоненциально убывает с глубиной и прослеживается для мезомасштабных неоднородностей плотности до глубин 500 - 1000 м. Глубина влияния зависит от стратификации и горизонтального размера поверхностной неоднородности. В свою очередь, аномалии потенциальной завихренности внутри жидкости могут проявляться в динамике нелинейных процессов на поверхности моря. Наблюдаемые внутри океана неоднородности q могут вносить до 30% в регистрируемую на поверхности моря изменчивость динамических характеристик (Lapeyre and Klein, 2006). Последний результат является особенно важным для этого исследования, поскольку позволяет связать аномалию потенциальной завихренности внутри жидкости с динамикой поверхности моря, регистрируемой со спутников.

Интенсивность проявления подповерхностных вихрей на поверхности моря будет определяться стратификацией верхнего слоя океана. Согласно теореме Тейлора-Праудмана, на вращающейся Земле движущееся в баротропном океане тело формирует баротропный сигнал, характеристики которого неизменны от поверхности моря до дна. Для квазигеострофических движений это следует из совместного анализа уравнений движения и гидростатики. Если фоновый поток практически не деформирует геометрические характеристики вихря, обладающего собственным полем скорости, то над подповерхностным антициклоном образуется аналог вихря Тейлора, аналогично его формированию над подводными горами при их взаимодействии с набегающим потоком (Proudman, 1916; Taylor, 1917; Huppert, 1975). При наличии стратификации энергия вращения над вихрем убывает с удалением от ядра вихря или вершины подводной горы. Область вращения сужается кверху и ослабевает, формируя конус Тейлора (White et al., 2007). Вертикальный масштаб влияния подповерхностной структуры на динамику столба жидкости можно оценить как (Owens and Hogg, 1980):

$$H = \frac{f}{N} R, \quad (1.16)$$

где R – горизонтальный размер вихря. Для субтропиков, где отношение $f/N \sim 0.01$, получаем, что вихрь радиусом 10 км, перемещающийся относительно верхнего слоя океана, будет оказывать влияние на 100 м слой воды над ним, т.е. только вихри с очень неглубоким ядром могут проявляться на поверхности моря. Крупный мезомасштабный вихрь радиусом 100 км будет оказывать влияние уже на 1000-метровую толщу воды и влияние внутритермоклинных вихрей такого размера уже может быть зафиксировано на поверхности моря. В субполярных широтах, где отношение f/N в несколько раз больше, соответственно увеличивается и относительная интенсивность проявления подповерхностных вихрей на поверхности моря.

Хотя интуитивно понятно, что чем больше радиус и меньше глубина ядра, тем интенсивнее должен быть сигнал подповерхностного вихря на поверхности моря, формула (1.16) не позволяет оценить интенсивность этого сигнала и, следовательно, возможность выделить его в спутниковых наблюдениях. В этом ключе интересно проанализировать немногочисленные натурные наблюдения структуры скорости течения над вихрями с глубоким ядром в сильно стратифицированных тропических и субтропических районах

океана, такими как медди. Типичные вертикальные профили азимутальных скоростей течения, наблюдаемых над медди, показывают постепенное уменьшение скорости вращения колонки воды к поверхности моря. Тем не менее, несмотря на значительную глубину ядер медди (500-1200 м) и достаточно сильную стратификацию, наблюдения показывают довольно медленное убывание скорости вращения к поверхности моря: от 15 см с⁻¹ в ядре северного медди Ulla до 10-15 см с⁻¹ на поверхности моря (Paillet et al., 2002), от 20-30 см с⁻¹ в ядре небольшого медди Pinball – до 10-20 см с⁻¹ (Pingree, 1995), от 20-30 см с⁻¹ в ядре медди Bobby – до 10-25 см с⁻¹ (Pingree and LeCann, 1993b), от 20 см с⁻¹ ядре медди Smeddy – до 10 см с⁻¹ (Pingree and LeCann, 1993a). Для типичных скоростей вращения на поверхности моря 10-20 см с⁻¹ и типичного радиуса медди порядка 30 км формируемые медди аномалии уровня моря составляют порядка 10 см, что соответствует вдольтрековым альтиметрическим наблюдениям над медди (Oliveira et al., 2000). Это позволяет выделять поверхностные проявления этих вихрей в интерполированных данных альтиметрии AVISO (Bashmachnikov et al., 2009). В среднем, комбинируя наблюдения *in situ* и AVISO, автором было показано, что относительная завихренность сигналов медди на поверхности моря составила порядка 30% от таковой в ядрах медди (Bashmachnikov et al., 2014). Теория влияния подповерхностных вихрей на поверхность моря развивается в последующих главах этой работы (главы 6 и 7).

Глава 2. Выделение мезомасштабных и субмезомасштабных вихрей по натурным и спутниковым данным

2.1 ВВЕДЕНИЕ К ГЛАВЕ 2

Эта глава посвящена описанию используемых в дальнейшей работе натуральных данных, спутниковых данных и данных гидродинамического моделирования высокого разрешения, методов выделения вихрей в разных типах данных, сравнительной оценке получаемой информации о вихрях по данным разного типа.

По данным *in situ* выделение вихрей и расчет их характеристик в идеале требует полигонных измерений. Полигонные серии вертикальных зондирований позволяют также получить геострофическую оценку скорости течения, которую иногда удастся дополнить прямыми измерениями. Подробная съемка мезомасштабного вихря занимает от нескольких дней до недели. При средней скорости движения мезомасштабного вихря первые см с⁻¹, можно предполагать относительную неизменность местоположения и свойств вихря. В том случае, когда вихри однозначно выделяются по термохалинным аномалиям их ядра относительно окружающего фона, удастся выделять вихри и по одиночным зондированиям. Другой способ выделения вихрей в *in situ* данных – фиксация циклонического/антициклонического вращения свободно перемещающихся дрейфтеров. Однако без дополнительных *in situ* зондирований, такие наблюдения часто не позволяют оценить размеры, вертикальную мощность и другие важные характеристики ядра вихря.

Подавляющее большинство спутниковых наблюдений вихрей в океане проводится по данным спутниковой альтиметрии (зондирования поверхности океана микроволнового диапазона на частоте 13 ГГц и выше). Для анализа данных альтиметрии разработаны автоматические алгоритмы выделения вихрей в уровне моря, с использованием которых получены массовые статистики характеристик вихрей в большинстве районов Мирового океана (см., например, Chelton et al., 2011). Постоянно увеличивается и количество исследований вихрей с помощью спутниковых радаров с синтезированной апертурой (РЛИ) (как правило, на частотах 1-10 ГГц). В обоих вышеупомянутых диапазонах частот земная атмосфера прозрачна для электромагнитных волн, что позволяет одинаково эффективно использовать эти диапазоны как для малооблачных субтропических районов, так и для покрытых облаками большую часть года полярных районов.

Хотя и альтиметрия, и радиолокационные данные получены по данным радаров, принципы получения информации об океане и пространственное разрешение получаемых данных существенно различаются. Спутниковые альтиметры измеряют расстояние от спутника до поверхности моря только вдоль трека. На спутник принимается отраженный сигнал от области диаметром 2-10 км, что и определяет вдольтрековое разрешение, обычно принимаемое равным 7 км. Конечным результатом, после введения многочисленных поправок, является высота уровня моря относительно геоида. Для охвата некоторой области требуется несколько пролетов спутников при расстоянии между треками от десятка до первых сотен километров. Интерполяция вдольтрековых данных в пространстве и времени позволяет получить двумерные изображения поверхности моря с относительной невысоком пространственным разрешением, 0.25x0.25 градуса в рамках популярной базы альтиметрических данных AVISO (<https://www.aviso.altimetry.fr/en/home.html>). РЛИ регистрируют интенсивность отраженного сигнала в двух параллельных полосах вдоль

траектории спутника. Наиболее эффективное отражение океана приходит от мелкомасштабных неровностей морской поверхности – капиллярного волнения (ряби). Использование метода синтезированной апертуры позволяет достичь высокого пространственного разрешения (порядка 10-100 м) не только поперек, но и вдоль трека спутника. Создание алгоритмов автоматического выделения вихрей в РЛИ пока находится в стадии разработки и вихревые структуры в этих данных чаще всего выделяются визуально. Несмотря на сложности идентификации, уже накоплены достаточно большие региональные массивы массового выделения вихрей в РЛИ для сравнение этих результатов с данными спутниковой альтиметрии.

Массовое применение снимков инфракрасного (ИК) и видимого диапазонов (цвета океана – ЦО) для анализа динамики вихрей ограничено наличием облачного покрова, непроницаемого для этих частотных диапазонов, а также искажением сигнала тонкими высокими облаками и аэрозолями, которые часто не удается до конца отфильтровать. Кроме того, выделение вихрей на снимках ИК или ЦО осуществляется путем анализа пространственной структуры аномалий регистрируемых характеристик, что подразумевает наличие в окрестности вихря достаточно выраженных градиентов температуры поверхности океана или хлорофилла-а.

Помимо спутниковых наблюдений, прогресс в области гидродинамического моделирования и совершенствование компьютерных мощностей позволяет в настоящее время использовать численные климатические модели океана высокого разрешения, где напрямую моделируются мезомасштабные вихри. В данной работе используются материалы вихреразрешающих гидродинамических моделей Массачусетского института – Massachusetts Institute of Technology General Circulation Model – MIT GCM (США) с пространственным разрешением 4x4 км (Marshall et al., 1997) и института Альфреда Вегенера – Finit Element System Ocean Model – FESOM (Германия) с разрешением 1x1 км (Wang et al., 2014).

В последующих разделах этой главы подробно описываются разные типы использованных данных, методы выделения в них вихревых структур и проводится сравнение характеристик вихрей, полученных разными методами.

2.2 ОЦЕНКА КЛИМАТОЛОГИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ВОД СУБТРОПИЧЕСКОЙ АТЛАНТИКИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ *IN SITU*

Вихри в вертикальных профилях *in situ* обычно выделяются исследователями по локализованным в некотором диапазоне глубин аномалиям термохалинных характеристик, а иногда также биогенов, мутности и др., либо по локализованным областям вращения скорости течения. Вихри средиземноморских вод (медди) в Атлантике, изучаемые в главе 4 этой работы, распознаются по положительным термохалинным аномалиям ядра особенно четко. При недостатке наблюдений фоновых параметров вокруг вихря, связанные с вихрями аномалии определяются относительно климатологических значений температуры и солености.

В этом разделе описываются исходные данные *in situ*, которые использовались для выделения медди, а также особенности построения климатологии термохалинных характеристик и поля глубинных течений северо-восточной Атлантики.

2.2.1 ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ *IN SITU* ДАННЫЕ

В субтропической Атлантики в качестве основного источника данных *in situ* была использована база World Ocean Database (WOD) Национального центра океанографических данных (NODC, <http://www.nodc.noaa.gov/>). Этот массив включает в себя данные зондов CTD (Conductivity-Temperature-Depth) с высоким вертикальным разрешением (1 м и меньше), данные профилирующих поплавков ARGO (PFL - Profiling Float) со средним вертикальным разрешением (1-10 м), а также данные наблюдений батометрами и зондами (OSD - Ocean Station Data) низкого вертикального разрешения (более 10 м). Все вертикальные профили массива данных WOD проходят обязательную процедуру автоматического контроля качества с присваиванием различных меток качества, как наблюдениям на отдельных горизонтах, так и целым профилям. Для выделения меди в восточной субтропической Атлантики было использовано свыше 54000 *in situ* профилей температуры и солености массива WOD с 1950г., прошедших ряд дополнительных оценок качества (Табл. 2.1).

Для Северо-Европейского бассейна, вертикальная структура и аномалии температуры/солености мезомасштабных вихрей оценивались с использованием базы данных EN4 Hadley Center (<https://www.metoffice.gov.uk/hadobs/en4/>). Основу массива EN4 составляет тот же массив WOD, дополненный некоторыми другими массивами, в основном, в субполярных и полярных широтах: Global Temperature and Salinity Profile Programme (GTSP), the Arctic Synoptic Basin-wide Oceanography (ASBO) и другими. Дополнительным техническим удобством использования массива EN4 является приведение данных к выбранному фиксированному набору горизонтов. Данные EN4 подвергаются более строгой процедуре фильтрации аномальных профилей и выявления повторяющихся станций, чем данные WOD (Good et al., 2013). Однако это может приводить и к удалению реально существующих аномалий температуры и солености, что особенно критично для выделения линз средиземноморских вод в субтропической Атлантике.

Батиметрическими данными, в том числе используемыми для формирования окна осреднения при построении климатологии температуры и солености, служили данные массива ETOPO2 (<http://www.ngdc.noaa.gov/mgg/fliers/01mgg04.html>).

Таблица 2.1. Статистика профилей in situ по типам используемых зондов: высокого вертикального разрешения (CTD), среднего вертикального разрешения (PFL) и низкого вертикального разрешения (OSD). Профили высокого и среднего разрешения были приведены к 25-м вертикальному разрешению. Проценты в таблице показывают процент профилей массива WOD, прошедших все процедуры дополнительной фильтрации как по температуре, так и по солености.

Тип данных	Исходное количество профилей	>50% качественных значений на вертикальном профиле	>90% качественных значений на вертикальном профиле
CTD	9 973	99%	96%
PFL	21 634	96%	95%
OSD	22 822	96%	91%
Всего	54 429	97%	93%

Помимо использования оригинальных меток качества данных массива WOD, дополнительный контроль качества состоял из нескольких шагов. На первом шаге отсеивались сбои работы приборов или ошибки их калибровки путем оценки аномалий профилей температуры и солености относительно климатологии WOA (World Ocean Atlas, <https://www.ncei.noaa.gov/products/world-ocean-atlas>). Профиль считался плохим, если весь профиль отклонялся от климатологического более чем на 5 стандартных отклонений. В качестве критерия использовались средние по району исследования стандартные отклонения 0.07 для солености и 0.35°C для температуры. Если критические отклонения от профиля климатологии WOA наблюдались только для части профиля, то профиль считался «сомнительным» и надежность данных проверялась экспертным анализом. Решение выносилось исходя из количества проявлений таких же «сомнительных» структур в исследуемой области. В верхнем 100 м слое и в слое распространения средиземноморских вод (700-1500 м) этот фильтр не применялся, поскольку в этих слоях дисперсия термохалинных характеристик выше, чем на других горизонтах, и реально существующие отклонения от климатологии могут значительно превосходить используемый критерий. Следующий шаг заключался в удалении инверсий плотности. На участке профиля, где отмечалась инверсия плотности выше 0.02 кг м⁻³ в диапазоне глубин менее 200 м, предпринималась попытка автоматической коррекции инверсии путем искусственного «перемешивания» аномалий. Сначала предпринималась попытка сгладить профиль солености, поскольку соленость обычно больше подвержена погрешностям наблюдений, а затем, если это было необходимо, также профиль температуры. Если автоматическая коррекция приводила к увеличению локальных стандартных отклонений скорректированных профилей температуры или солености, по сравнению с их исходными профилями, то коррекция аннулировалась. После прохождения этих процедур фильтрации, участки профилей, признанные недостоверными, но вертикальная мощность которых не превышала 200 м, заполнялись интерполированными значениями: линейной интерполяцией для данных OSD с низким разрешением и кусочно-кубической полиномиальной интерполяцией Эрмита для данных CTD и PFL более высокого разрешения. После указанных коррекций, все профили высокого разрешения приводились к стандартному вертикальному разрешению 25 м. В более чем 90% профилей температуры и солености не менее 90% всех данных прошли все тесты качества и не нуждались в дополнительной коррекции (Табл. 2.1).

На рис. 2.1(а-с) для выбранных горизонтов представлены покрытие области данными наблюдений, прошедших фильтрацию. В верхнем 1900 м слое данные распределяются довольно равномерно (рис. 2.1а-б). Глубже 2000 м отсутствие данных ARGO (PFL) приводит к менее плотному покрытию района наблюдениями. Хорошо видны области регулярного зондирования района вдоль стандартных разрезов (рис. 2.1с). Пики на вертикальных профилях количества данных (рис. 2.1д) – наблюдения на стандартных океанографических горизонтах батометрами (OSD): WOCE A03 (по 36°с.ш.), WOCE AR21 (по 20°з.д.), WOCE A16 (по 25°з.д.).

Плотность пространственного распределения CTD (и в меньшей степени OSD) профилей имеет тенденцию убывать от Пиренейского полуострова к Срединно-Атлантическому хребту. Профили ARGO (PFL), напротив, покрывают район довольно равномерно, но практически отсутствуют в районах с глубиной моря менее 1000 м. По

времени, данные OSD были наиболее распространены в период 1970-1995гг. (с максимальным числом зондирований между 1985 и 1990гг.), данные CTD – в период 1985-2000гг. (с максимальным числом зондирований между 1990 и 1995гг.), а данные PFL – после 2000г. (с максимальным числом зондирований после 2005г.). Данные довольно равномерно распределялись по сезонам. Климатические карты строились в предположении отсутствия сильных межгодовых колебаний характеристик воды ниже верхнего 100-м слоя за период анализа (с 1950г.).

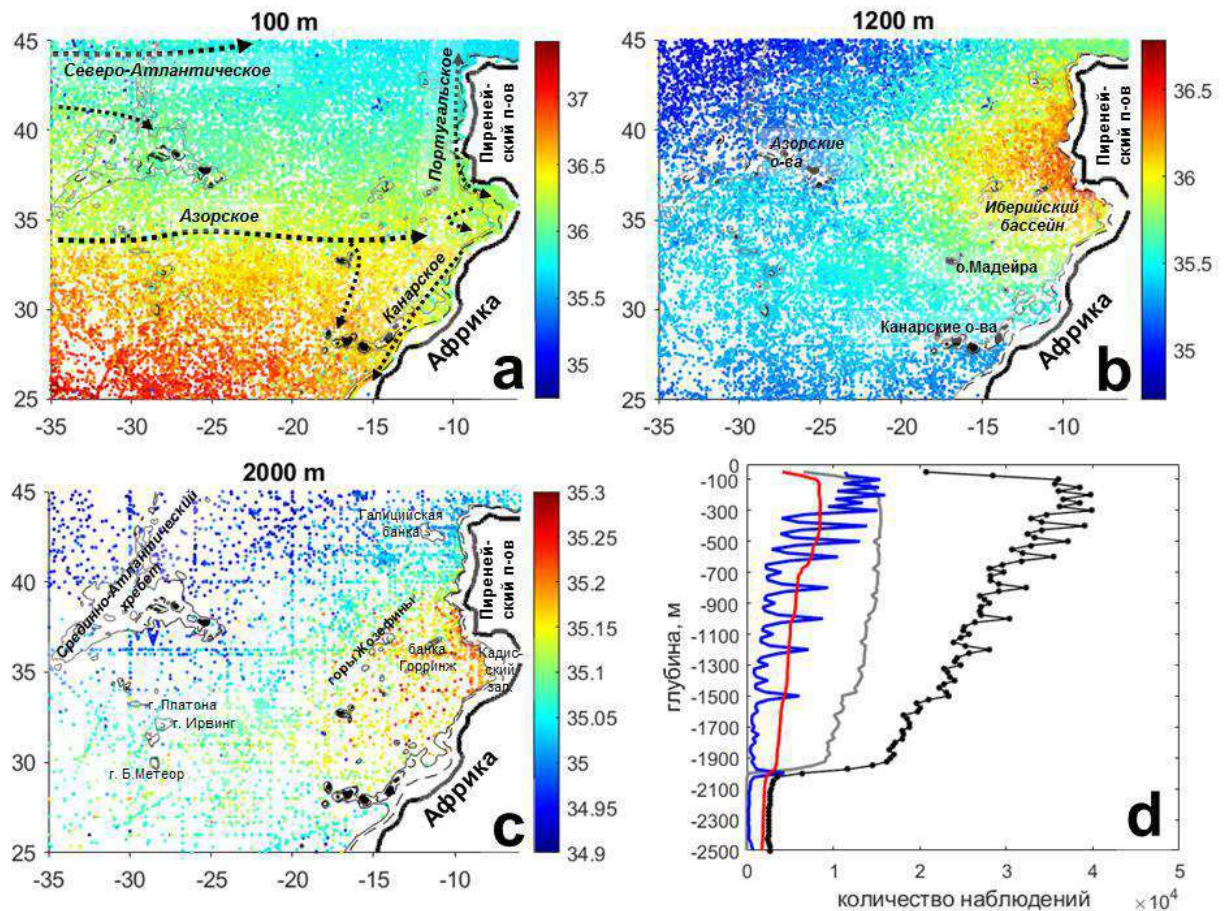


Рис. 2.1. Пространственное распределение наблюдений температуры и солёности (1950-2013гг.) на горизонтах: (a) 100 м, (b) 1200 м, (c) 2000 м, прошедших все проверки качества. Цветом показана солёность воды. Черные стрелки на графике (a) схематично показывают главные поверхностные течения. (d) Количество прошедших проверки качества значений температуры и солёности воды: черная линия с маркерами показывает общее количество данных на горизонтах наблюдений, серая линия – только данных PFL, красная линия – только CTD и синяя линия – только OSD (по Bashmachnikov et al., 2015a,b).

2.2.2 ПОСТРОЕНИЕ КЛИМАТОЛОГИИ MEDTRANS МОДИФИЦИРОВАННЫМ МЕТОДОМ ОПТИМАЛЬНОЙ ИНТЕРПОЛЯЦИИ БАРНЕСА

В данном разделе описывается новый метод создания климатологии субтропической Атлантики (названной MEDTRANS), относительно которой в дальнейшем выявлялись вихри средиземноморских вод по данным *in situ* наблюдений.

На момент разработки метода и построения климатологии существовало несколько баз глобальных и региональных климатологий, включающих исследуемый район. Наиболее популярный World Ocean Atlas 2009 (WOA09) с размером окна для формирования значений на регулярной сетке в 444 км и конечным разрешением $1^\circ \times 1^\circ$. В настоящее время новое издание атласа World Ocean Atlas 2018 (WOA18) имеет размер окна 214-321 км и минимальное разрешение сетки $0.25^\circ \times 0.25^\circ$, однако используемая в WOA18 методика формирования климатологических полей с окном радиусом более 200 км приводит к чрезмерному сглаживанию фронтальных зон (Bashmachnikov et al., 2015a). Это особенно существенно вблизи материкового склона Пиренейского полуострова, где Средиземноморское подповерхностное течение (Mediterranean Undercurrent) имеет ширину 20-80 км и характеризуется очень высокими градиентами температуры и солёности поперек потока и плохо отображается в WOA18. В используемой ниже методике объективного анализа MEDTRANS, топографически захваченное Средиземноморское подповерхностное течение отображается существенно лучше благодаря уменьшению локального радиуса окна вблизи Пиренейского полуострова до 70 км. Кроме того, применяется метод деформация окна сбора данных вблизи крутых уклонов дна и метод изопикнического картирования. Оба нововведения позволяют уменьшить степень сглаживания фронтальных зон по сравнению с WOA, а также избежать появления искусственных аномалий температуры и солёности в окрестностях фронтальных зон, что характерно для изобарического картирования (Lozier et al., 1994).

Для исследуемого района в свободном доступе имеется еще несколько альтернативных климатологий: AMA (Roemmich and Gilson, 2009), MIMOC (Schmidt et al., 2013) и DIVA (Troupin et al., 2010). Климатология AMA основана исключительно на данных поплавков ARGO. Этот массив данных не позволяет картировать Средиземноморское подповерхностное течение (где практически нет поплавков ARGO) и не подходит для анализа. Климатология DIVA дает на выходе довольно зашумленные данные, что затрудняет выделение аномалий на ее фоне. Ближе всех к формируемой климатологии находится MIMOC, которая основана на изопикническом картировании. Однако эта климатология имеет более грубое разрешение $0.5^\circ \times 0.5^\circ$ и содержит существенные ошибки в распределении температуры и солёности глубже 1500 м (см. Bashmachnikov et al., 2015a).

В этом исследовании, в качестве изопикнических поверхностей используются поверхности нейтральной плавучести γ_n (McDougall, 1987; Jackett and McDougall, 1997). Они являются обобщением концепции изопикнических поверхностей условной потенциальной плотности σ_n ($n = 0, 1, 2$ и т.д., что соответствует базовому горизонту 0 м, 1000 м, 2000 м, и т.д.): на базовом горизонте поверхности σ_n и γ_n параллельны друг другу, но они могут расходиться по мере отклонения изопикны от этого горизонта. Вдоль поверхности γ_n изменение плотности вследствие солёносного сжатия (β) точно компенсируется термическим расширением (α): $\alpha \nabla_n \theta - \beta \nabla_n S = 0$, что исключает развитие гравитационной неустойчивости при движении жидких частиц вдоль γ_n (McDougall, 1987).

Для картирования значений наблюдаемых профилей температуры и солёности на регулярную сетку, использовался метод оптимальной интерполяции Барнеса на поверхностях γ_n , с учетом особенностей локальной гидродинамики вдольсклоновых течений (Bashmachnikov et al., 2015a). Региональная климатология MEDTRANS доступна на сайте <https://www.mare-centre.pt/en/research/data-library/medtrans-data>.

Картирование климатических значений температуры и солености в субтропической северо-восточной Атлантике (25-45° N и 6-35° W) было выполнено для более точной оценки характера распространения средиземноморских вод (СВ) в Атлантике, а также для оценки характеристик геострофических течений на промежуточных глубинах. В поверхностных слоях региона доминируют два зональных течения: южная ветвь Северо-Атлантического течения (ЮСАТ), которое пересекает Срединно-Атлантический хребет (САХ) на 45-48° N (Bower et al., 2002), и Азорское течение (АзТ), которое пересекает САХ на 34-35° N (Klein and Siedler, 1989; Jia, 2000). Струйное АзТ шириной около 60 км разделяет область более теплых и соленых тропических вод от области субтропических вод; динамический и термохалинный фронт АзТ прослеживается до 1000-1500 м (Kase and Siedler, 1982; Volkov and Fu, 2010). ЮСАТ отделяет субтропические воды от субполярных вод; фронтальная зона ЮСАТ тоже прослеживается до глубины порядка 1000 м. Помимо струйных потоков, Pollard and Pu (1985) отмечают преобладание в верхнем 200-300-м слое субтропической Атлантики направленного на восток и юго-восток распределенного переноса. Позднее было установлено, что этот перенос разделяется на несколько относительно слабых струйных потоков, направленных на юго-восток (Paillet and Mercier, 1997), количество и положение которых меняется во времени. Вблизи Пиренейского полуострова и берегов северо-западной Африки основная циркуляция представлена Португальским течением (ПТ) и Канарским течением (КТ), которые представляют собой системы циркуляции, складывающиеся из ветвей открытого океана и наиболее известных прибрежных апвеллинговых течений (Martins et al., 2002; Perez et al., 2001; Pelegri et al., 2005, Nolasco et al., 2013). Под прибрежной ветвью Канарского течения наблюдается захваченное континентальным склоном Африки глубинное течение, которое переносит Антарктическую промежуточную воду (Antarctic Intermediate Water - AAIW) на север вплоть до Кадисского залива (Louarn and Morin, 2011). Под апвеллинговой ветвью Португальского течения расположено направленное к северу Средиземноморское подповерхностное течение (Mediterranean Undercurrent - MUC), которое разделяют на верхнее и нижнее ядро (Ambar, 1983; Ambar et al., 2008).

Многokратная встречаемость вихрей средиземноморских вод (медди), которые формируют выраженные аномалии температуры (до 4°C) и солености (до 1) в промежуточных водах исследуемого района (Richardson et al., 2000), может существенно локально искажать климатологию. На данном этапе требовалось удалить наиболее выраженные аномалии, связанные с медди. Обнаруженные профили в медди исключались вместе со всеми близлежащими профилями в радиусе 50 км, выполненными в течении ближайших 30 суток от момента фиксации профиля в медди, чтобы также удалить влияние периферийных областей ядер медди. Выявления медди проводилось относительно климатология WOA по критерию Ричардсона (Richardson et al., 1991), согласно которому медди фиксируется при аномалии солености не менее 0.2 в слое толщиной не менее 200 м в интервале глубин 500-1500 м. В дальнейшем исследовании (Глава 4) этот критерий был несколько уточнен. Средиземноморское подповерхностное течение также создает сильную локальную аномалию температуры и солености относительно сильно сглаженной климатологии WOA. Во избежание ложного удаления этой среднеклиматической структуры, область континентального склона Пиренейского полуострова с глубинами

2500м и менее исключалась из процедуры фильтрации. В результате фильтрации было отброшено немногим менее 4% всех выполненных в районе исследования профилей.

Далее были построены распределения температуры и солёности на различных горизонтах. Были выявлены устойчивые положительные аномалии температуры и солёности (относительно климатических профилей WOA), особенно заметные ниже горизонта 1500 м на профилях OSD, выполненных с помощью XCTD с торговых судов вдоль некоторых стандартных разрезов. Эта особенность не наблюдалась в данных STD и PFL и, предположительно, была вызвана несовершенством алгоритмов расчета глубины наблюдения XCTD (Levitus et al., 2008). Чтобы исключить этот эффект, отклонения температуры и солёности на профилях OSD от WOA в интервале глубин между 1500 и 2000 м суммировались в каждой ячейке 100x100 км. При нормальном распределении отклонений данных от климатологии следует ожидать, что сумма отклонений будет близка к нулю, или, по крайней мере, будет заключена в пределах $\pm n \cdot 1.96 \text{ std} / \sqrt{n}$, где n – количество данных, а std – среднее стандартное отклонение температуры и солёности от климатологии. При типичном $n = 30$, исключались те зондирования OSD, для которых сумма отклонений от WOA превышала 1 в солёности и 4°C в температуре. Исключались также профили PFL (поплавки ARGO), для которых наблюдались признаки деградации со временем датчиков солёности, т.е. когда солёность PFL начинала устойчиво убывать со временем, отличаясь на заключительном участке траектории поплавок более чем на 5 климатических стандартных отклонений от климатологии WOA либо от среднего значения данных соседних профилей PFL за тот же период времени.

Оставшиеся после всех фильтраций профили интерполировались по глубине на поверхности нейтральной плавучести γ_n . В нашем исследовании использовалось 53 поверхности нейтральной плавучести: $\gamma_n = 25.50, 25.60, 25.80, 26.00, 26.20, 26.40, 26.60, 26.70, 26.80, 26.90, 26.95, 27.00, 27.05, 27.10, 27.15, 27.20, 27.25, 27.30, 27.35, 27.40, 27.45, 27.50, 27.52, 27.54, 27.56, 27.58, 27.60, 27.62, 27.64, 27.66, 27.68, 27.70, 27.72, 27.74, 27.76, 27.78, 27.80, 27.82, 27.84, 27.86, 27.88, 27.90, 27.92, 27.94, 27.96, 27.97, 27.98, 27.99, 28.00, 28.01, 28.02, 28.03, 28.04$ (кг м⁻³). Значения γ_n были выбраны для обеспечения достаточно равномерного их распределения по глубине, чтобы среднее расстояние по вертикали между поверхностями было не более 50 м в верхнем 1500 м слое и не более 100 м на больших глубинах. В верхнем 100 м деятельном слое изопикнические поверхности заменялись изобарическими (Gouretski and Kolterman, 2004). Для поверхностей γ_n применяется дополнительный фильтр: расчетная глубина поверхности нейтральной плавучести может изменяться для зондирований, находящихся друг от друга на расстоянии нескольких десятков километров, не более чем на 50-400 м (критерий зависел от расстояния между станциями). Резкие изменения глубины γ_n могут происходить во фронтальных зонах, при наличии вихрей, а также вследствие инструментальных погрешностей. Азимутальные скорости и их градиенты в вихрях обычно больше скоростей и их градиентов в средних течениях, и поэтому, даже при одинаковых масштабах длины, вихри обычно искривляют изопикнические поверхности сильнее, чем средние течения. Это различие и было использовано при создании фильтра: отсеивались наблюдения, в которых градиент давления вдоль изопикн превышает заданное критическое значение. Из геострофических соображений, это ограничивает изменение горизонтальной скорости по вертикали ($\Delta_z V$):

$\frac{\Delta_z V}{\Delta z} = \frac{N^2}{f} \frac{\partial \gamma}{\partial l}$, где N – частота плавучести, f – параметр Кориолиса и l – направление вдоль

поверхности γ_n . Принимая $N^2 = 5 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ и ограничивая вариации $\Delta_z V$ максимальным значением в 5 см с^{-1} на расстоянии $\Delta z = 100 \text{ м}$, фильтрации подвергались данные для которых значения $\frac{\partial \gamma}{\partial t}$ превышали 200 м на 200 км . Для сравнения, наблюдаемые в АзТ вертикальные градиенты скорости течения составляют менее 3 см с^{-1} на 100 м (Comas-Rodriguez et al., 2011). Указанные критические величины $\frac{\partial \gamma}{\partial t}$ позволяли фильтровать отклонения от климатологии вдали от Пиренейского полуострова. В заливе Кадис, примерно в 100 км от пролива Гибралтар градиент вертикальный градиент скорости Средиземноморского подповерхностного течения достигает 30 см с^{-1} на 100 м (Baringer and Price, 1997), однако при используемом в дальнейшем региональном разрешении сетки порядка 30 км , градиенты сглаживаются до 12 см с^{-1} на 100 м . Чтобы учесть такие особенности, критерий $\frac{\partial \gamma}{\partial t}$ ослаблялся к району Пиренейского полуострова и в заливе Кадис, где критические значения $\frac{\partial \gamma}{\partial t}$ соответствовали вертикальной изменчивости $\Delta_z V$ не более 15 см с^{-1} на 100 м .

После вышеупомянутых фильтраций данные использовались в процедуре оптимальной интерполяции Барнеса. Профили CTD и PFL, в общем, имеют более высокое вертикальное разрешение и точность используемых датчиков, чем профили OSD, поэтому в процедуру оптимальной интерполяции данные профилей OSD входили с весом 1, а данные CTD и PFL – с весом 2. Карты характеристик строились на сетке спутниковой альтиметрии AVISO. Это дает возможность прямого сравнения или совместного использования динамических глубин, полученных с помощью *in situ* данных, с полем уровня моря по данным спутниковых наблюдений.

Метод оптимальной интерполяции Барнеса (Barnes, 1964), состоит в следующем. В точке регулярной сетки ij интерполированное по Барнесу значение (F_{ij}) является взвешенной суммой значений температуры или солености C_s в точках наблюдений s , расположенных в пределах заданного радиуса. В исходной версии алгоритма веса являются гауссовыми функциями от расстояния r_{ijs} между узлом сетки ij и точкой сетки s (рис. 2.2а):

$$W_{ijs} = e^{-r_{ijs}^2 / R^2}, \quad (2.1)$$

где R – пространственный масштаб e -кратного уменьшения весовой функции, в пределах которого значения температуры или солености оказывают решающее влияние на интерполированные значения в точках регулярной сетки.

Первая итерация интерполяции данных на регулярную сетку формируется выражением:

$$F_{ij}^0 = \frac{\sum_{s: |s-ij| < R} W_{ijs} C_s}{\sum_s W_{ijs}}. \quad (2.2)$$

Функция отклика первой итерации имеет вид $D_0 = e^{-(\pi R / \lambda)^2}$, где длина волны λ является независимой переменной. Затем полученное поле F_{ij}^0 интерполируется в точки

местоположения исходных профилей натуральных данных (F_{ijs}^0) и новое поле следующей итерации уточняется с использованием функции:

$$F_{ij}^k = F_{ij}^{k-1} + \frac{\sum_{s:|s-ij|<R} W_{ijs} (C_s - F_{ijs}^{k-1})}{\sum_s W_{ijs}} \quad (2.3)$$

Каждая следующая подобная итерация увеличивает резкость фронтальных зон, т.к. уменьшают разрыв между учитываемыми (низкочастотными) и игнорируемыми

(высокочастотными) гармониками по закону: $D_k = D_0 \sum_{n=1}^k (1 - D_0)^{n-1}$ (Barnes, 1964). В целях

экономии компьютерного времени обычно ограничиваются 3мя итерациями.

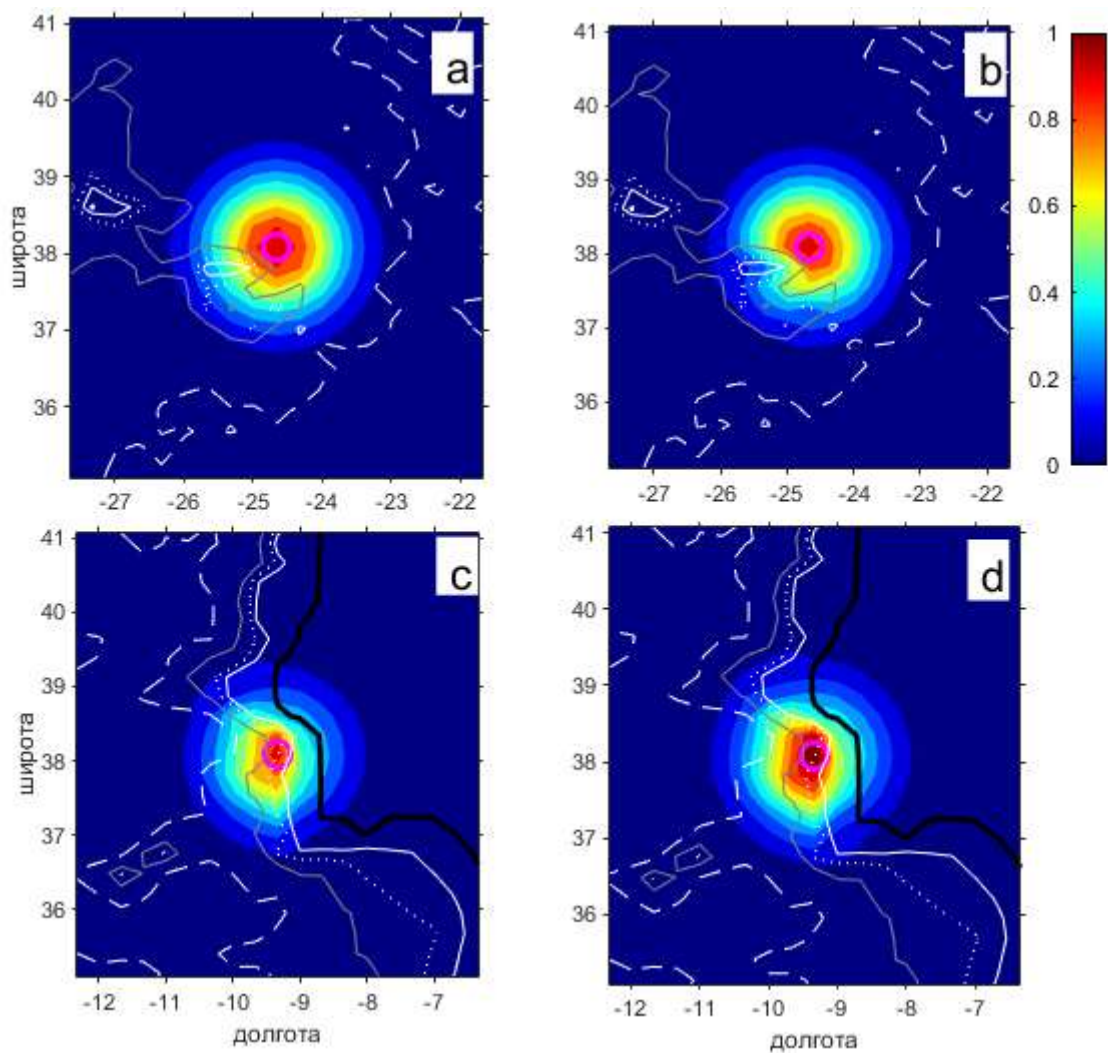


Рис. 2.2. Весовая функция (W) для горизонта 100 м в районе южной оконечности Пиренейского полуострова: (a) при отсутствии влияния рельефа дна на весовую функцию, (b) в той же точке, но при влиянии рельефа дна вплоть до глубины 1500 м и (c, d) при сильном влиянии рельефа континентального склона. На нижних врезках показана форма весовой функции: (c) поправочный коэффициент w не применялся и (d) при введении поправочного коэффициента w . Цветом показано распределение весов в зависимости от расстояния до узла сетки (отмечен кружком). Нанесены изобаты: сплошная черная линия – 0 м, серые линии – 500 м, 1000 м, 2000 м и 3000 (из Bashmachnikov et al., 2015a).

Весовая функция алгоритма была модифицирована в соответствии наблюдающимся в океане вытягиванием фронтальных зон (квазигеострофических потоков) вдоль изобат, либо вдоль линий широты, в зависимости от локального отношения планетарного и топографического β -эффектов, согласно выражению (Pedlosky, 2013):

$$V \frac{\beta}{f} - \vec{V} \cdot \vec{\nabla} H / H = 0. \quad (2.4)$$

Здесь используется приближение на β -плоскости ($f = f_0 + \beta y$), ∇H – уклон дна, H – средняя глубина моря, \vec{V} – вектор горизонтальной скорости и V – его меридиональная компонента. В точках, где топографический β -эффект преобладает над планетарным эффектом, следуя Schmidt et al. (2013), круговая Гауссова весовая функция (W_{ijs}) вытягивается вдоль изобат. На континентальном склоне или склонах САХ топографический β -эффект на несколько порядков больше планетарного β -эффекта, и влиянием последнего на направление потока можно пренебречь. Когда учитывается ротор поля ветра, правая сторона уравнения (2.4) не равна нулю (Kantha and Clayson, 2000). Завихренность поля ветра формирует циркуляцию Свердрупа, которая в восточных частях океана имеет меридиональную составляющую, сравнимую с зональной, т.е. не является пренебрежимо малой по сравнению с планетарным β -эффектом (Pedlosky, 1998). Это подтверждается структурой течений в субтропической зоне северо-восточной Атлантики (Paillet and Mercier, 1997). Поэтому для района исследования форма весовой функции определялась только батиметрией, без учета планетарного β -эффекта.

Методологическая новизна метода состоит в том, что, используя уравнение (2.4), алгоритм автоматически выбирает степень, во сколько раз топографический β -эффект будет искажать изначально круговое распределение изолиний весовой функции W_{ijs} .

Результирующая весовая функция определяется как:

$$W_{ijs} = \left[w_{ij} c_{ij} A_{h,ijs} + (1 - c_{ij}) \right] e^{-\left(\frac{r_{ijs}^2}{R^2} \right)} \quad (2.5)$$

Зависимость от глубины функции $A_{h,ijs}$ принимается, как в работе Schmidt et al. (2013):

$$A_{h,ijs} = \max \left(0.5, \left| 1 - 0.5 \left| \log \frac{H_{ij}}{H_s} \right| \right| \right). \quad (2.6)$$

Величина функции $A_{h,ijs}$ зависит от отношения глубин моря между точкой натурального профиля (H_s) и узлом сетки (H_{ij}). Используемая для расчетов батиметрия ЕТОРО2 сглаживалась скользящим средним с окном шириной, равной половине параметра R .

Параметр $c_{ij} = \delta_{ij} \left(\frac{\nabla H_{ij}}{H_{ij}} \right) / \left(\frac{\beta}{f} \right)$ в выражении (2.5) характеризует

относительную роль топографического β -эффекта по отношению к планетарному. Возможные вариации этого параметра ограничены диапазоном от 0 (нет влияния батиметрии) до 1 (максимальное влияние батиметрии). В предлагаемой модификации метода также учитывался эффект бароклинности, т.е. ослабление влияния уклона дна на циркуляцию с расстоянием от дна. Это достигается за счет использования в выражении для c параметра $\delta_{ij} = \max \left(0, 1 + \frac{h_{ij} - H_{ij}}{H_m} \right)$, который является функцией разности между

горизонтом интерполяции h_{ij} и локальной глубиной моря H_{ij} . Расстояние от дна, на котором влияние дна на циркуляцию океана становится несущественным, оценивалось из выражения $H_m \sim L \frac{f}{N}$ (Ownes and Hogg, 1980). При отношении $\frac{N}{f} \sim 80-90$, в среднем для верхнего 2000 м слоя согласно данным WOA, и пространственном масштабе $L \sim 200$ км, типичной ширины крупных океанских течений, получим $H_m = 2200-2500$ м. Последнее значение и использовалось в расчетах (рис. 2.2b-d).

Параметр w_{ij} в выражении (2.5) учитывает компенсацию на возможное уменьшение площади области ненулевых значений W_{ijs} , которое возникает над большими уклонами дна. Так, без учета этого параметра, среднее значение W_{ijs} в окне осреднения над достаточно крутыми уклонами дна может уменьшаться на 30%, что увеличивает зашумленность результирующей климатологии. Во избежание этого эффекта вводится параметр $w \leq 1$ – отношение среднего веса внутри окна (выражение 2.5) для локально вычисленного c_{ij} к среднему весу в окне при $c_{ij} = 0$. Использование параметра w_{ij} практически не влияет на форму и размеры окна (рис. 2.2c,d).

Для расчета весовой функции в выражении (2.5) необходимо задать радиус R окна с ненулевыми весами W_{ijs} . Минимизация сглаживания средних полей происходит при минимизации R , но, для уменьшения остаточного шума из-за временной неоднородности исходного массива, климатологические характеристики следует получать осреднением достаточного количества наблюдений. Не менее 30 наблюдений считается приемлемым для оценки первых моментов рядов наблюдений (Emery and Thomson, 1997). Также R должен быть достаточно большим, чтобы остаточные следы вихрей отфильтровывались процедурой оптимальной интерполяции.

В верхнем 1900 м слое, критерий наличия минимум 30 точек в пределах радиуса R приводит к росту R от 30-60 км вблизи Пиренейского полуострова до 60-110 км в западной и южной частях исследуемого района, в среднем составляя порядка 50 км (рис. 2.3). Глубже 1900 м, из-за резкого уменьшения числа профилей (рис. 2.1d и 2.3c), радиус окна R приходится увеличивать от 60-150 км возле Пиренейского полуострова до 150-300 км в западной и южной частях района. В среднем по району на глубине 2000 м R составляет 100 км, а на глубине 2400 м – 170 км.

Мезо- и субмезомасштабные аномалии температуры и солености воды являются одним из основных источников шума в климатических данных. Влияние вихрей частично устраняется упомянутыми выше методами фильтрации, но некоторый остаточный шум все же остается. Чтобы снизить этот шум, был выбран радиус окна осреднения превышающий радиус типичного вихря. Чтобы оценить минимальные значения R , которые

отфильтровывают остаточный вихревой шум, для каждого профиля температуры или солености, вокруг которого имелось не менее 10 соседствующих наблюдений в пределах 200 км радиуса и 30-суточного периода, вычислялись радиусы корреляции (рис. 2.4). Радиусы корреляции вычислялись тремя способами: как точку пересечения нуля косинусоидальной, аппроксимирующей автокорреляционную функцию, как интеграл от нормированной автокорреляционной функции от начала отсчета до первого пересечения функцией нуля, и как интеграл от квадрата нормированной автокорреляционной функции по всей области ее определения (Stammer, 1997). Полученные радиусы корреляции и считались за характерные радиусы вихрей.

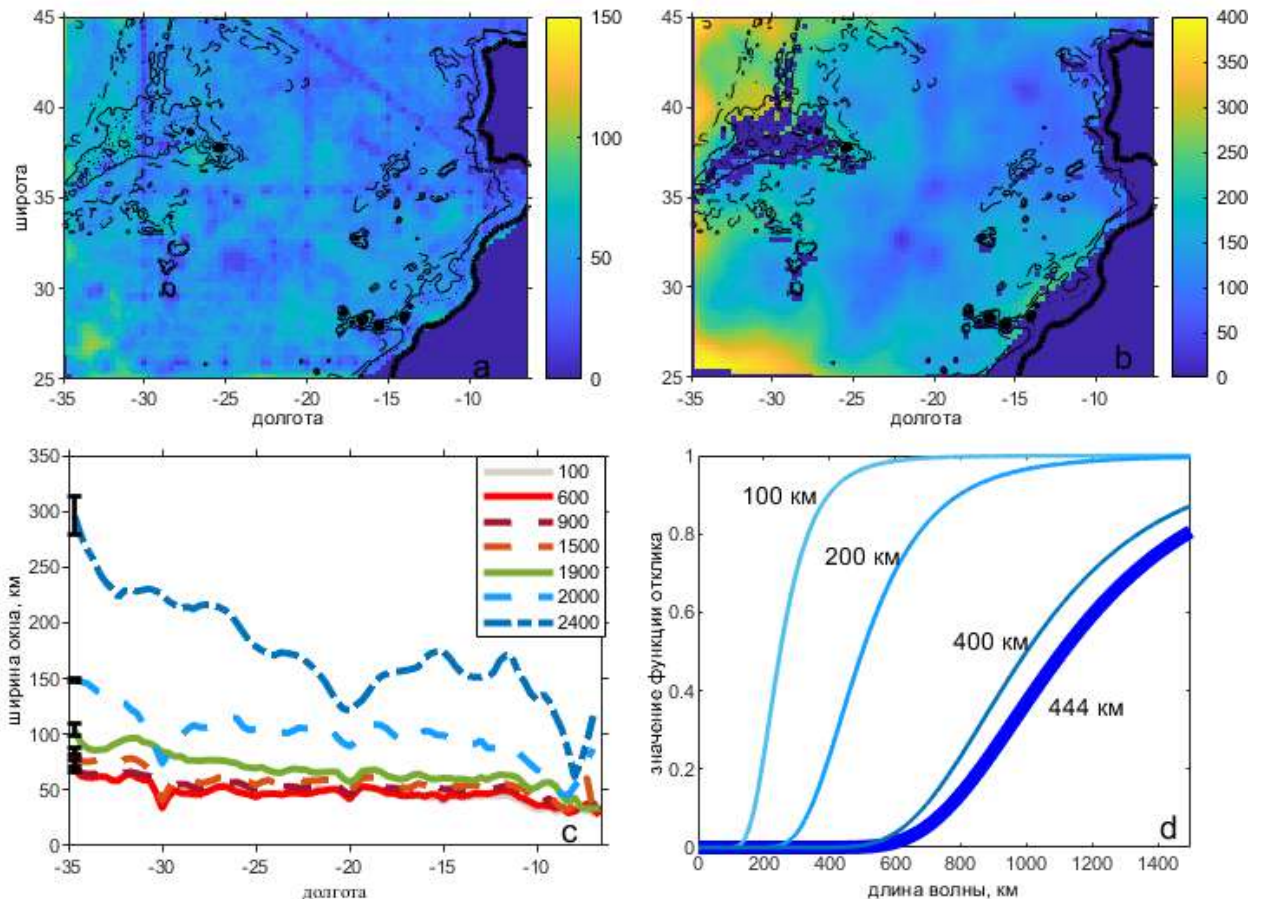


Рис. 2.3. Радиус (км) окна, содержащего как минимум 30 точек данных: (а) на 100 м и (б) на 2500 м. (с) Изменение среднего радиуса окна (R) в зависимости от расстояния до континента и глубины моря. (д) Функция отклика Барнеса (Barnes) при разных радиусах осреднения после 3-й итерации (из Bashmachnikov et al., 2015a).

Гистограмма (рис. 2.4) показывает, что радиусы корреляции меняются в интервале от 10 до 100 км при наличии двух мод: на 10-20 км и примерно на 30 км. Последняя мода близка к радиусу деформации Россби в исследуемом районе (Emery et al., 1984). Радиусы корреляции практически не меняются по району и не зависят от широты наблюдений или близости к области с большими уклонами дна. По данным спутниковой альтиметрии, характерные размеры вихрей в районе исследований оцениваются в 40-80 км (Le Traon et al., 1990) и 60-100 км (Stammer, 1997; Jacobs et al., 2001; Chelton et al., 2011). По данным наблюдений *in situ* радиусы крупных вихрей составляют 40-100 км в области АзТ (Gould, 1985; Pollard and Pu, 1985; Pingree and Sinha, 1998; Alves and Verdier, 1999; Alves et al.,

2002; Pingree, 2002; Mourino et al., 2003) и составляют 10-60 км в северной части района исследований (Arhan and de Verdiere, 1985; Mercier and de Verdiere, 1985; Shoosmith et al., 2005), а также в районе апвеллинга у берегов Пиренейского полуострова (Pingree and Le Cann, 1992; Oliveira et al., 2004). В работе выбирался такой R , чтобы он, как минимум, превышал характерный радиус вихрей в 30 км. Значение 60-70 км обеспечивали приемлемый компромисс между стремлением к максимальному пространственному разрешению и максимальному снижению уровня мезомасштабного шума.

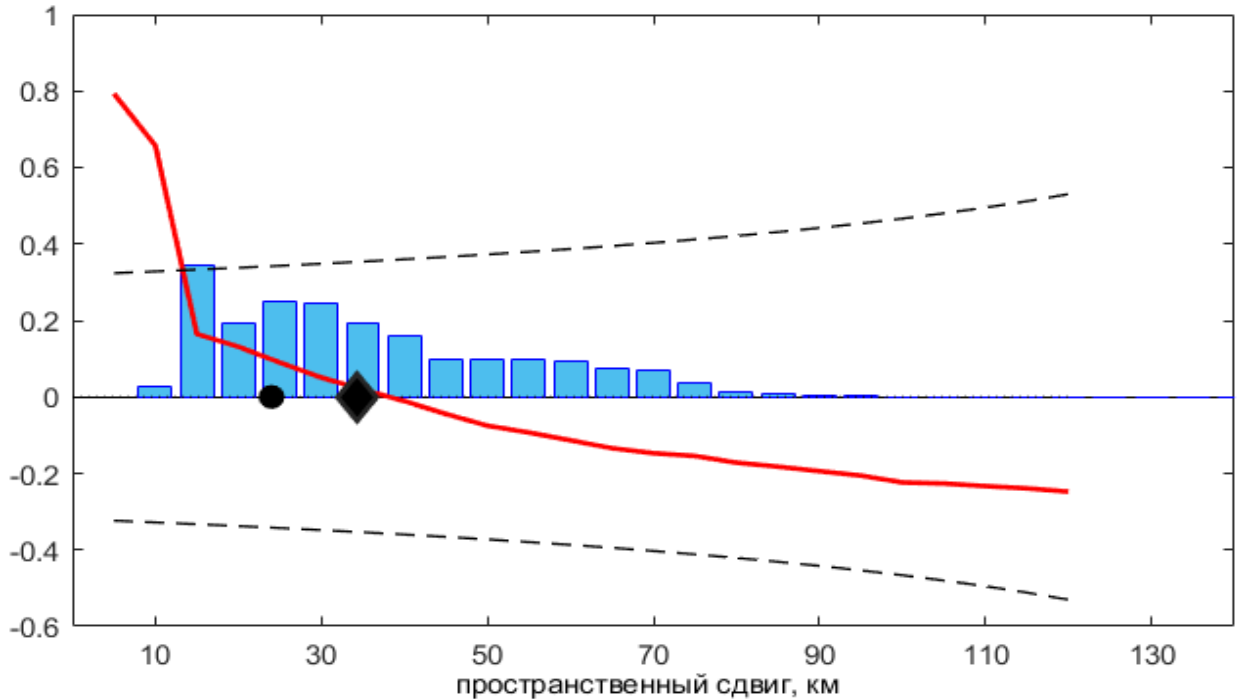


Рис. 2.4 Средняя по району исследования корреляционная функция (красная кривая) и средняя по региону нормированная гистограмма радиусов корреляции (столбики). Пунктирные линии показывают уровень значимости средней автокорреляционной функции. Черный ромб указывает средний радиус корреляции по данным гистограммы, а черный кружок показывает радиус корреляции, вычисленный по средней по району автокорреляционной функции (из Bashmachnikov et al., 2015a).

Таким образом, в верхнем 1900 м слое в восточной части исследуемого района R ограничивался снизу размерами вихрей, а в остальной части района – плотностью данных наблюдений (рис. 2.3 и 2.4). Глубже 2000 м R удваивался, с учетом уменьшения количества данных. Чтобы получить наибольшее возможное разрешение при убывании плотности наблюдений по мере удаления от Пиренейского полуострова, использовался меняющийся по пространству R . При γ_n меньше и равном 27.96 кг м^{-3} (в верхнем 1900 м слое) R постепенно изменялся от 70 км возле Пиренейского полуострова до 200 км в открытом океане (рис. 2.5а). Эти значения увеличивались в 1.5 раза при γ_n в пределах от 27.97 до 27.98 кг м^{-3} (1900-2000 м) и удваивались при больших γ_n (ниже 2000 м) (рис. 2.5б).

Поверхности нейтральной плавучести тестировались на наличие эффекта искусственно уплотнения при смешении, возникающего при пространственном осреднении в ходе оптимальной интерполяции (Schmidtke et al., 2013). Однако эти погрешности оказались

настолько малы, что в коррекции значений температуры и солености для восстановления референтной плотности на изопикне не было необходимости.

На последнем этапе картирования, в каждом узле сетки вертикальные профили температуры и солености интерполировались по вертикали с изопикнических поверхностей на фиксированные горизонты наблюдений с интервалами 25 м методом кусочно-кубической интерполяции полиномами Эрмита. Выбранный диапазон значений γ_n обеспечивал полное покрытие исследуемого района до глубины 2300 м, что достаточно для дальнейшего обнаружения меди относительно сформированной климатологии.

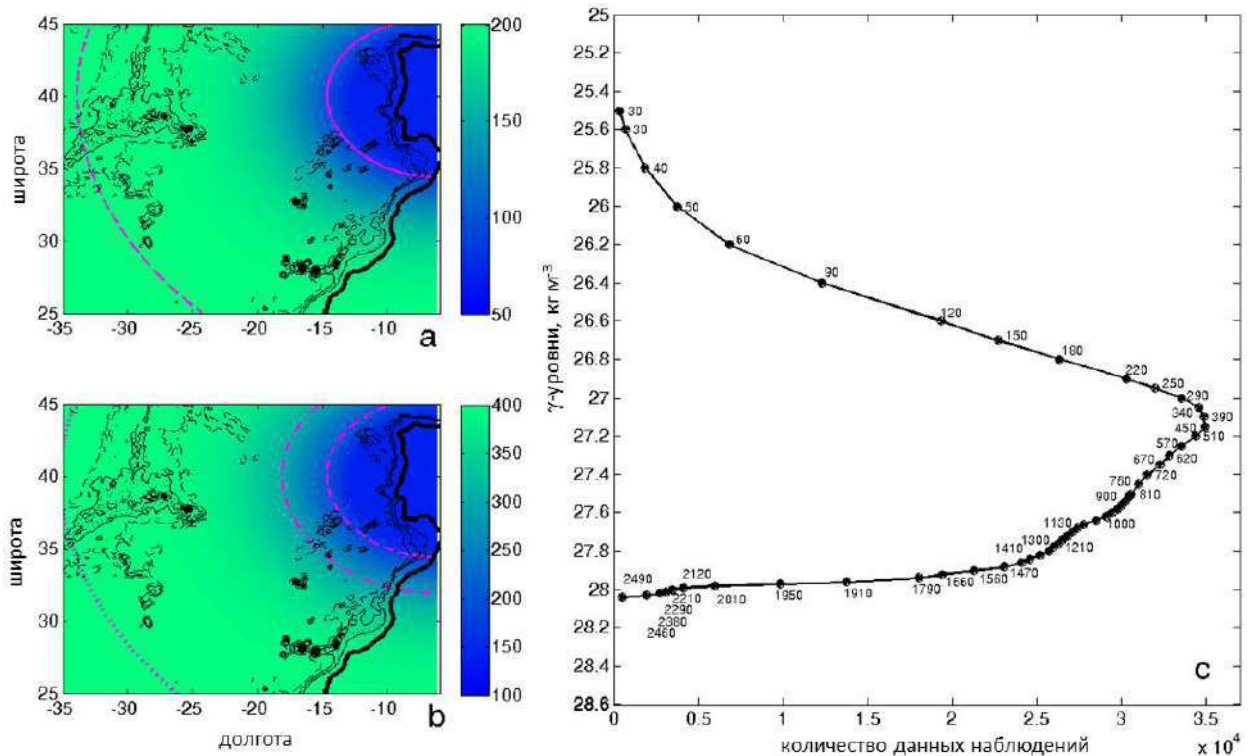


Рис. 2.5. Пространственная изменчивость R : (а) в верхнем 1900 м слое; (б) глубже 2000 м. Добавлены изолинии $R = 100$ км (пурпурная сплошная линия), $R = 200$ км (пурпурная штриховая линия), $R = 300$ км (пурпурная штрих-пунктир) и $R = 400$ км (пурпурный пунктир). (с) Суммарное количество точек наблюдений солености воды на поверхностях нейтральной плавучести. Цифры справа от черных кружков показывают среднюю по площади глубину поверхностей нейтральной плавучести в исследуемом районе (подписаны не все точки) (из Bashmachnikov et al., 2015a).

2.2.3 ОСОБЕННОСТИ КЛИМАТОЛОГИЧЕСКОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ, СОЛЕННОСТИ ВОДЫ И СКОРОСТИ ГЕОСТРОФИЧЕСКОГО ТЕЧЕНИЯ В ВОСТОЧНОЙ ЧАСТИ СУБТРОПИЧЕСКОЙ АТЛАНТИКИ

На рисунке 2.6 представлены зональные и меридиональные разрезы температуры и солености, полученных по описанной выше методике. Поверхности нейтральной плавучести достаточно часто распределены по вертикали, причем пересечения соседних поверхностей отсутствуют. Меридиональные разрезы температуры фиксируют быстрый подъем изопикн примерно на 35°с.ш (в АзТ), который, на западном разрезе (рис. 2.6а) прослеживается до глубины 1700 м (см. также Bower et al., 2002), а на восточном (рис. 2.6б)

– до 1000 м. Дальше к северу наблюдается постепенный подъем изопикн в верхнем 500-метровом слое.

Язык средиземноморских вод простирается от Пиренейского полуострова до САХ (рис. 2.6d). По вертикали влияние средиземноморских вод прослеживается по меньшей мере до 2000 м (Reid, 1978; Harvey, 1982; Daniault et al., 1994). Шлейф воды с пониженной температурой на восточном склоне САХ глубже 1500 м соответствует лабдорским водам (LSW – the Labrador Sea Water), проникающими на юг вдоль САХ (Bower et al., 2002). В южной части региона, на 31°N (рис. 2.6с), между 1000 и 1500 м выделяется только нижняя фракция средиземноморских вод в восточной части разреза. Менее соленое и холодное ядро антарктической промежуточной воды (AAIW – the Antarctic Intermediate Water) выделяется на тех же глубинах, но южнее 26-27°с.ш. (Louarn and Morin, 2011).

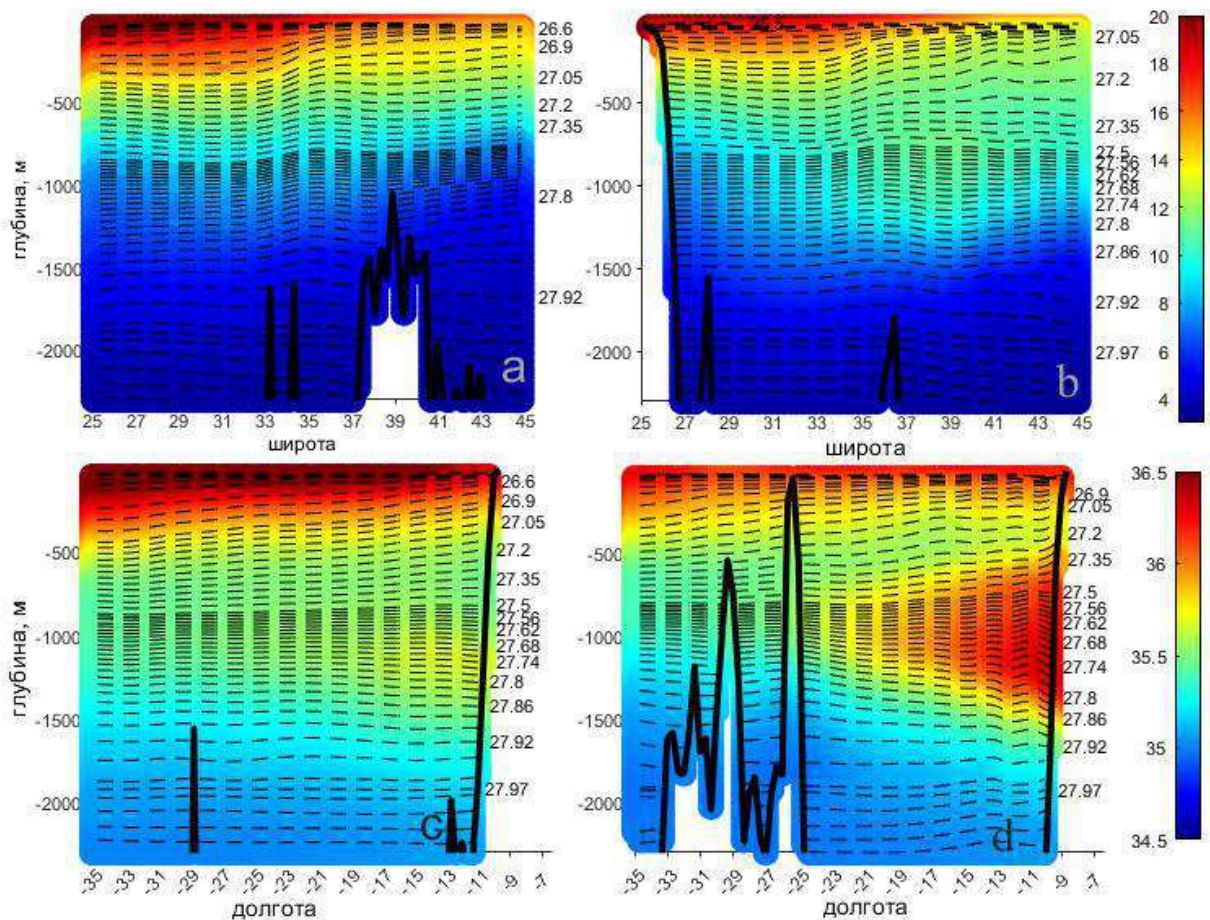


Рис. 2.6. Меридиональные разрезы температуры вдоль (a) 30°з.д. и (b) 15°з.д.; и зональные разрезы солености вдоль (c) 31°с.ш. и (d) 38°с.ш. Пунктирные изолинии показывают положения поверхностей нейтральной плавучести (показана только часть используемых 53 поверхностей). Жирная черная линия – донная топография (Bashmachnikov et al., 2015a).

У Пиренейского полуострова полученная климатология MEDTRANS содержит больше деталей известных особенностей распределения средиземноморских вод, чем WOA или MIMOC, за счет более корректного учета особенностей топографически захваченных течений. В частности, MEDTRANS детальнее воспроизводит пространственные особенности верхнего и нижнего ядер Средиземноморского подповерхностного течения. Геострофические течения, рассчитанные от нулевого горизонта на 1900 м, хорошо

воспроизводят геострофическую циркуляцию на поверхности моря в сравнении с данным альтиметрии AVISO (рис. 2.7a,b), в том числе: АзТ и убывание его средней скорости от САХ до залива Кадис, интенсификацию поверхностных течений на севере и юге залива Кадис, а также структуру течений к югу от Канарских островов. Климатология MEDTRANS несколько завышает ширину АзТ (рис. 2.7a,b), но не более чем в других климатологиях этого региона, включая WOA и MIMOC (см. подробнее Bashmachnikov et al., 2015a). Азорское течение хорошо прослеживается по всей длине, по крайней мере до горизонта 700 м (рис. 2.7c), но крайне слабо выражено в своей восточной части на горизонте 1000 м (рис. 2.7d), что соответствует наблюдениям.

Аналогично средней климатологии, была получена сезонная климатология MEDTRANS, для теплого (май-октябрь) и холодного (ноябрь-апрель) сезонов. Выявлен подъем изотерм между 15 и 25°з.д., проявляющийся только в холодный сезон. Эта особенность отсутствует в сезонных климатологиях WOA, но описана у Kase and Siedler (1982). MEDTRANS также воспроизводит сезонное увеличение градиентов температуры поперек Португальского и Канарского апвеллингов в теплый сезон, описанных у Navarro-Perez and Barton (2001) и Fraile-Nuez et al. (2010). На интересующих нас далее для выделения медди промежуточных горизонтов сезонность практически отсутствовала.

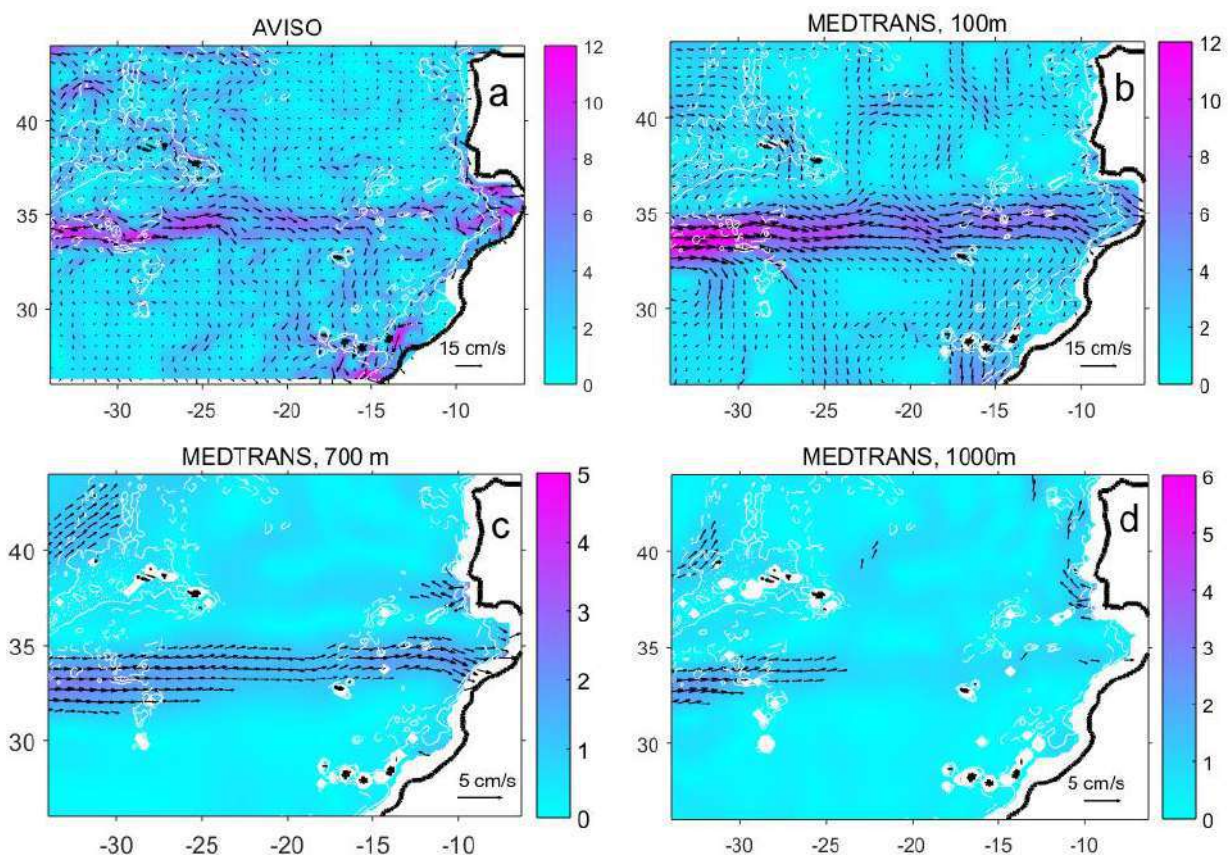


Рис. 2.7. Геострофические течения (a) на поверхности моря в среднемноголетних данных спутниковой альтиметрии AVISO. Средние геострофические течения по данным климатологии MEDTRANS (b) на 100 м, (c) на 700 м, (d) на 1000 м, рассчитанные относительно референтного горизонта 1900 м. Цветом показана скорость течения (cm s^{-1}), стрелками – направление течения при скорости более 2 cm s^{-1} .

Резюмируя вышесказанное, выведенная климатология MEDTRANS дает улучшенные климатические поля по сравнению с другими распространенными климатологиями (WOA и др.) за счет следующих нововведений: 1) предварительной фильтрации вихрей средиземноморских вод (медди), которые вносят существенные искажения за счет локальных аномалий температуры и солёности; 2) топографически-зависимого окна весовой функции для перевода натуральных данных на регулярную сетку, которое существенно приближает характеристики топографически захваченных течений (типа Mediterranean Undercurrent – MUC) в интерполированном массиве к их реальным значениям; 3) интерполяции натуральных данных вдоль поверхностей нейтральной плавучести, где снижены градиенты термохалинных характеристик, что приводит к меньшему сглаживанию натуральных полей характеристик в процессе интерполяции.

2.3 МЕТОДЫ ВЫДЕЛЕНИЯ ВИХРЕЙ В ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

2.3.1 ВЫДЕЛЕНИЕ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ВИХРЕЙ СРЕДИЗЕМНОМОРСКИХ ВОД (МЕДДИ) ПО ДАННЫМ *IN SITU*

Вихри средиземноморских вод (медди) выделялись по аномалиям солёности и температуры в данных вертикальных зондирований массива данных World Ocean Database (WOD, раздел 2.2.1) с 1950г. относительно климатологии MEDTRANS (см. разделы 2.2.2-2.2.3). Так как ядра медди располагаются в диапазоне глубин 700-1500 м, использовались только профили с максимальной глубиной зондирований более 1500 м. Из общего числа более чем 50 000 профилей, прошедших процедуры оценки качества данных (см. раздел 2.2.1), этому ограничению соответствовало порядка 26 000 профилей. Выбранные профили сглаживались скользящим осреднением с окном 100 м для ослабления эффекта мелкомасштабного шума.

Согласно несколько модифицированному критерию Richardson et al. (1991), наличие медди в вертикальном профиле фиксировалось, если в диапазоне глубин от 500 до 1500 м аномалии солёности превышали 0.2 (относительно климатологии MEDTRANS) в слое вертикальной мощностью не менее 200 м. Ослабление критерия (в Richardson et al. (1991) фиксировалась аномалии солёности более 0.4) стало возможным благодаря использованию более качественной климатологии для оценки аномалий. Не использовались профили, где этот критерий выполнялся для всего профиля, а не только для диапазона 500-1500 м. Аномалии такого типа могут фиксировать меандр фронтальной зоны либо быть связаны с погрешностями калибровки измерительной аппаратуры. Недостаточно точное выделение Средиземноморского подповерхностного течения (MUC) вблизи материкового склона Пиренейского полуострова даже в климатологии MEDTRANS, а также меандрирование MUC может приводить к ложным выделениям медди в этом районе. Поэтому, во избежание ошибок, для анализа не использовались вертикальные профили, выполненные в пределах 50 км от 500-метровой изобаты, оконтуривающей Пиренейский полуостров. В связи с этим, в дальнейшей статистике отсутствуют часть медди, находящихся на ранней стадии своего формирования.

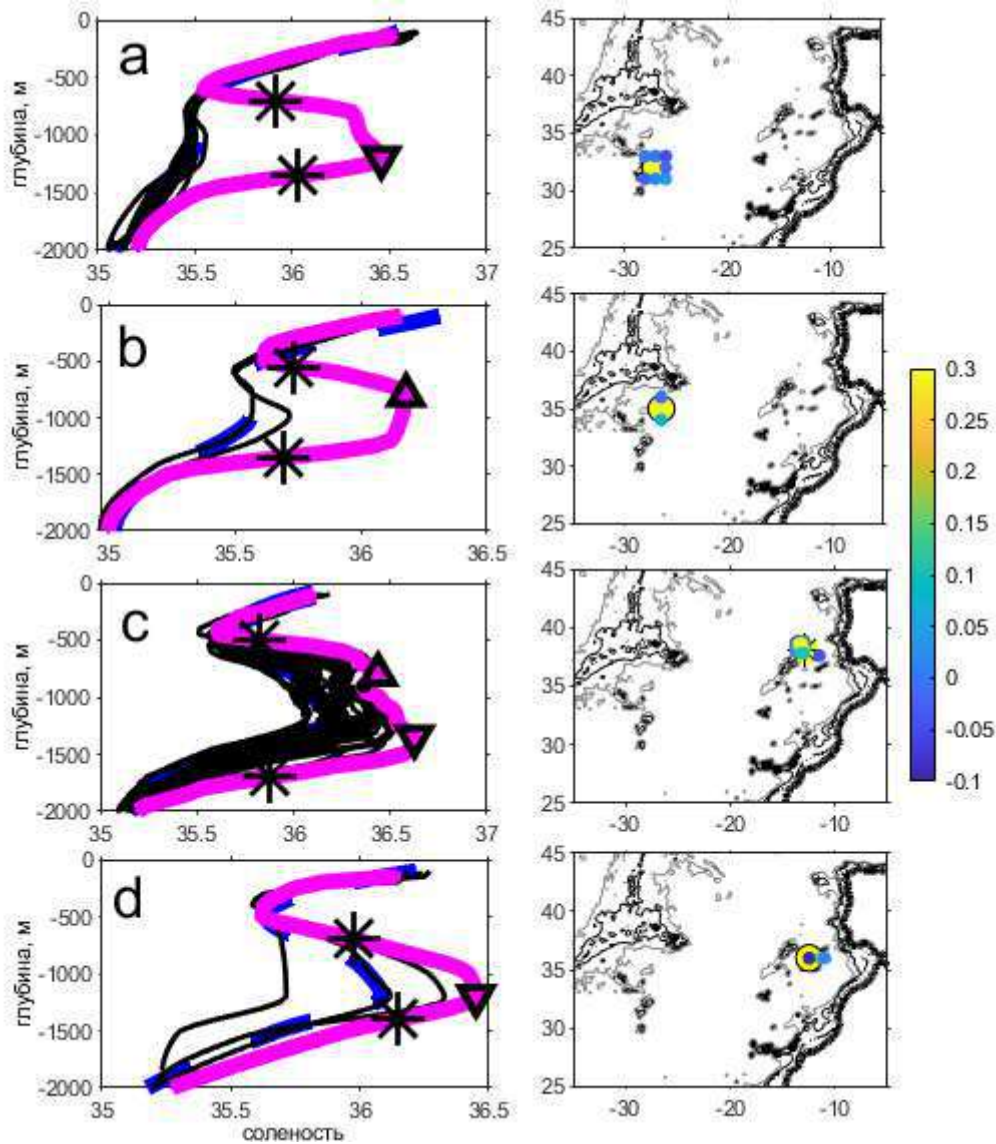


Рис. 2.8. Примеры вертикальных профилей солености (левые врезки) и пространственных распределений станций зондирования (правые врезки) для 4-х медди (a-d). На левых врезках профиль через центральную область ядра медди показан розовой линией, прочие профили – черными линиями, а климатология – синими линиями. Треугольники показывают выделенные алгоритмом центры ядра медди (верхнего и нижнего, если имеются 2 ядра), звездочки – верхнюю и нижнюю границы ядра медди. На правых врезках цвет точек отражает среднюю аномалию солености в слое 500-1500 м относительно климатологии (из Bashmachnikov et al., 2015c).

При обнаружении профиля, проходящего сквозь медди, ищались все ближайшие профили в радиусе 150 км за промежуток времени ± 15 дней от даты выполнения данного профиля. Пространственные и временные интервалы были подобраны исходя из типичной скорости движения медди 2 см с^{-1} и радиуса медди не превышающего 50 км (Richardson et al., 2000). Подробный анализ характеристик медди проводился только для тех медди, которые были зафиксированы, по крайней мере, 3мя зондированиями, как в ядре, так и на периферии или за пределами медди. Полученные аномалии термохалинных характеристик каждого выделенного медди проверялись визуально на наличие линзообразной аномалии солености. Для включения в массив медди, отобранных для детального анализа, средняя

соленость в слое 500-1500 м должна была монотонно уменьшаться с расстоянием от профиля с ее максимальным значением. Некоторые примеры выбранных медди представлены на рисунке 2.8. Визуальный анализ показал, что в 15 случаях, в пределах 150 км окна, было обнаружено сразу два медди. Из них 13 (90%) находились в пределах 600 км от Пиренейского полуострова. Эти медди анализировались отдельно. По результатам проведенной работы, из более чем 775 профилей через различные медди для детального анализа было отобрано 241 медди (см. главу 4).

Для выбранных медди вычислялись следующие характеристики: максимальная соленость в ядре (S_m), максимальная температура в ядре (T_m), частота плавучести в ядре (N_m), протяженность (мощность) ядра по вертикали (H) и радиус медди (R_{vm}) по следующим алгоритмам. Сначала отыскивалось профиль в центральной части ядра медди, т.е. профиль с максимумом солености в слое 500-1500 м. По этому профилю определялись S_m , T_m , N_m и H . H определялось как расстояние между горизонтами с максимальными вертикальными градиентами солености над (верхним) ядром и под (нижним) ядром медди (рис. 2.8 и 2.9а,с).

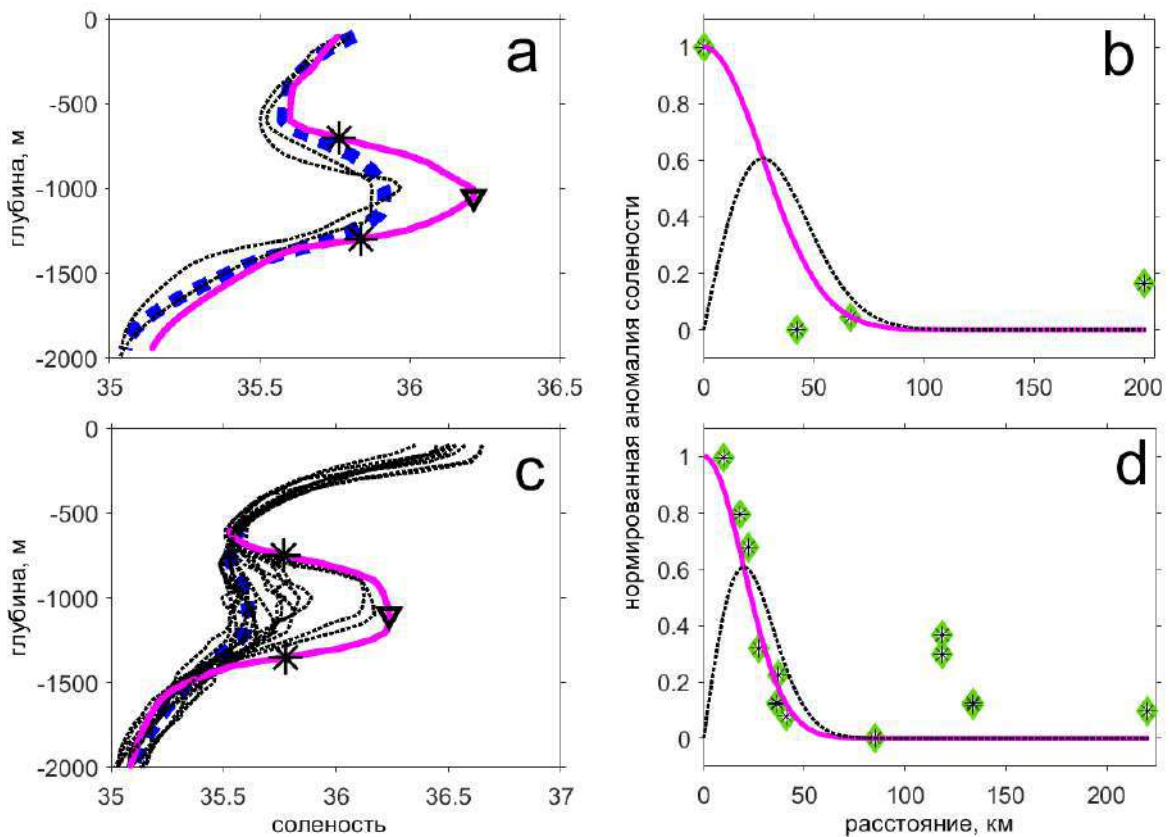


Рис. 2.9. Примеры оценки радиуса медди. На графиках (а) и (с) зондирования через центральную часть медди показаны розовыми линиями, а прочие зондирования – черными пунктирными линиями, климатология изображена жирными синими пунктирными линиями. На графиках (b) и (d) ромбами со звездочками отмечены нормированные аномалии солености относительно климатологии, средние по слою ± 100 м от максимума солености в ядре медди (см. профили слева), розовая линия – аппроксимации данных гауссианой (выражение 2.7), черная пунктирная линия – производная от гауссианы (профиль Рэлея), максимум которой фиксирует динамический радиус медди (R_{vm}). На врезке (d) второй максимум аномалии солености на расстоянии 110 км от центра медди – вероятно результат расщепления ядра медди (по Bashmachnikov et al., 2015c).

Чтобы оценить радиус медди, соленость каждого профиля (и ее аномалия) осреднялась в диапазоне глубин ± 100 м от уровня наибольшего значения солености – центра ядра медди. Географическое положение «истинного центра медди» вычислялось как среднее из положений всех зондирований, взятых с весами, пропорциональными соответствующим аномалиям солености на глубине ядра медди. Радиальный профиль солености в медди восстанавливался по значениям средней в слое аномалии солености, как функции расстояния от «центра медди» (δS) вне зависимости от их азимутального положения относительно этого центра (рис. 2.9b,d). Нормированное радиальное распределение δS , аппроксимировалось гауссианой, что соответствует радиальным профилю скорости типа Рэлея (см. раздел 1.3):

$$\frac{\delta S(r)}{\delta S_m} = \exp\left(-\frac{r^2}{2R_{vm}^2}\right), \quad (2.7)$$

где r – известное расстояние между профилем с аномалией солености δS и «центром медди», где наблюдалась максимальная аномалия солености δS_m , R_{vm} – неизвестный радиус медди. Аппроксимация данных функцией (2.7) проводилась с помощью би-квадратного метода, одной из вариаций метода наименьших квадратов с пониженной чувствительностью к наличию выбросов. При наличии только трех или четырех профилей в окрестности «центра медди», на расстоянии 200 км от «центра медди» добавлялось нулевое значение аномалии солености (фон). Это повышало устойчивость аппроксимации. Полученный таким способом R_{vm} соответствует радиусу максимума азимутальной скорости (см. Carton et al., 1989; Pingree and Le Cann, 1993a, Paillet et al., 2002).

Для выявления траекторий движения медди использовались данные траекторий буев ARGO (содержащихся в WOD, а также представленных в массиве Coriolis, <http://www.coriolis.eu.org/Data-Services-Products/View-Download/Access-to-Argo-floats-by-WMO-number>), а также траектории изопикнических поплавков RAFOS в диапазоне глубин 700-1500 м (массив WOCE, <http://www.ewoce.org/data/index.html>).

Для профилирующих поплавков ARGO временной интервал фиксации их положений, как правило, составляет 10-15 дней. Это не позволяет отследить вращение поплавков внутри мезомасштабных вихрей, т.к. типичный период оборота захваченных частиц в мезомасштабном вихре составляет от 3^x до 7^u дней. Поэтому для выявления участков траекторий внутри медди привлекались данные вертикальных зондирований поплавков, в которых медди уже были выделены в рамках описанной выше процедуры анализа индивидуальных профилей *in situ*. Для большей достоверности, совместно с описанным ранее критерием аномалии солености, использовались 2 дополнительных критерия: наличие на глубинах 500-1500 м аномалии температуры, превышающей 0.5°C относительно климатологии, и наличие отрицательной аномалии частоты плавучести в выделяемом по термохалинным аномалиям ядре медди. Для анализа были взяты только те части траекторий, где все вышеупомянутые критерии были выполнены на протяжении, по крайней мере, 2^x месяцев. Всего было выделено 149 таких участков траекторий ARGO, причем некоторые поплавки ARGO были захвачены одними тем же медди в течении года и более. Захваченные медди поплавки ARGO вращаются вокруг центра медди, но их последовательные местоположения, фиксируемые каждые 10-15 дней, располагаются

случайным образом по отношению к центру медди. Чтобы снизить влияние этого разброса на траекторию движения медди, полученные траектории ARGO в медди сглаживались скользящим средним с окном 30 суток. Спектральный анализ показал, что после такой фильтрации исчезла периодичность в рядах расстояний между последовательными положениями поплавков ARGO, что говорит об эффективности проведенной фильтрации.

Поплавки RAFOS фиксируют только давление и, как правило, температуру воды на горизонте их дрейфа, однако дискретность фиксации положения поплавков RAFOS составляет от одного до двух наблюдений в сутки, что позволяет выявлять вращение их траекторий, если поплавки находились в вихрях. Медди выделялись на участках траекторий RAFOS, на которых присутствовало антициклоническое вращение (по крайней мере, 2 полных оборота поплавок) и где аномалия температуры воды относительно климатологии превышала 0.5°C . В общей сложности по данным RAFOS было идентифицировано 87 траекторий медди, из которых 29 ранее уже были описаны в литературе (Richardson et al., 1989; Bower et al., 1997; Serra and Ambar, 2002; Richardson et al., 2000; L'Hegaret et al., 2014). Центр медди определялся как геометрический центр траектории на протяжении одного полного оборота поплавок. Для уменьшения случайного шума, последовательные положения центров сглаживались 7 суточным скользящим средним.

2.3.2 ВЫДЕЛЕНИЕ ВИХРЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВОЙ АЛЬТИМЕТРИИ AVISO

Для выделения мезомасштабных вихрей на поверхности моря использовались данные уровня моря спутниковой альтиметрии AVISO (Archiving, Validation and Interpretation of Satellite Oceanographic data, <http://www.aviso.oceanobs.com/>). Эти данные (Stammer and Cazenave, 2017) представляют собой комбинированные наблюдения со спутников TOPEX/Poseidon – Jason1/2 (серия TOPEX/Poseidon) с периодом полного покрытия земной поверхности около 10 дней, ERS1/2 – Envisat – SARAL/AltiKa – Sentinel-3B (серия ERS) с периодом покрытия около 30 дней, а также ряда других спутников: GFO с периодом покрытия 17 дней, ICESat с периодом покрытия 91 день, HY-2A с периодом покрытия 168 дней, CryoSat-2 с периодом покрытия 365 дней. Чем больше период, за который спутник покрывает треками всю Земную поверхность, тем меньше расстояние между соседними треками (от более 300 км на экваторе у серии TOPEX/Poseidon, до 80 км у спутников серии ERS и 8 км у CryoSat-2) и тем меньше максимальная широта области покрытия (до 66° широты для спутников серии TOPEX/Poseidon, до 81° широты для спутников серии ERS и 88° широты для CryoSat-2). Несмотря на то, что покрытие альтиметров Topex/Poseidon и Jason достигает 66° с.ш., измерения в этой южной части Северо-Европейского бассейна используются только для коррекции длинноволновых ошибок в вычислении орбит спутников и в оценке погрешностей измерений разных спутниковых миссий (Le Traon and Ogor, 1998). Это обеспечивает однородность используемых данных во всем Северо-Европейском бассейне, которая рассматривается ниже.

В связи с вышесказанным, в районах субтропиков и субполярных широт, исследуемых в этой работе, в данные AVISO используются различные наборы типов спутниковых миссий. В восточной части субтропической Атлантики (главы 4 и 6-7) данные, прежде всего, представляют собой комбинированные наблюдения спутников серий

TOPEX/Poseidon и ERS. В субполярных районах Норвежского и Гренландского морей (главы 5 и 7) основной вклад в формирование карт AVISO вносит исключительно спутниковая миссия ERS, с добавлением ограниченного количества данных ICESat и CryoSat. Однако сближение и изменение наклона спутниковых треков к линии экватора в высоких широтах частично компенсирует наличие меньшего количества спутников, обеспечивая минимально приемлемые условия для обнаружения мезомасштабных вихрей. Так, на 30° с.ш. расстояния между треками спутников ERS/Envisat составляют около 100 км по долготе и 110 км по широте, тогда как на 70° с.ш. эти расстояния уже около 60 и 110 км, а на 79° с.ш. – около 20 и 30 км, соответственно.

Данные альтиметрии AVISO предоставлены на сетке с пространственным разрешением $0.25 \times 0.25^\circ$ и временной дискретностью 1 сутки. Такое разрешение и временная дискретность является следствием пространственно-временной интерполяции данных множества треков, выполненных в разное время. Интерполяция в AVISO учитывает имеющиеся данные с разными весами, которые убывают с ростом расстояния от трека до точки сетки и временного интервала между датой карты и временем регистрации уровня моря вдоль трека (Le Traon and Ogor, 1998; Lazaro, 2008).

Непрерывный ряд наблюдений AVISO имеется с 1993 г. (за исключением нескольких месяцев 1994 г. севернее 66° с.ш., когда отсутствовали данные спутников серии ERS). До 2000 г. данные приходили с 2х систем спутников (серии TOPEX/Poseidon и ERS), в после 2000 г. и по настоящее время – с 3х-4х систем спутников. Считается, что в последний период спутниковых треков достаточно для надежного выявления мезомасштабных структур, в то время как до 2000 г. мезомасштабные структуры могут периодически просеиваться между треками (Tournadre, 1990).

Точность вдольтрековых данных связана с качеством поправок на изменение скорости прохождения сигнала через атмосферу и ионосферу, на различные типы негеострофической изменчивости уровня моря, на точность определения геоида. Для современных спутников, начиная с TOPEX/Poseidon и ERS2, декларируемая вдольтрековым точность оценок изменчивости уровня моря составляет около 2 см при пространственном разрешении 6-7 км (Chavanne and Klein, 2010). Точность получаемых конечных интерполированных данных AVISO зависит от близости спутниковых треков к исследуемой точке. С учетом интерполяции данных с разных неодновременных треков, формальная точность регистрации уровня в альтиметрии AVISO колеблется от 2 до 4 см (Fu and Cazenave, 2001; Rosmorduc and Hernandez, 2003; Muller et al., 2019).

Несмотря на то, что субполярные и полярные районы хуже охвачены данными спутниковой альтиметрии, в морях Северо-Европейского бассейна было получено хорошее совпадение скоростей течений по данным поверхностных дрейфтеров и по данным спутниковой альтиметрии уже для версии данных AVISO от 2010г. (AVISO10) (Volkov and Pujol, 2012). Разность между наблюдаемым и рассчитанным по данным альтиметрии модулем средней скорости течения в регионе, как правило, не превышала 5 см с^{-1} . При этом средние скорости пульсаций, рассчитываемые как корень из кинетической энергии пульсаций (КЕП), занижались альтиметрией AVISO10 на $10\text{-}15 \text{ см с}^{-1}$ (Volkov and Pujol, 2012). Это было связано, в частности, с ошибками в амплитудах сферических гармоник малого периода, получаемых при разложении геоида, а также с уменьшением количества и качества альтиметрических данных в западной части Гренландского моря из-за регулярного присутствия там плавучего льда (Muller et al., 2017, 2019).

Эти ошибки были частично исправлены в последующей версии AVISO14, где была использована улучшенная модель геоида и более надежные атмосферные/океанические поправки. В частности, тесты показали (Carpet et al., 2014; Raj and Halo, 2016), что, при использовании одних и тех же алгоритмов, AVISO14 позволяет в среднем обнаруживать больше вихрей, чем версия AVISO10, используемая для создания массива вихрей Chelton et al. (2011). Качество альтиметрических измерений AVISO14 верифицировалось относительно данных прибрежных мареографов и донных мареографов открытого моря (Volkov and Pujol, 2012), а также траекторий вихрей, выделенных по данным дрейфтеров на поверхности моря (Carpet et al., 2014; Raj and Halo, 2016). Было обнаружено, что, после фильтрации высокочастотной составляющей, данные AVISO14 рознились с данными прямых наблюдений на 2–3 см, что находится в пределах декларируемой точности этих наблюдений и достаточно для обнаружения 5–15-сантиметровых аномалий, связанных прохождением мезомасштабных вихрей (Raj et al., 2015). Положения центров вихрей, выделяемых по данным дрейфтеров и спутниковой альтиметрии AVISO14 тоже хорошо соответствовали друг другу. Данные альтиметрии AVISO14 также показали более чем двукратное увеличение КЕП в Лофотенской котловине по сравнению с окружающими районами Норвежского и Гренландского морей (Raj et al., 2016). Это согласуется с изменчивостью количества и кинетической энергии мезомасштабных вихрей, выделенных по траекториям поверхностных и подповерхностных дрейфтеров (Rossby et al., 2009b; Koszalka et al., 2011).

В этой работе использован более современный массив AVISO18 (<http://marine.copernicus.eu/>), где был усовершенствован целый ряд алгоритмов, от взаимной калибровки спутников и атмосферных коррекций до использования усовершенствованной модели геоида и более точного удаления приливов, что обеспечило более однородное качество данных по различным акваториям Мирового океана (Taburet et al., 2019). Это особенно важно для морей Северо-Европейского бассейна, где предыдущие версии AVISO имели существенные недостатки в районе шельфа о.Гренландия (Koldunov et al., 2020). Тем не менее, дополнительный анализ показал ожидаемое ухудшение качества данных AVISO18 вдоль северо-восточного шельфа Гренландии из-за регулярного присутствия там морского льда (рис. 2.10a), что особенно хорошо видно на карте градиентов уровня моря (рис. 2.10b). При этом AVISO18 достаточно хорошо воспроизводит характерные поперечные масштабы основных течений: 70-100 км для Восточно-Гренландского течения, 20-40 км для Западно-Шпицбергенского течения и обеих ветвей Норвежского течения (Koszalka et al., 2011; Navik et al., 2017; Bosse and Fer, 2019). Во избежание ошибок, связанных с ухудшением качества альтиметрических наблюдений вблизи суши, в дальнейшем анализе все данные, находящиеся менее чем в 20 км от побережья, были отфильтрованы. На рисунке 2.10(a,b) представлена маска, примененная к набору данных AVISO в Северо-Европейском бассейне.

Chelton et al. (2011) показали, что набор данных с координатной сеткой AVISO10, в пределах 66°ю.ш.-66°с.ш., позволяет надежно обнаруживать вихри с пространственным масштабом 0.4°, что в субтропиках соответствует вихрям с радиусами 35-40 км. Это соответствует результатам Tournadre (1990), который показал, что при разрешении в 30 км данные позволяют достаточно надежно выделять мезомасштабные вихри радиусом 30-50 км и более. Сравнение траекторий приповерхностных дрейфтеров с аномалиями уровня моря по данным спутниковой альтиметрии AVISO14 показало, что альтиметрия позволяет

достаточно хорошо идентифицировать мезомасштабные вихри, в том числе, в морях Северо-Европейского бассейна (Volkov and Pujol, 2012; Raj and Halo 2016). Raj et al. (2016) определили, что 15 км является минимальным динамическим радиусом вихря, обнаруживаемого с помощью альтиметрии AVISO14 в Лофотенской котловине (68–73° с.ш.), что на этих широтах эквивалентно критерию в 0.4° долготы, предложенному Chelton et al. (2011) для субтропических широт.

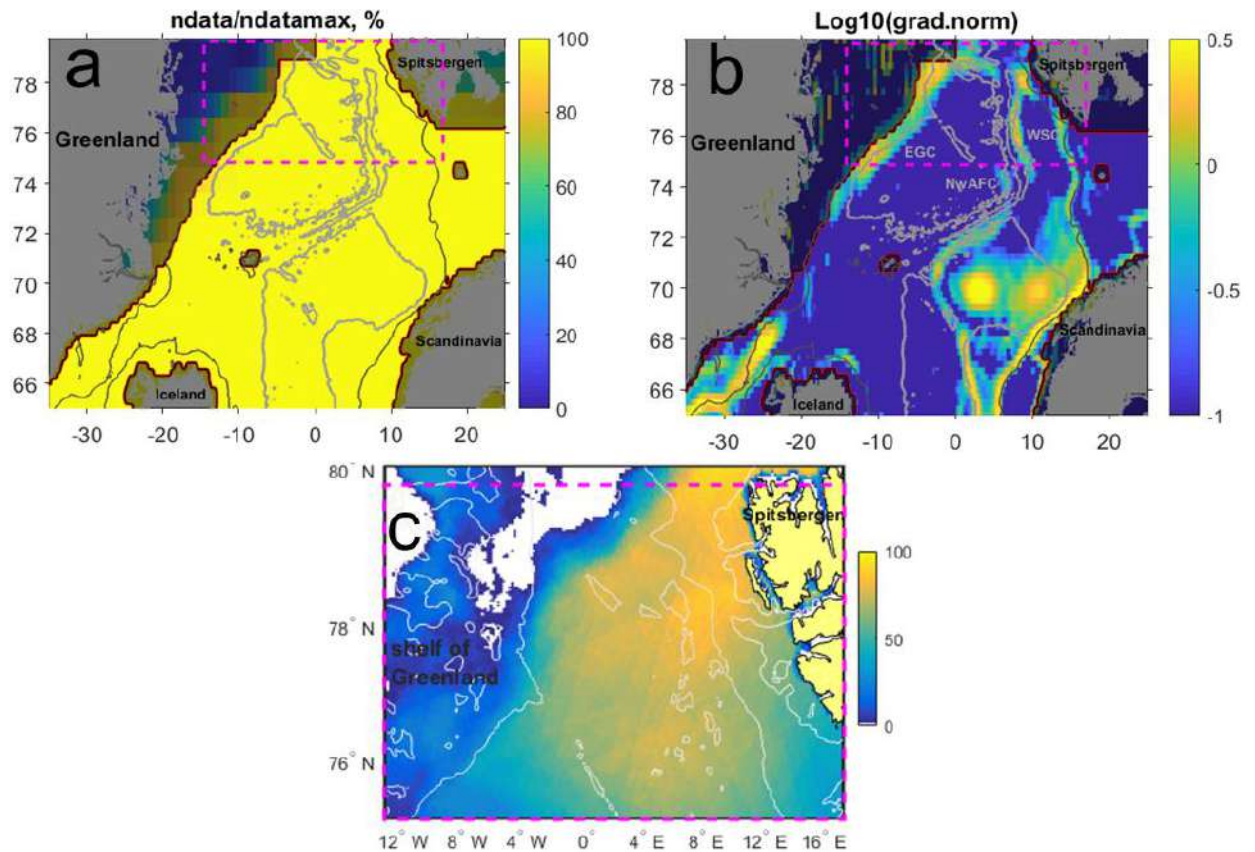


Рис. 2.10. (a) Пространственное покрытие Северо-Европейского бассейна данными альтиметрии AVISO18 (в % от максимального количества дней наблюдений за период анализа). (b) Десятичный логарифм нормированных средних градиентов уровня моря. Области, где данные ненадежны, искусственно затемнены. Пурпурные прямоугольники представляют районы, где проводилось сравнение данных AVISO с данными РЛИ. NwAFC – западная ветвь Норвежского течения (Норвежское фронтальное атлантическое течение), NwASC – восточная ветвь Норвежского течения (Норвежское склоновое атлантическое течение), WSC – Западно-Шпицбергенское течение, EGC – Восточно-Гренландское течение. (c) Пространственное покрытие исследуемого участка данными РЛИ за июль-сентябрь 2007 г. в северной части Гренландского моря. Цветовая шкала указывает на общее количество обработанных снимков РЛИ (анализ проводился при отсутствии сплошного льда), белые области обозначают регионы, где пригодные для анализа данные РЛИ отсутствовали.

Ряд подробных натурных исследований был выполнен для квазипостоянного мезомасштабного Лофотенского вихря в центре Лофотенской котловины Норвежского моря (Kohl, 2007; Soiland and Rossby, 2013; Volkov et al., 2015; Soiland et al., 2016; Yu et al., 2017; Fer et al., 2018; Bashmachnikov et al., 2017, 2018; Bosse et al., 2019), что позволяет

составить предварительное представление о точности наблюдений вихрей в спутниковой альтиметрии в субполярных широтах. Было показано, в частности, что альтиметрия AVISO14 правильно отображает положение вихря. Смещение центра вихря в данных альтиметрии относительно его положения по данным наблюдений глайдеров составило в среднем 7 км, меняясь в различные дни наблюдений от 0 до 20 км. Это находится в пределах пространственного разрешения массива AVISO. Также по спутниковым и натурным данным были получены очень близкие значения скорости перемещения вихря (Yu et al., 2017). Однако альтиметрия AVISO несколько превышала динамический радиус вихря: 30 км против 20-30 км, полученных по данным прямых наблюдений (Yu et al., 2017; Fer et al., 2018; Bashmachnikov et al., 2017; Bosse et al., 2019). Здесь и далее динамический радиус вихря определяется как среднее расстояние от центра вихря точек, где относительная завихренность ядра вихря переходит через ноль. Азимутальные скорости в Лофотенском вихре, полученные по данным AVISO14, были на 25-30% слабее по сравнению с полученным по квази-одновременными наблюдениями *in situ* (70-80 см с⁻¹) (Raj et al., 2016; Yu et al., 2017).

Для интерпретации результатов, кроме интерполированных данных альтиметрии AVISO, использовались также вдольтрековые данные, полученные по массиву RADS – Radar Altimeter Database System (<http://rads.tudelft.nl/rads>). Этот массив привлекался как вспомогательный, поскольку экспериментальные попытки изучения субмезомасштабных процессов с помощью вдольтрековой альтиметрии (Chavanne and Klein, 2010) сталкиваются с проблемой ограниченного количества квазиодновременных пересечений альтиметрических треков, особенно для полярных и субполярных регионов.

По градиентам уровня моря (ζ) из геострофических соотношений определялись скорость поверхностного течения и относительная завихренность ($\omega = \frac{g}{f} \nabla^2 \zeta$). При этом белый шум, который усиливается при расчете градиентов и вторых производных от уровня моря, сглаживался по методу Arbic et al. (2012). Точность расчета максимальной относительной завихренности в вихре, проходящем от одного альтиметрического трека до другого, оценивалась посредством построения искусственного вихря с характерным радиусом 50 км и падением ζ на 5 см вдоль радиуса. Затем SLA в каждом узле сетки искажалась нормально распределенным случайным шумом со стандартным отклонением, меняющемся в диапазоне от 1 до 1.5 см и обратно до 1 см вдоль 5 последовательных полей ζ . Этим способом моделировалось еженедельное зондирование вихря, движущегося со скоростью 3 см с⁻¹ от одного наземного трека Торех-Poseidon к другому. Полученная ошибка ω составляла $2 \cdot 10^{-6}$ s⁻¹, что на порядок меньше характерной относительной завихренности мезомасштабных вихрей.

Традиционные оценки кинетической энергии пульсаций (КЭП) были получены в каждой точке сетки спутниковой альтиметрии AVISO с использованием метода Гильберта-Хуанга фильтрации составляющих скорости течения. В этой методике временная изменчивость переменной раскладывается на «моды ее естественной временной изменчивости» посредством удаления из временного ряда нестационарной («долгопериодной») компоненты (Huang et al., 1999). Кривая нестационарной компоненты рассчитывалась как среднее между двумя кривыми, одна из которых проходит через все максимумы, а другая через все минимумы изменчивости переменной. Полученная кривая

интерполируется во все точки исходного ряда и удаляется из временного ряда. Описанная выше процедура повторяется до тех пор, пока все выделяемые в ряде наблюдений локальные экстремумы не будут разделены единственным пересечением нуля. Полученный по окончании такой серии фильтраций временной ряд принимается за наиболее высокочастотную «естественную моду» и удаляется из исходного временного ряда. Затем вся процедура применяется вновь для получения «естественной моды» более низкой частоты. Применение методики позволило выделить в компонентах скорости течения 10 «естественных мод». Четыре моды, имеющие характерные масштабы временной изменчивости менее 3 месяцев, были объединены в пульсационную составляющую.

Для автоматической идентификации вихрей в данных спутниковой альтиметрии разработано несколько алгоритмов: алгоритм Окубо-Вейсса (Isern-Fontanet et al., 2006), алгоритм «угол намотки» (Chaigneau et al., 2008), гибридный алгоритм (Halo, 2012; Raj et al., 2016) и кинематический алгоритм (Nencioli et al., 2010). В этом исследовании обнаружение центров вихрей производилось с помощью кинематического алгоритма Nencioli et al. (2010). Для анализа используются поля скоростей течений и относительной завихренности. На первом этапе вихри выделяются как области, где в векторах скорости проявляется вращательное движение. При этом должны одновременно выполняться три условия: 1) составляющие векторов скорости по разные стороны от центра предполагаемого вихря должны иметь противоположные направления и монотонно увеличиваться с расстоянием от центра; 2) модуль скорости в центре вихря должен иметь локальный минимум; 3) характер вращения (циклонический или антициклонический) должен оставаться одинаковым в каждом и 90-градусных секторов относительно центра предполагаемого вихря. Последний критерий позволяет отфильтровывать незамкнутые меандры и седловые точки поля скорости. Алгоритм позволяет достаточно гибко использовать массивы разного разрешения, но требует наличия достаточного количества точек в области ядра вихря. В связи с довольно грубым разрешением, данные альтиметрии AVISO предварительно интерполировались методом кубических сплайнов на сетку 8x8 км. При правильной настройке параметров алгоритма, метод Nencioli et al. (2010) позволяет довольно хорошо выделять даже центры слабых вихрей или вихрей небольшого размера, и дает малое количество ложных идентификаций.

Определение размеров вихрей методом последнего замкнутого контура функции тока, используемое Nencioli et al. (2010), существенно занижает радиусы вихрей в альтиметрии AVISO, что связано с неточностями решения обратной задачи перевода поля скорости в поле линий тока при недостаточном разрешении исходных данных. В связи с этим, был разработан другой метод определения радиуса вихря (Bashmachnikov et al., 2017). Динамический радиус вихря (R_m) определялся по границе области аномалии относительной завихренности, окружающей выделенный на предыдущем шаге центр вихря. Для этого, рассчитывались профили относительной завихренности вдоль 36 радиальных лучей с шагом 10° (рис. 2.11). Граница вихря вдоль каждого из профилей определялась как минимальное из следующих 3х расстояний: 1) расстояние до точки первого перехода через ноль профиля относительной завихренности (рис. 2.11а), 2) расстояние до точки, в которой возрастание относительной завихренности с удалением от центра антициклона сменяется убыванием (противоположное для циклона), 3) расстояние, на котором скорость изменения относительной завихренности резко замедляется (падает ниже 25% от ее пикового значения вдоль профиля). Два последних критерия используются, чтобы правильно оценить радиус

вихря в ситуации, когда вихрь соприкасается с областью завихренности того же знака (рис. 2.11b), но другого происхождения (другой вихрь, меандр или градиентный поток).

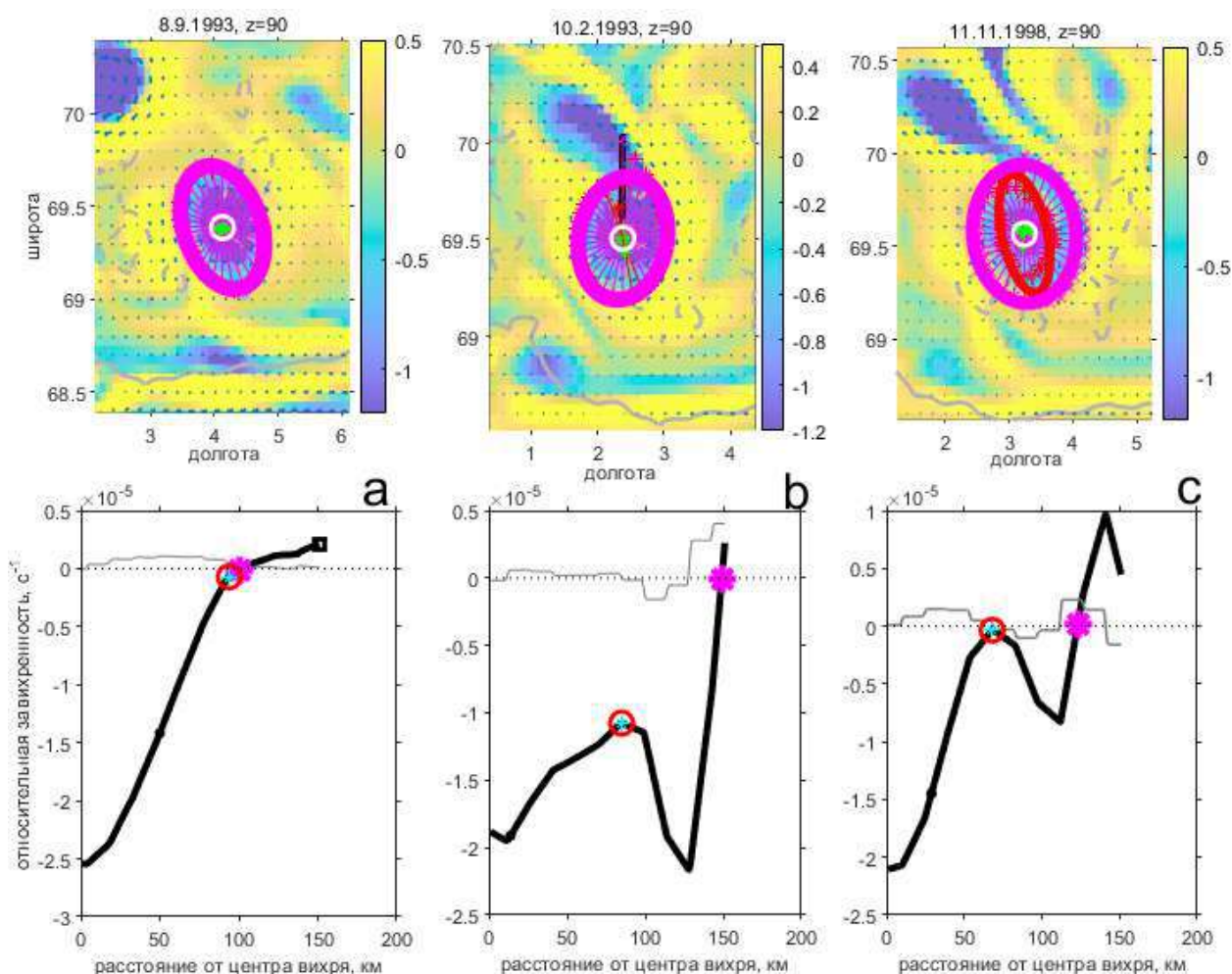


Рис. 2.11. Верхние графики – поля относительной завихренности (10^5 c^{-1}) вблизи центра антициклонического вихря. Красные и розовые лучи соединяют центр вихря с точкой его границы, определенной алгоритмом. Нижние графики – изменение относительной завихренности (c^{-1}) вдоль луча, направленного на север. На графиках (с) красными кружками отмечена граница вихря по первому максимуму относительной завихренности, розовым – точка, где относительная завихренность переходит через ноль. Пунктирные окружности – аппроксимации границы вихря эллипсами. Выделение границы вихря для случаев: (а) изолированного вихря (наиболее типичная ситуация); (б) процесса частичного слияния отслеживаемого вихря с соседним антициклоном; (с) процесса полного слияния вихря с другим антициклоном с вытягиванием последнего в периферийное кольцо аномальной завихренности; на последующих временных шагах это кольцо поглощается ядром основного вихря (по Bashmachnikov et al., 2017).

Отдельно выделяется случай, когда вихрь окружен двумя вложенными кольцами повышенной и пониженной относительной завихренности (рис. 2.11с). Такие случаи обычно отмечаются в модельных данных высокого разрешения сразу после полного или частичного слияния вихрей. В этом случае за радиус вихря берется внешнее кольцо, определяемое первым критерием. После идентификации границы вихря, положение центра вихря уточняется как среднее из координат всех точек границы, а радиус вихря

рассчитывается как среднее расстояние от нового центра до выделенной границы вихря вдоль всех направлений. Помимо вышеуказанной аппроксимации кругом, возможна также аппроксимации вихря эллипсом, для чего величины максимальной и минимальной полуосей вихря рассчитывается с использованием метода наименьших квадратов (рис. 2.11). Этим методом границы вихря определяются с большей точностью, чем по алгоритмам Isern-Fontanet et al. (2006) или Chaigneau et al. (2008), особенно в сложных случаях, когда вихрь находится в тесном контакте с другой синоптической структурой, характеризуемой аномалией относительной завихренности того же знака.

За исключением вышеупомянутых особых случаев, большинство вихрей представляет собой обособленные круговые структуры, в связи с чем среднесезонный характер распределений основных характеристик вихрей, полученных в этом исследовании, мало отличался от результатов других исследований, охватывающих акваторию Лофотенского бассейна и полученных методом Chaigneau et al. (2008) или по гибриднему алгоритму Halo (2012), Raj et al. (2016), Raj and Halo (2016) и Raj et al. (2020). Это подтверждает объективность полученных ниже результатов.

При расчете траекторий вихрей, каждое очередное положение центра отслеживаемого вихря определяется как экстремум относительной завихренности соответствующего знака в пределах одного радиуса от положения центра этого вихря на предыдущем шаге. Это хорошо работает для мезомасштабных вихрей при дискретности наблюдений 1-3 суток. Если дискретность около недели (базовая дискретность альтиметрии AVISO), то также рассматривались ситуации, когда центр вихря за неделю смещался на расстояние, превышающее его радиус. Для этого, каждой из 3х последовательных итераций, для поля относительной завихренности на новом шаге, в пределах радиуса вокруг центра вихря, ищется минимум (антициклон) или максимум (циклон) относительной завихренности. Каждая новая итерация начинается с новоопределенного положения минимума (максимума), который становится новым центром окна поиска. Такой метод «ползущего окна» позволяет фиксировать центр вихря, даже если он находился на расстоянии двух радиусов от центра вихря на предыдущем шаге, что возможно при высоких скоростях движения вихря (до 10-15 см с⁻¹). Одновременно удается избегать нежелательных скачков в центры соседних вихрей, если окажется, что последние имеют более выраженную аномалию относительной завихренности. Надежность алгоритма дополнительно проверялась путем визуального контроля.

Следуя ограничениям на минимальные пространственные масштабы полученных мезомасштабных структур в альтиметрии AVISO (Chelton et al., 2011; Raj et al., 2016), были удалены все вихри с динамическим радиусом $R_m < 20$ км, как недостоверные. Были также отфильтрованы очень слабые вихри с максимальной азимутальной скоростью в данных альтиметрии AVISO $V_m \leq 4$ см с⁻¹. Для вихря с $R_m = 20$ км типа Рэля, для которого $\zeta = \frac{1}{g} \sqrt{2ef} R_m V_m$, этот критерий соответствует максимальной аномалии уровня моря в центре вихря $\zeta = 2$ см, на уровне случайного шума данных альтиметрии AVISO (подробнее см. Bashmachnikov and Carton, 2012). Для выделения вихрей в результатах моделей FESOM (раздел 2.3.6) и MIT GCM (раздел 2.3.7) использовались те же алгоритмы, что и для данных спутниковой альтиметрии. Соответственно более высокому разрешению модельных данных, здесь отфильтровались вихри с радиусом $R_m \leq 1-4$ км.

2.3.3 ОЦЕНКА ТРЕХМЕРНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХРЕЙ, ВЫДЕЛЕННЫХ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВОЙ АЛЬТИМЕТРИИ AVISO

После определения двумерных характеристик вихрей на поверхности моря по данным спутниковой альтиметрии AVISO, определялась вертикальная структура вихрей. Для этого использовались данные вертикальных зондирований *in situ* (температуры и/или солености) массива EN4 Hadley Center (<https://www.metoffice.gov.uk/hadobs/en4/>). Для исследования вертикальной структуры рассматривались только вихри, для которых имелся хотя бы один профиль в ядре вихря (на расстоянии $0 - 0.75R_m$ от центра вихря) и по крайней мере один профиль фонового состояния океана (на расстоянии $R_m - 2R_m$ от центра вихря). Из профилей фонового состояния океана предварительно исключались те области, где были идентифицированы близлежащие вихри. Если в ядре вихря или в области вокруг вихря обнаруживалось несколько профилей, то они все усреднялись. В дальнейшем анализе использовалась аномалии температуры, солености, частоты плавучести в ядре вихря, как разница между средними профилями в ядре вихря и вне вихря.

Верхняя и нижняя границы ядра вихря определялись исходя из следующих соображений (см. Bashmachnikov et al., 2017). Вихри в исследуемой области формируются в основном в результате динамической неустойчивости Норвежского и Западно-Шпицбергенского течений, и в меньшей степени – Восточно-Гренландского течения (Trodahl and Isachsen, 2018). Меандрирующие течения образуют антициклоны с более теплыми и солеными ядрами на холодной стороне фронта и циклоны с более холодными и распресненными ядрами на его теплой стороне. Ниже ядер антициклонов изотермы (и изопикны) изогнуты вниз, а в циклонах – вверх, т.е. под вихрем знак аномалий термохалинных характеристик совпадает со знаком аномалии ядра. В подповерхностном вихре, изотермы и изогалины над ядром антициклонов изогнуты вверх, т.е. на некотором уровне выше ядра подповерхностного антициклона положительная термохалинная аномалия ядра может смениться на отрицательную по отношению к фону, даже если само ядро теплее фона. Таким образом, нижняя граница ядра вихря фиксируется на уровне, где аномалия плотности, или хотя бы температуры воды, уменьшается до 25% своего максимального значения в ядре, сохраняя при этом свой знак. Для подповерхностных циклонов/антициклонов, верхняя граница ядра вихря устанавливается на первом уровне, где соответствующая термохалинная аномалия меняет знак. Считалось, что ядро вихря поверхностное, если верхняя граница не была обнаружена или находилась не более, чем в 100 м от поверхности моря (глубина верхнего перемешанного слоя в Северо-Европейском бассейне в теплый сезон).

2.3.4 ВЫДЕЛЕНИЕ ВИХРЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ ИЗОБРАЖЕНИЙ (РЛИ)

Для выделения не только мезомасштабных, но и субмезомасштабных вихрей, использовались радиолокационные изображения (РЛИ) за период июль-сентябрь 2007 года по данным спутника ENVISAT (Advanced SAR - ASAR) архива Европейского космического агентства и изображения апреля-мая 2015 г. и мая-августа 2016 г. спутника Sentinel-1A (Sentinel Data Hub, <https://scihub.copernicus.eu/>) различных участков Северо-Европейского бассейна. РЛИ изображения получены в С-диапазоне при широкозахватном режиме

съемки. Для данных ENVISAT среднее разрешение изображений составляло 150 м, а для Sentinel-1A – 20-40 м, что позволяло выделять не только мезомасштабные и субмезомасштабные вихри (радиус деформации Россби в регионе составляет 5-10 км). Для удаления области, покрытой льдом, использовались ежедневные карты концентрации льда по данным AMSR-E (Spreen et al., 2008).

Был выбран теплый период 2007 г. в связи с относительно небольшой протяженностью морского льда в этот период, что позволяло идентифицировать вихри на большей части исследуемого региона. Всего в июле-сентябре 2007 г. в северной части Гренландского моря было обработано 258 изображений ASAR и выделено 1609 вихрей. Покрываемые данными были относительно однородно в центральной части исследуемого участка, в каждой точке которого было проанализировано в среднем 80-100 РЛИ-изображений (рис. 2.10с). В Лофотенской котловине анализ проводился по данным Sentinel-1A только на периоды взаимодействий Лофотенского вихря с другими вихрями, заранее выделенных по данным спутниковой альтиметрии AVISO. Было выделено 4 эпизода, для которых было проанализировано по 40 РЛИ-изображений и в сумме выделено 1569 вихрей. Большее количество выделенных вихрей связано с лучшим качеством РЛИ у Sentinel.

Выделение вихревых структур на РЛИ осуществлялось визуально группой Козлова И.Е. и Новиковой Ю.С. с помощью программного обеспечения SNAP Европейского космического агентства (<http://step.esa.int/main/toolboxes/snap/>) по методике, описанной в Kozlov et al. (2015, 2019). На спутниковых РЛИ вихри выделяются в виде овальных или спиралевидных структур. Контрасты яркости в вихрях связаны с модуляцией мелкомасштабной шероховатости морской поверхности течениями, скоплениями поверхностных пленок или наличием битого льда в зонах конвергенций (Johannessen et al., 2005; Лаврова и др., 2011; Kozlov et al., 2012, 2019; Kudryavtsev et al., 2014; Kostianoy et al., 2018). Наиболее часто на РЛИ выделяются вихри относительно небольших пространственных масштабов, сравнимых или меньших первого бароклинного радиуса деформации Россби (Dokken and Wahl, 1996; Johannessen et al., 1996; Karimova, 2012; Атаджанова и др., 2017).

Ветровой режим оказывает существенное влияние на возможность идентификации вихрей на РЛИ (Karimova and Gade, 2016). При слабом и умеренном ветре (рис. 2.12с), наиболее типичный механизм проявления вихрей в РЛИ связан с наличием сликов на изображениях при скоплении поверхностных пленок (Espedal et al., 1998; Karimova, 2012; Kozlov et al., 2012; Munk et al., 2000; Zhurbas et al., 2019). При умеренном ветре, обнаружение вихрей также происходит по наличию полос высокой яркости сигнала в полосах усиленного обратного рассеяния за счет обрушения коротких ветровых волн в областях конвергенций течений в вихрях (Johannessen et al., 2005; Kudryavtsev et al., 2014). Вихри не видны на РЛИ при очень слабом ветре (менее 2 м с^{-1} – еще нет ряби) и при достаточно сильном ветре (более $10-12 \text{ м с}^{-1}$ – интенсивное волновое перемешивание маскирует линейные конвергентные структуры). Пространственно меняющиеся океанические и атмосферные условия усложняют выделение крупных мезомасштабных вихревых структур (Zhurbas et al., 2019; Kozlov et al., 2019; Bashmachnikov et al., 2020).

Для каждого визуально идентифицируемого на РЛИ вихря выделялись большая и малая оси вихря, центр и направление вращения (рис. 2.12с-d). Среднее значение двух квази-перпендикулярных сечений через центр, заканчивающихся на самой удаленный от центра выделенной структуры спиралевидной линии, принималось за средний диаметр

вихря. В связи с тем, что существенные конвергенции в поле течений вихрей ожидаются в зоне высоких градиентов скоростей азимутальных течений, соседствующих с областью высоких скоростей течений, выделяемые на РЛИ границы вихря во многом соответствуют динамическому радиусу вихрей, определяемому по данным альтиметрии AVISO. Визуальное рассмотрение спиралевидных изолиний, интерпретируемых как линии тока, определяет области с выраженной положительной или отрицательной завихренностью, связанные с ядром вихревой структуры.

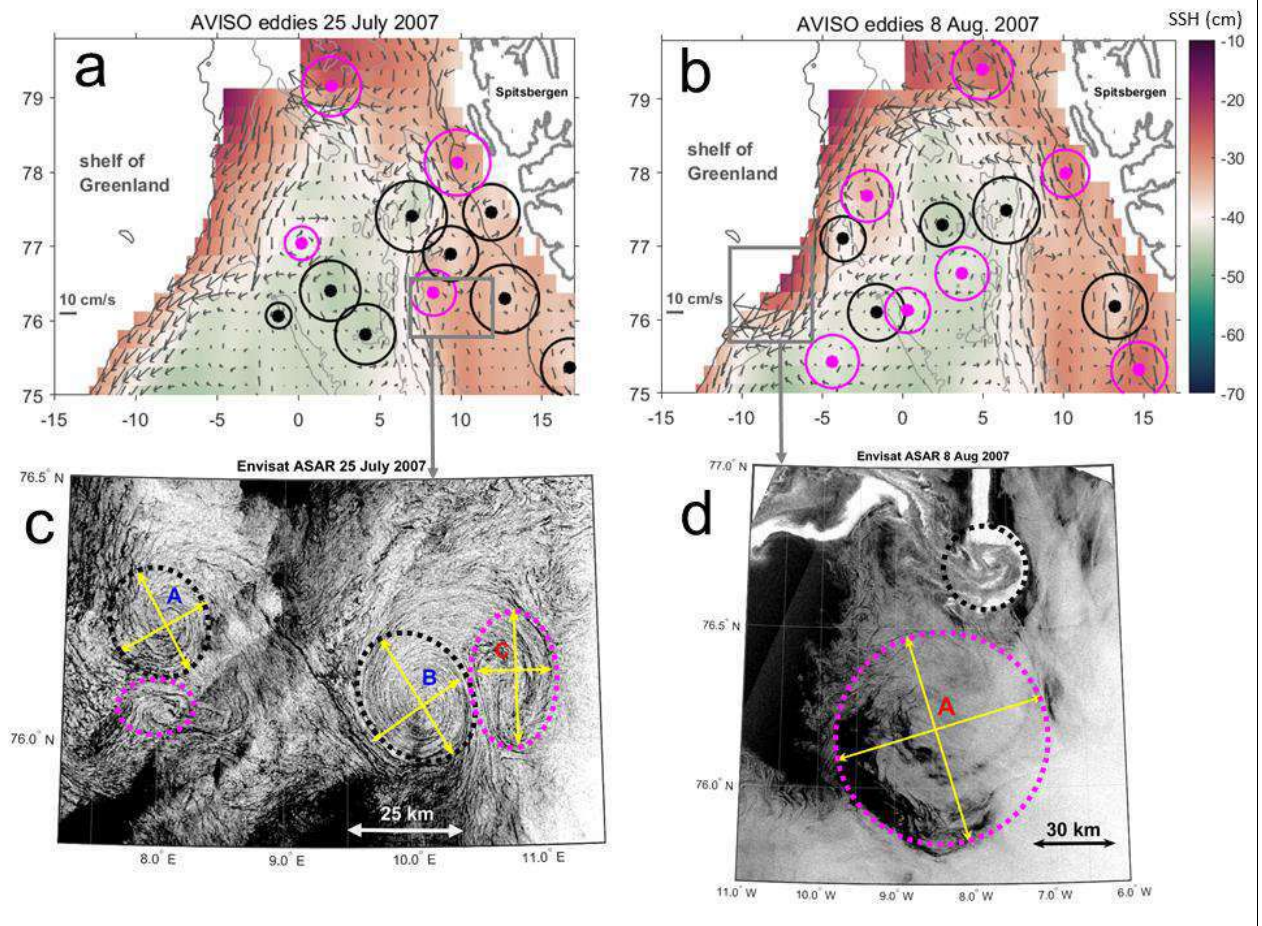


Рис. 2.12. Примеры вихрей, выделенных в данных AVISO (a) за последнюю неделю июля 2007 г. и (b) за первую неделю августа 2007 г. Вихри, обнаруженные по данным РЛИ на: (c) 25 июля 2007 г. (d) и 8 августа 2007 г.. На (a, b) розовые точки и кружки показывают центры и радиусы антициклонических вихрей, черные точки и кружки — циклонических вихрей. Цветовая шкала — уровень моря (см), серые векторы — течения по данным альтиметрии (cm s^{-1}). Серыми контурами обозначена береговая линия, изобаты 500 м и 2000 м. Серые квадраты на (a, б) отмечают области, показанные на РЛИ (графики (c) и (d)). Желтые линии на (c) и (d) отмечают направления, по которым оценивались диаметры вихрей А-С (из Bashmachnikov et al., 2020).

Несмотря на то, что визуальный метод обнаружения вихревых структур может содержать некоторые неточности, связанные, в частности, с экспертным определением границ вихря, а также что этот метод является весьма трудозатратным, на данный момент это единственный эффективный способ массовой оценки характеристик субмезомасштабных вихрей. Использование этой методики позволило, в последнее время,

оценить характеристики вихрей в разных морях Северного Ледовитого океана (СЛО) на ограниченных промежутках времени (Зимин и др., 2016; 2018; Atadzhanova et al., 2017; Mensa et al., 2018; Kozlov et al., 2019).

2.3.5 ВЫДЕЛЕНИЯ ВИХРЕЙ НА ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ ПО СПУТНИКОВЫМ ДАННЫМ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА И ЦВЕТА ОКЕАНА (ХЛОРОФИЛЛА)

Мезомасштабные и субмезомасштабных вихри также могут быть выделены в полях температуры поверхности моря (ТПО) или хлорофилла (Thomas et al., 2008; Зацепин и др., 2011; Зимин, 2016; Mensa, 2018; Zatsepin et al., 2019; Kubryakov et al. 2023; Morozov and Kozlov, 2023). С помощью таких изображений изучались мезомасштабные и субмезомасштабные вихри как в российских окраинных морях, так и в других районах океана (см, например, Fernandes, 2009; Каримова, 2012; 2014; Karimova and Gade, 2016; Гинзбург и др., 2017; Kostianoy et al., 2018; Bashmachnikov et al., 2018), включая СЛО (Родионов и др., 2014; Kozlov et al., 2015; Романенков и др., 2016; Atadzhanova, et al., 2017; Kozlov et al., 2019; Bosse et al., 2019; Новикова, Башмачников, 2021). Почти во всех работах вихри выделяются визуально, а работы по автоматическому обнаружению вихрей в полях ТПО пока носят экспериментальный характер (см, например, Fernandes, 2009; Dong et al., 2011). Выделение вихрей в ТПО требует наличия горизонтальных градиентов температуры и существенно усложняется в ситуации со слабыми ветрами и высокой инсоляцией. В этих условиях поверхность моря прогревается достаточно равномерно, что маскирует градиенты ТПО, связанные с динамическими структурами, но усиливает влияние на ТПО пространственной изменчивости атмосферных воздействий (Gentemann et al., 2003; Zhurbas et al., 2019). Существенным недостатком работы в этих диапазонах является ограниченность области наблюдения вихрей наличием облачного покрова. В Атлантике средний процент покрытия акватории облачным покровом возрастает от 40% в субтропиках до 60-80% в субполярных районах.

В области Лофотенского вихря (субполярный район) было проведено экспериментальное выделение вихрей по трем массивам данных: альтиметрии, РЛИ и хлорофиллу-а. Обработка исходных массивов была проведена Новиковой Ю.С. Данные хлорофилла загружались с сайта Ocean Colour Climate Change Initiative (OC-CCI) версии 3.1 (www.oceancolour.org), которые представляют собой объединенные данные сенсоров MERIS Европейского космического агентства, MODIS-Aqua и SeaWiFS NASA, и VIIRS NOAA. Данные имеют пространственное разрешение 1x1 км и доступны с 1997 г. Особенность этих данных заключается в том, что используются исходные данные спектров излучения океана на длинах волн видимого диапазона, которые затем обрабатываются по единому алгоритму, включающему единые алгоритмы атмосферных коррекций, маску облачности и выражение для оценки значений хлорофилла-а (Sathyendranath et al, 2019).

2.3.6 ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩЕЙ ЧИСЛЕННОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ FESOM

В исследовании были использованы данные гидродинамической модели океана FESOM-1.4 (Wang et al., 2014). Модель построена на треугольной неструктурированной сетке, позволяющей достаточно произвольно сгущать координатную сетку в районах,

динамика которых требует более высокого разрешения. Используемая здесь конфигурация глобальной модели была сконфигурирована для увеличения регионального разрешения в северной части Гренландского моря и проливе Фрама до 1x1 км (Wekerle et al., 2017). В связи с тем, что первый бароклинный радиус деформации Россби в районе исследования составляет 6 - 10 км, модель является вихреразрешающей. Батиметрия для модели была взята по данным RTopo-2 с шагом сетки 0.5 минут (Schaffer et al., 2016). По вертикали использовалось 47 z-уровней с вертикальной мощностью слоя 10 м в верхнем 100-метровом слое и постепенным увеличением толщины слоев модели с глубиной. В качестве атмосферного форсинга использовался реанализ COREv.2 (Large and Yeager, 2009). Для инициализации модели и в качестве граничных условий использовались предыдущие длительные прогоны FESOM более грубого разрешения.

Сравнение результатов моделирования с наблюдениями серии многолетних буйковых станций в проливе Фрама показало, что модель высокого разрешения хорошо воспроизводит средние течения, поля температуры и солёности, включая структуру и интенсивность Восточно-Гренландского течения (Wekerle et al., 2017). Основные пути рециркуляции атлантических вод в модели в северной части Гренландского моря хорошо согласуются с данными наблюдений (см., например, von Appen et al., 2016). Модель также неплохо воспроизводит наблюдаемую динамику вихрей в регионе, сезонный цикл кинетической энергии пульсаций. Сравнение с данными FESOM более грубого разрешения (4x4 км) показало, что FESOM-1.4 более точно воспроизводит характеристики средних течений, распределения КЭП и структуру водных масс (Wekerle et al., 2017).

Вихри в модели FESOM выделялись по тому же алгоритму, что и в спутниковой альтиметрии AVISO. Аналогичным образом оценивались и двумерные характеристики вихрей (см. раздел 2.3.2).

2.3.7 ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ О ВИХРЕРАЗРЕШАЮЩЕЙ ЧИСЛЕННОЙ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ MIT

Используемые для анализа динамики Лофотенского вихря данные региональной гидродинамической модели СЛЮ Массачусетского технологического института (Massachusetts Institute of Technology General Circulation Model – MIT GCM) были предоставлены Воковым Д.Л. (Volkov et al., 2015). Модель была сконфигурирована на структурированной C-сетке Аракавы таким образом, чтобы получить горизонтальное разрешения 4x4 км в Северо-Европейском бассейне. При значении первого бароклинного радиуса деформации Россби в Норвежском море 7-8 км (Nurser and Bacon, 2014) эта модель может считаться близкой к вихре-разрешающей. Модель имеет 50 вертикальных слоев со средней толщиной слоя от 10 м в приповерхностном слое моря до 456 м на глубине более 1000 м. Модель СЛЮ высокого разрешения вложена в глобальную модель проекта Estimating the Circulation and Climate of the Ocean 2 - ECCO2 (Marshall et al., 1997; <http://ecco2.jpl.nasa.gov>) более грубого разрешения, откуда брались начальные условия и условия на жидкой границе к югу от о.Исландия. Модель ECCO2 является одной из наиболее современных моделей океанического реанализа, которая использует в процессе ассимиляции физически обоснованный и эволюционирующий во времени синтез большинства имеющихся *in situ* данных по Мировому океану, включая морской лед (Menemenlis et al., 2005). Контроль качества результатов модели по сравнению с

наблюдениями осуществляется для нескольких параметров, включая температуру и соленость, характеристики приземного слоя атмосферы; фоновые значения вертикальной турбулентной диффузии; значения критических чисел Ричардсона для схемы параметризации вертикального перемешивания методом К-профиля; коэффициенты трения на границах атмосфера-океан, лед-океан и атмосфера-лед; альбедо лед-океан-снег; донное трение и вертикальную вязкость (Large et al., 1994). Оптимизированное решение EССO2 на следующем шаге модели получают путем интегрирования уравнений модели вперед по времени, используя эти выверенные на текущем шаге контрольные параметры. Использовался рельеф дна массива General Bathymetric Charts of the Oceans - GEBCO (Smith and Sandwell, 1997). В качестве внешнего форсинга использовался атмосферный реанализ японского Метеорологического Агентства (25-year Re-Analysis of the Japan Meteorological Agency – JRA25-JMA). Вложенная модель выходила на квазистационарный режим в течении первых 3х лет расчетов (1993-1995гг.), которые не используются в анализе. Подробное описание используемой конфигурации MIT GCM содержится в работах Losch et al. (2010), Nguyen et al. (2011) и Volkov et al. (2015).

Вихри в модели MIT GCM выделялись по тому же алгоритму, что и в спутниковой альтиметрии AVISO. Аналогичным образом оценивались и двумерные характеристики вихрей (см. раздел 2.3.2).

2.4 СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВИХРЕЙ ПО РАЗЛИЧНЫМ ТИПАМ СПУТНИКОВЫХ ДАННЫХ И ДАННЫХ МОДЕЛИРОВАНИЯ НА ПРИМЕРЕ СЕВЕРО-ЕВРОПЕЙСКОГО БАССЕЙНА

В этой части работы, на примере Норвежского и Гренландского морей, сравниваются характеристики обнаруживаемых вихрей, воспроизводимых по трем типам спутниковых данных: спутниковой альтиметрии AVISO, радиолокационных спутниковых изображений (РЛИ) и цвета океана. Также используются для сравнения результаты численной гидродинамической модели высокого разрешения FESOM-1.4.

2.4.1 СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВИХРЕЙ ПО ДАННЫМ РЛИ, СПУТНИКОВОЙ АЛЬТИМЕТРИИ AVISO И ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ FESOM НА ПРИМЕРЕ СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ ГРЕНЛАНДСКОГО МОРЯ

Пространственное распределение кинетической энергии пульсаций (КЭП) показывает последовательный рост вдоль путей основных течений (рис. 2.13). В пределах годового цикла, пространственное распределение пульсационной составляющей практически не менялось при совместном использовании от 2х до 4х высокочастотных составляющих разложения Гильберта-Хуанга. Наибольшие значений КЭП наблюдались вдоль Западно-Шпицбергенского течения на 78-79° с.ш., ранее выделенного как область интенсивного вихреобразования в регионе (Hattermann et al., 2016; Trodahl and Isachsen, 2018). Вдоль Восточно-Гренландского течения самая высокая КЭП наблюдалась на 76-78° с.ш. Это район Нордбукта, который зимой обычно свободен ото льда, даже в периоды наличия вокруг областей повышенной концентрации льда (Comiso et al., 2001; Germe et al., 2011).

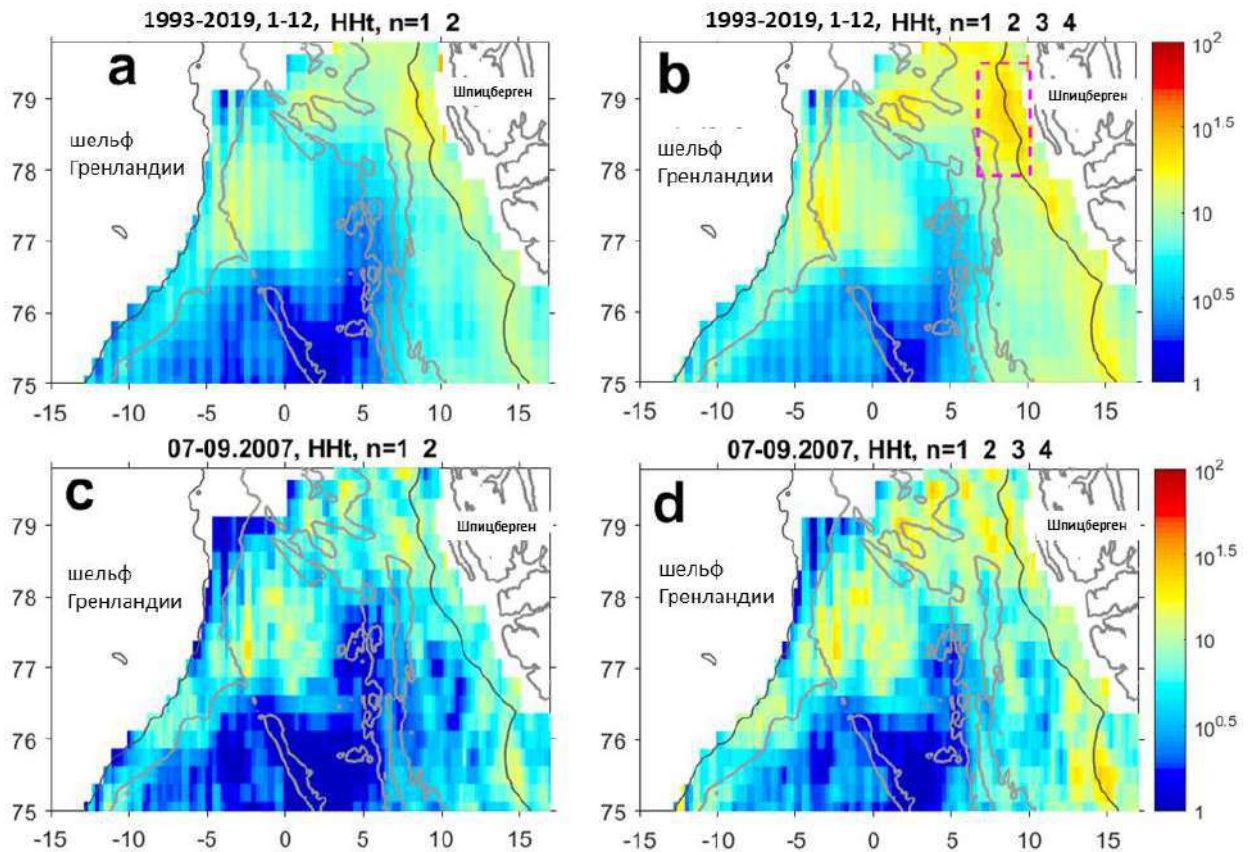


Рис. 2.13. Средние значения десятичного логарифма кинетической энергии пульсаций (КЭП, $\text{см}^2 \text{с}^{-2}$) в северной части Гренландского моря по данным альтиметрии AVISO: (a, b) для всего анализируемого массива AVISO (1993-2019 гг.), (c, d) за июль-сентябрь 2007 г. – период сравнения альтиметрии с данными РЛИ. (a) и (c) представляют собой сумму первых двух составляющих разложения Гильберта-Хуанга с характерным временным масштабом изменчивости менее 10го месяца, (b) и (d) – сумму первых четырех составляющих разложения Гильберта-Хуанга с характерным временным масштабом изменчивости менее 3х месяцев. Пурпурным пунктиром на (b) показана область, где прогнозируется наиболее интенсивное образование вихрей в регионе (Hattermann et al., 2016; Trodahl and Isachsen, 2018). Серыми линиями разной яркости показаны изобаты 500 м и 2000 м (из Bashmachnikov et al., 2020).

В северной части Гренландского моря по данным AVISO в среднем фиксировалось около 10 вихрей в неделю (рис. 2.14а). Общее количество вихрей, обнаруженных в данных альтиметрии за период визуального выделения вихрей в этом районе по данным РЛИ (июль-сентябрь 2007 г.), составляет 125 вихрей (рис. 2.14с). Этого недостаточно для получения надежной пространственной статистики, однако гистограммы свойств этих вихрей за лето 2007 г. не показывала каких-либо существенных отличий от гистограмм за весь период альтиметрических наблюдений. Эта относительная стабильность количества и характеристики вихрей по данным AVISO предполагает возможность сравнения статистик данных AVISO за весь период с данными РЛИ, полученными за относительно небольшой период времени. Векторы смещения удалось получить примерно для 50% идентифицированных вихрей, т.е. примерно для 6000 вихрей AVISO.

В модели FESOM за весь 2007 г. было обнаружено 25300 вихрей (рис. 2.14b), 487 вихрей в неделю. Векторы смещения были оценены для 65% вихрей, т.е. для более чем 16000 вихрей.

На 258 проанализированных изображениях РЛИ, с июля по сентябрь 2007 г., было идентифицировано 1609 вихревых структур (рис. 2.14d), т.е. 536 вихрей в неделю. Это примерно в 50 раз больше, чем в AVISO. В июле 2007 г. было зафиксировано 56% всех вихрей РЛИ, в августе – 28%, в сентябре – 16% (см. также Atadzhanova, et al., 2017; Kozlov et al., 2019).

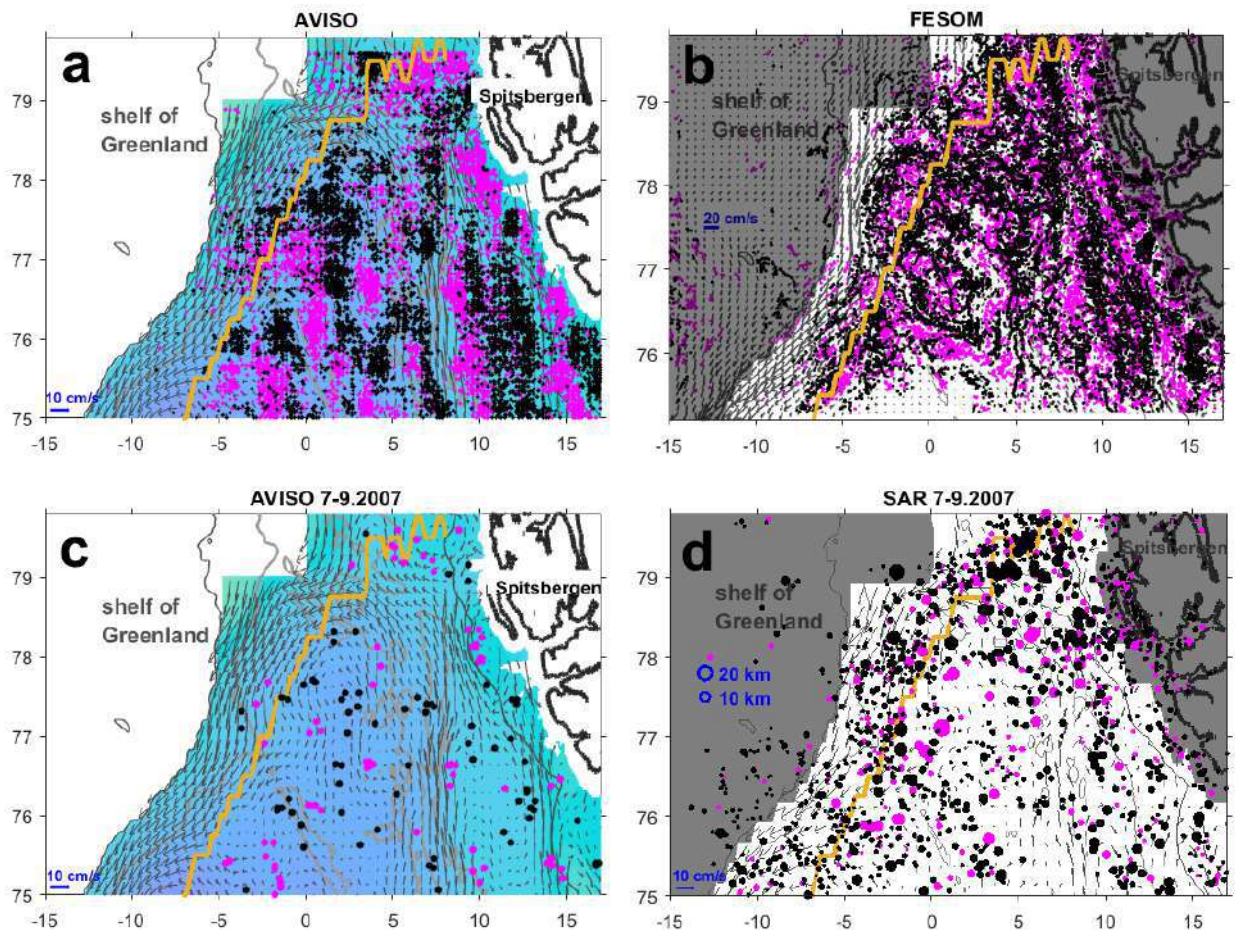


Рис. 2.14. Центры вихрей, выделенных по (a) данным альтиметрии AVISO с января 1993 г., (b) по данным модели FESOM за 2007 г., (c) по данным альтиметрии AVISO за июль-сентябрь 2007 г. и (d) по данным РЛИ за июль-сентябрь 2007 г. Розовыми точками отмечены центры антициклонов, черными точками – центры циклонов. Для лучшей видимости точки на (c) крупнее, чем на (a). Цветовая шкала на (a) и (c) – средний за период уровень моря (синий цвет – пониженный, зеленоватый цвет – повышенный). На (d) размер точек отражает радиус вихря. Серая заливка отмечает маску AVISO – эта область не используется для дальнейшего анализа. Серые стрелки — средние за соответствующие периоды времени течения по данным AVISO (рисунки a,b,c) или FESOM (рисунок d). Темно-желтая линия определяет среднеклиматическую зимнюю границу морского льда (на основе данных PIOMAS, <https://pscfiles.apl.uw.edu/zhang/PIOMAS/>); серые линии – изобаты 500 м и 2000 м (из Bashmachnikov et al., 2020).

В данных альтиметрии вихри практически не выделялись на Восточно-Гренландском течении (рис. 2.14а,с), что связано с почти постоянным наличием льда и довольно плохим качеством данных AVISO в этом районе. На изображениях РЛИ и в данных FESOM плотность вихрей в Восточно-Гренландском течении была сравнима с остальными районами Гренландского моря; количество вихрей уменьшалось только в окрестности шельфа Гренландии (рис. 2.14b,d). Достаточно плотная концентрация вихрей РЛИ наблюдалась на шельфе Шпицбергена (глубина воды 100-200 м и менее), где преобладали мелкие вихри со средним радиусом 2 км (рис. 2.14d), которые невозможно обнаружить в альтиметрических данных. Для дальнейшего сравнения, в данных РЛИ и FESOM были удалены все вихри в областях, не используемых при анализе данных AVISO (см. серую маску на рис. 2.14b,d).

В AVISO количество выделенных циклонов и антициклонов, как за весь период наблюдений, так и за июль-сентябрь 2007 г. было примерно одинаковым (рис. 2.14а,с). Это согласуется с результатами альтиметрических измерений по разным районам Мирового океана (Chelton et al., 2011; Raj et al., 2016, 2020). Выделение мезомасштабных вихрей по траекториям поверхностных поплавков в субтропической северо-восточной Атлантике показал аналогичные результаты при некотором преобладании циклонов – 60% от всех выделенных вихрей (Barbosa Aguiar et al., 2011). Примерно тот же результат был получен по результатам анализа модели FESOM (напомним, что применялась методика выделения вихрей идентичная их выделению в альтиметрии AVISO). Однако анализ РЛИ-изображений показывает, что в данных явно преобладают циклоны – около 80% от всех обнаруженных вихрей (Kozlov and Atadzhanova, 2022), что согласуется с аналогичными результатами для Восточно-Гренландского течения (Bondevik, 2011), Баренцева и Карского морей (Атаджанова и др., 2017).

Пространственное распределение характеристик вихрей, полученных из наборов данных альтиметрии AVISO, модели FESOM и данным РЛИ, анализируется на регулярной сетке 50×50 км (рис. 2.15). Все типы данных показывают рост количества вихрей вдоль основных течений в регионе. Причем по данным РЛИ максимальное количество вихрей располагается ближе к берегу, чем в данных альтиметрии AVISO (рис. 2.15а,с). В FESOM области повышенного количества вихрей объединяют вышеупомянутые области как AVISO, так и РЛИ (рис. 2.15b).

Данные AVISO, РЛИ и FESOM имеют похожие тенденции к увеличению радиусов вихрей к северу региона (рис. 2.16а-с). Наибольшие различия наблюдаются вдоль ядра Восточно-Гренландского течения, где результаты AVISO и FESOM показывают, что вихри больше среднего, а вихри РЛИ, наоборот, меньше среднего (рис. 2.16а-d). Корреляции между пространственными диаграммами характеристик вихрей в AVISO и РЛИ были низкими: ниже 0.1 для всего района исследований и 0.3 для его восточной части (восточнее 2° з.д.).

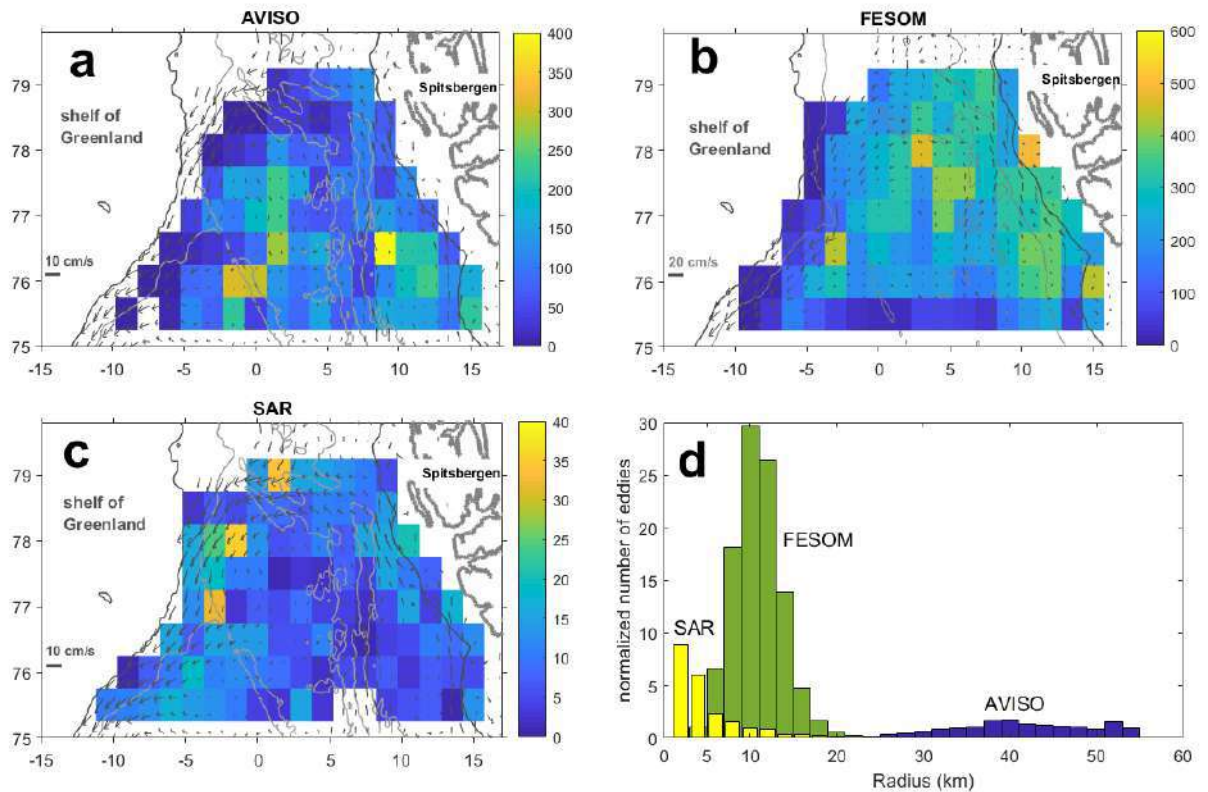


Рис. 2.15. Пространственное распределение количества обнаруженных вихрей: (а) по данным альтиметрии AVISO за 1993-2019 гг., (б) по данным модели FESOM за весь 2007 г. и (с) по данным РЛИ за 07-09.2007 г. Серые стрелки — средние течения AVISO (а, с) и средние течения FESOM (б) за соответствующие периоды наблюдений. (d) Гистограммы радиусов вихрей по данным AVISO (синий), FESOM (зеленый) и РЛИ (РЛИ, желтый). Количество вихрей нормировалось на общее количество обработанных изображений (ежедневные данные РЛИ и FESOM, еженедельные данные AVISO) (из Bashmachnikov et al., 2020).

Наиболее существенные различия между тремя массивами данных наблюдаются в гистограммах радиусов вихрей, в значительной степени связанных с разным пространственным разрешением массивов (рис. 2.16d). В данных AVISO среднее и мода динамических радиусов вихрей составляет около 40 км, а динамические радиусы охватывают диапазон 20-55 км, в пределах пространственного разрешения данных. По данным РЛИ средний радиус вихря составляет около 4 км, порядка среднего летнего значения радиуса деформации Россби (Nurser and Bacon, 2014), тогда как мода составляет около 1-2 км. Т.е. 80% РЛИ-вихрей относится к субмезомасштабу. Более крупные вихри преобладают в более глубоких районах (рис. 2.16с), где средний радиус составляет 4-5 км, а максимальный достигает 32 км. Разрешение FESOM не позволяет фиксировать 1-2-км вихри. Мода радиусов вихрей FESOM приходится на 10 км и занимает промежуточное значения между результатами AVISO и РЛИ.

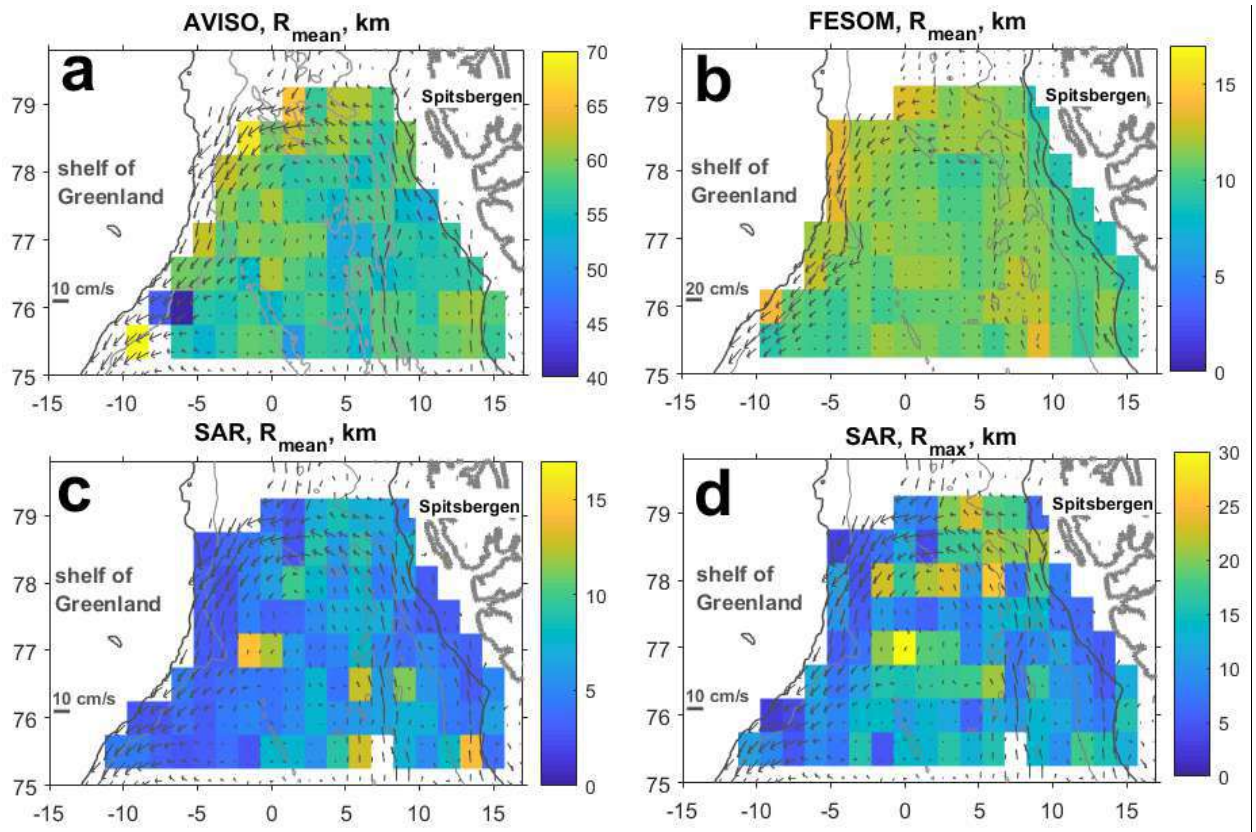


Рис. 2.16. Пространственное распределение радиусов вихрей (км): (а) средние динамические радиусы по данным AVISO (1993-2019 гг.); (б) средние динамические радиусы по данным FESOM (2007 г.); (в) средние радиусы по данным РЛИ (07-09.2007 г.); (д) то же, что и (в), но для максимального значения радиуса вихря в ячейке сетки (обратите внимание на разницу в цветовых шкалах). Серые стрелки — средние значения течений за период наблюдений (а, в, г — AVISO; б — FESOM). Серыми линиями отмечены изобаты 500 м и 2000 м (из Bashmachnikov et al., 2020).

По данным AVISO и FESOM, пиковая (по модулю) относительная завихренность (рис. 2.17а,б) и максимальная азимутальная скорость ядер вихрей (не показана) расположены вдоль основных течений. Поскольку эти области также имеют повышенный уровень КЭП в AVISO (рис. 2.15), мезомасштабные вихри вносят основной вклад в КЭП (см. также, Fratantoni, 2001). Эти же области были выделены в качестве областей повышенной КЭП и районов наиболее интенсивного образования вихрей в изучаемом регионе, полученных по данным модели ROMS (Regional Ocean Modeling System) с пространственным разрешением 0.8×0.8 км (Trodel and Isachsen, 2018).

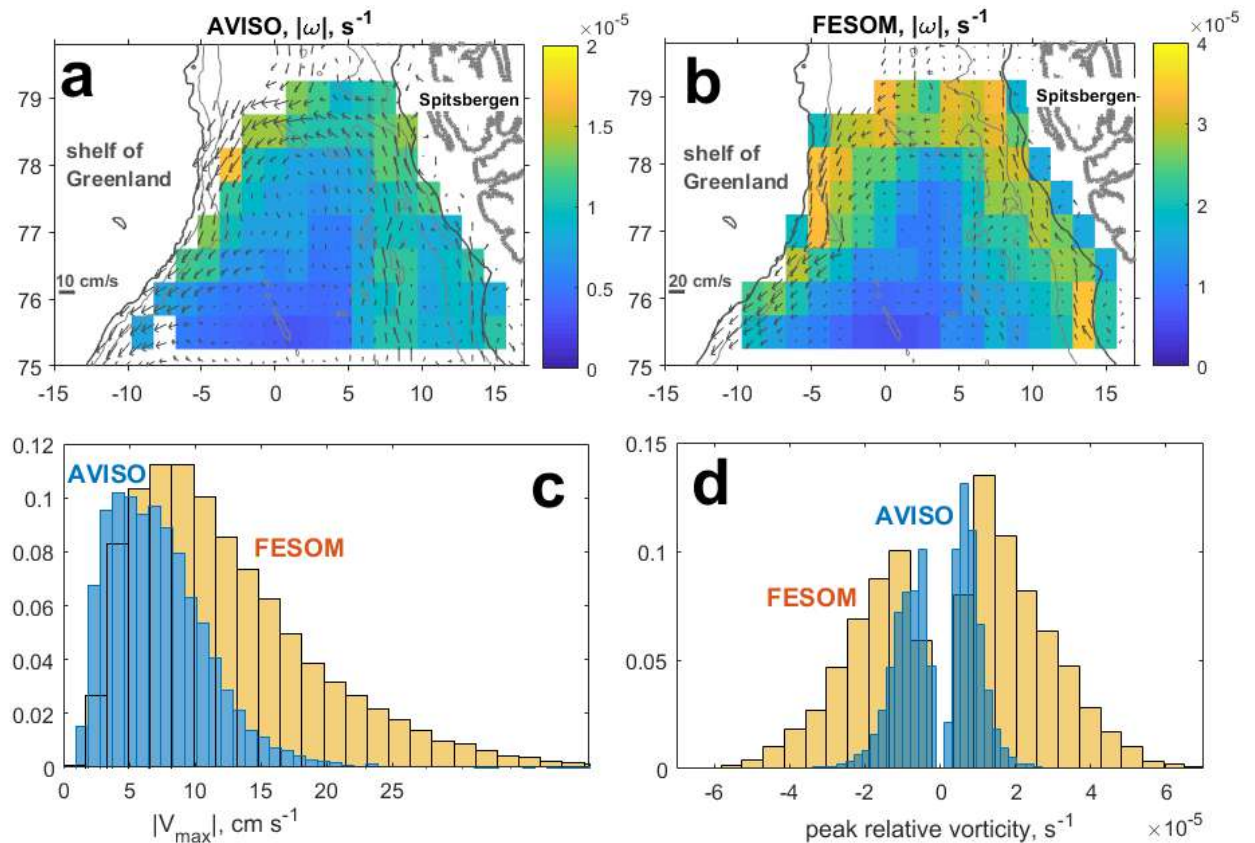


Рис. 2.17. Пространственные распределения модуля максимальной относительной завихренности вихря (s^{-1}), по данным (a) альтиметрии AVISO и (b) модели FESOM. Обратите внимание на разницу в цветовых шкалах: максимальное значение в (b) в 2 раза больше, чем в (a). Серыми линиями отмечены изобаты 500 м и 2000 м. Нормализованные гистограммы (c) модуля максимальной азимутальной скорости вихрей ($cm\ s^{-1}$) и (d) пиковой относительной завихренности вихрей (s^{-1}) по данным AVISO (синие) и FESOM (желтые) (из Bashmachnikov et al., 2020).

Среднее число Россби (Ro) вихрей, оцениваемое как отношение пиковой относительной завихренности ядра вихря к параметру Кориолиса, в данных AVISO не превышает 0.07, тогда как в данных FESOM его значение в два раза больше и составляет 0.14 (рис. 2.17c,d). Последнее ближе к характерному значению $Ro \sim 0.2$ мезомасштабных вихрей (Carton, 2001). Сравнение с результатами FESOM показывает, что AVISO также примерно в 2 раза занижает пиковую азимутальную скорость. Это связывается с пространственным сглаживанием аномалий уровня моря в данных AVISO в процессе обработки и интерполяции вдольтрековых сигналов на регулярную сетку. Аналогичные результаты получены для Лофотенской котловины несколько южнее (Yu et al., 2017; Bashmachnikov et al., 2018). И в данных AVISO, и в данных FESOM средняя интенсивность антициклонов и циклонов близки друг к другу (рис. 2.17d).

Результаты этого раздела показывают, что вихри, обнаруженные в данных альтиметрии AVISO, РЛИ и FESOM демонстрируют схожую пространственную структуру несмотря на то, что разные данные преимущественно характеризуют вихри разных пространственных масштабов: от крупных мезомасштабных в AVISO до преимущественно малых субмезомасштабных в РЛИ. Общая картина показывает увеличение количества вихрей и усиление интенсивности вихрей вдоль основных течений, что согласуется с

предыдущими исследованиями (Trodahl and Isachsen, 2018). Также отмечается увеличение кинетической энергии вихрей к северу, к проливу Фрама, где наблюдались наиболее высокие азимутальные скорости вихрей в регионе (Nilsen et al., 2006; von Appen et al., 2015, Hattermann et al., 2016; Kolas and Fer, 2018).

Небольшие мезомасштабные и субмезомасштабные вихри, обнаруженные на РЛИ, часто являются результатом неустойчивости более крупных (мезомасштабных) вихрей, тогда как средние течения имеют тенденцию генерировать, прежде всего, мезомасштабные структуры размером от 1ого до 3х первых бароклинных радиусов деформации Россби (Cushman-Roisin and Beckers, 2011), т.е. порядка 5–15 км для района исследования. В окрестности всех наблюдавшихся вихрей РЛИ с $R_m \leq 15$ км оценивалась максимальная скорость фоновых течений в четырех узлах сетки AVISO вокруг центров вихрей. Отношение гистограммы распределения скоростей течений AVISO по всему району исследования к гистограмме распределения максимальных скоростей течений AVISO в окрестности вихрей РЛИ (рис. 2.18а) показывает, что большинство субмезомасштабных вихрей РЛИ сосредоточено либо в областях очень слабых течений (ниже 2 см с^{-1}), либо в областях довольно сильных течений ($12\text{--}18 \text{ см с}^{-1}$, что близко к максимальной скорости основных течений в регионе). Увеличение количества субмезомасштабных РЛИ-вихрей в районах основных течений позволяет предположить, что они могут генерироваться как в результате быстрого распада первоначально образовавшихся мезомасштабных вихрей, так и непосредственно средними течениями, например, при взаимодействии с неровностями топографии (см., например, Зацепин и др., 2011).

Гистограмма расстояний центров вихрей РЛИ от центра ближайшего мезомасштабного вихря AVISO, где расстояние от центра нормировано на радиус мезомасштабного вихря (рис. 2.18b), показывает, что максимальное количество субмезомасштабных вихрей обнаруживается на периферии ядра мезомасштабных вихрей, где азимутальная скорость мезомасштабного вихря и ее сдвиг достигают больших значений. Это говорит о вероятной генерации мезомасштабными вихрями, идентифицируемыми в данных AVISO, субмезомасштабных вихрей, наблюдаемых на РЛИ.

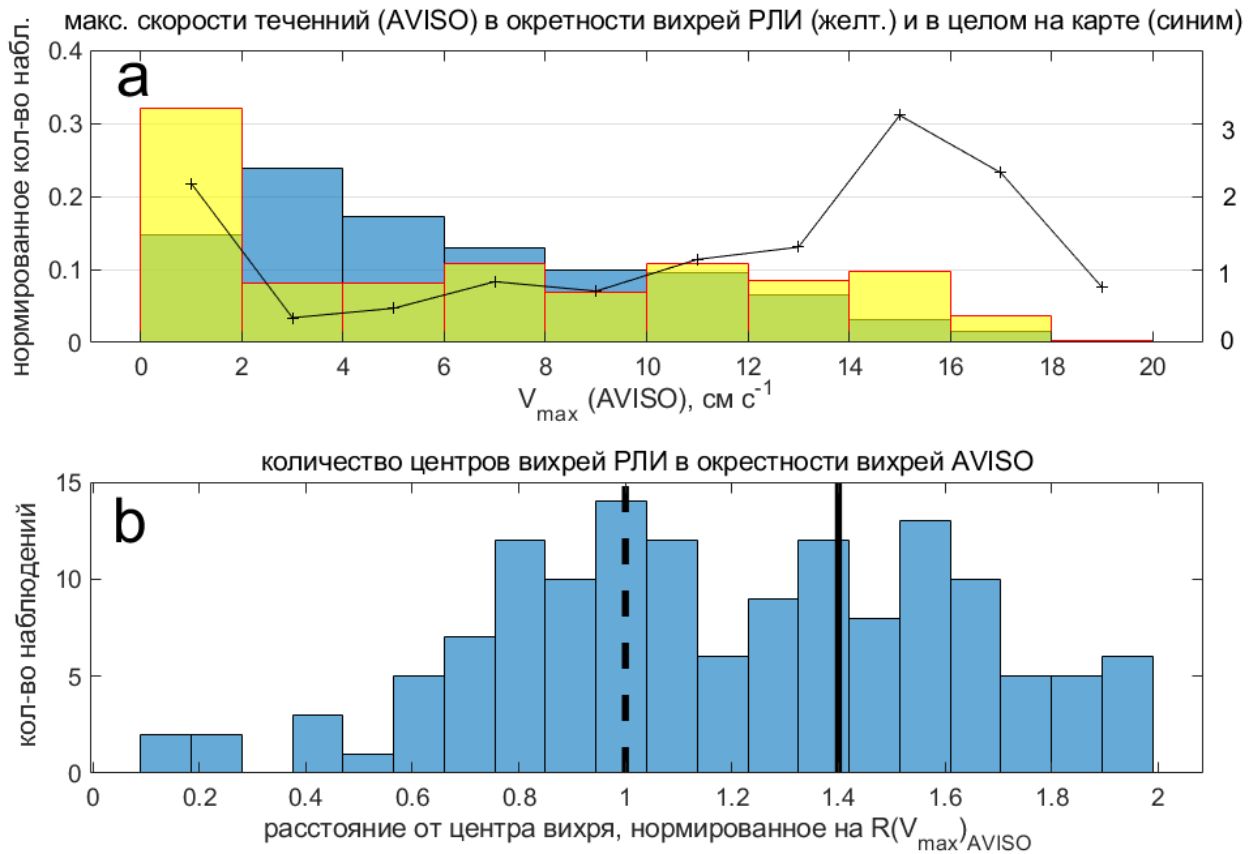


Рис. 2.18. (а) Статистика скоростей течений AVISO в окрестностях вихрей, выделенных на РЛИ 25.07.2007 г. Синим цветом показана нормированная гистограмма скоростей течений AVISO (cm s^{-1}) по всему району исследования; желтым – нормированные гистограммы максимальной скорости фонового течения (cm s^{-1}) вблизи обнаруженных на РЛИ вихрей (на расстоянии ≤ 25 км). Черная линия характеризует отношение второго параметра к первому (правая шкала Y). Гистограммы нормированы на общее количество использованных точек сетки, так что сумма всех столбцов равна 1. (б) Гистограмма количества вихрей РЛИ как функция расстояния от центра ближайшего мезомасштабного вихря AVISO, ось X нормирована на радиусы соответствующих вихрей AVISO. Вертикальными линиями отмечены радиус максимальной азимутальной скорости (штриховая черная линия) и динамический радиус (сплошная черная линия) вихрей AVISO (из Bashmachnikov et al., 2020).

2.4.2 СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВИХРЕЙ ПО ДАННЫМ РЛИ И ВДОЛЬТРЕКОВОЙ СПУТНИКОВОЙ АЛЬТИМЕТРИИ НА ПРИМЕРЕ СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ ГРЕНЛАНДСКОГО МОРЯ

В этом разделе представлен пример сравнения вихрей, обнаруженных на единичной карте альтиметрии AVISO (12 вихрей) и на снимках РЛИ, выполненных в тот же период (22-28 июля 2007 г.). Выбор периода обусловлен полным покрытием района исследований высококачественными снимками РЛИ, позволившими выделить в общей сложности 410 вихрей за неделю (рис. 2.19). Наблюдаемое кое-где наложение нескольких вихрей является следствием того, что на двух последовательных РЛИ-изображениях (с интервалом в 1–2 дня) один и тот же вихрь мог быть идентифицирован повторно, либо распасться на несколько вихрей. Поскольку время жизни субмезомасштабных вихрей обычно невелико

(1-3 дня), то предполагается, что в подавляющем большинстве случаев наблюдаются разные вихри.

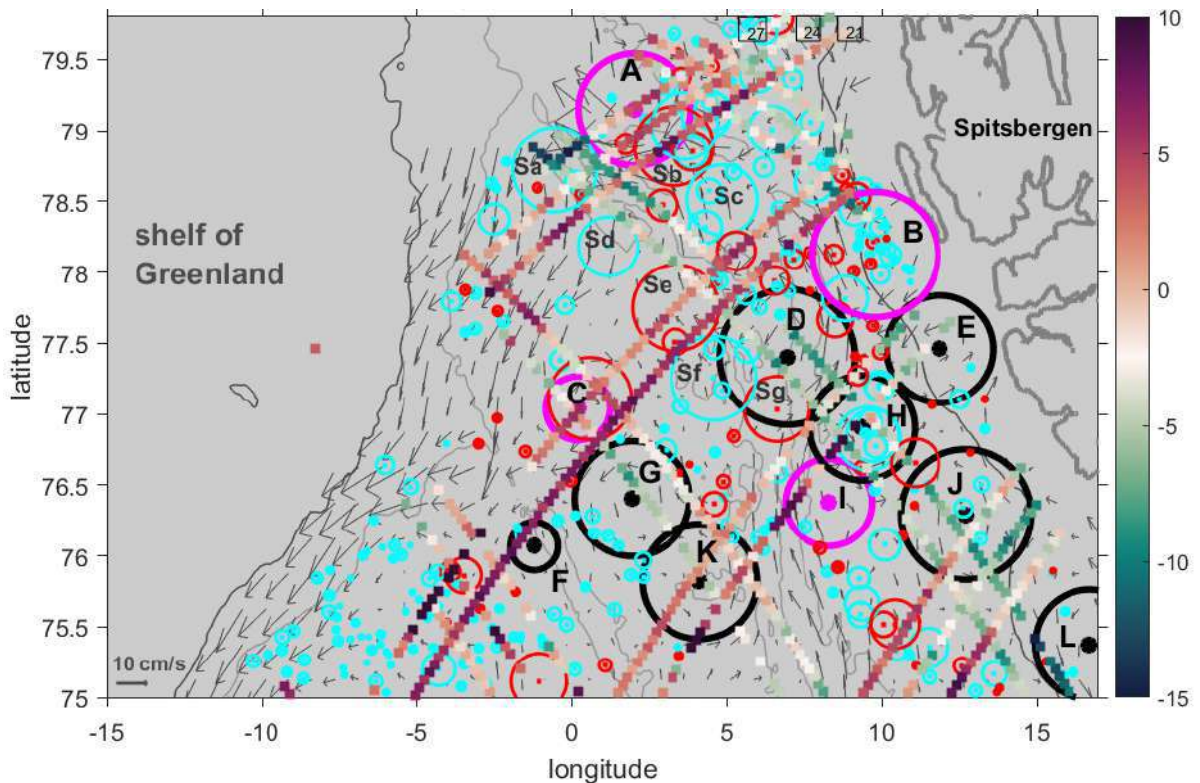


Рис. 2.19. Расположение вихрей, выделенных в данных альтиметрии AVISO (розовые окружности — антициклоны, черные — циклоны) и в данных РЛИ (красные окружности — антициклоны, голубые — циклоны) в течение 22-28.07.2007г. Точки отмечают центры вихрей; размер окружностей характеризует радиус вихря. Цветными линиями показаны все треки альтиметрии массива RADS, пересекающие регион с 22 по 28 июля 2007 г., цвет — высота уровня моря (см). Серые контуры — изобаты 500 и 2000 м (из Bashmachnikov et al., 2020).

На карте AVISO 22-28 июля 2007 г. было выделено 12 вихрей. Вдольтрековые данные свидетельствуют, что каждый из обнаруженных вихрей пересекается хотя бы одним треком, за исключением вихря **В** (рис. 2.19). Таким образом, замкнутая структура течений в вихре **В** является результатом интерполяции с других треков, выполненных вне анализируемого периода, а сам вихрь **В** — артефакт процедуры обработки данных AVISO. Этот вихрь был исключен из дальнейшего анализа.

Для используемого окна в одну неделю расстояние между соседними треками составляет от 25 км до более чем 100 км (рис. 2.19). При использовании окна в один месяц, среднего интервала сбора информации для карт AVISO, треки практически равномерно покрывают всю область, а расстояния между соседними треками находятся в диапазоне 15-30 км. Однако при пространственно-временной интерполяции данных на карту AVISO, данные с более удаленных по времени треков «размазываются» за счет изменчивости уровня моря во времени. Таким образом, подавляющее большинство вихрей на картах AVISO выделяется в местах прохождения набора треков, собранных за недельный период, между которыми имеются большие пробелы в наблюдениях, где вихри, как правило, не идентифицируются.

Радиусы 10 самых крупных мезомасштабных вихрей на РЛИ (обозначенных буквами Sa - Sg на рис. 2.19) в среднем в 1.5 раза меньше, чем в радиусы 12 вихрей, выделенных в альтиметрии AVISO: средний радиус мезомасштабных РЛИ-вихрей равен 30 км, а средний радиус вихрей в AVISO равен 42 км. Такое же соотношение было получено Yu et al. (2017) при сравнении радиуса Лофотенского вихря по данным альтиметрии AVISO с данными прямых наблюдений.

Следующие несколько абзацев посвящены анализу связи между вихрями, выделенными по картам AVISO и по вдольтрековым данным, и по данным РЛИ. Только в двух случаях вихри, идентифицированные в AVISO, могут быть идентифицированы как вихри примерно такого же размера на РЛИ: антициклон **C** (с центром 77° с.ш. 0.4° в.д., 32 км в РЛИ и 26 км в AVISO) и циклон **H** (76.9° с.ш., 9.5° в.д., 20-25 км в РЛИ и 40 км в AVISO). Оба эти вихря находятся на пересечениях альтиметрических треков, выполненных в течение исследуемой недели (рис. 2.19), что делает их идентификацию наиболее надежной. Возможно также, что антициклонический вихрь **A** AVISO с $R_m=45$ км соответствует соседнему антициклоническому РЛИ-вихрю **Sb** с $R_m=30$ км, а циклон **D** с $R_m=50$ км мог быть идентифицирован в РЛИ как циклон **Sf** с $R_m=33$ км (рис. 2.19). Смещение центров вихрей в альтиметрии могло быть результатом пересечения разновременными треками различных участков перемещающегося вихря.

Циклонический вихрь **E** (78.1° с.ш., 10° в.д.) пересекают два альтиметрических трека, однако в данных РЛИ он не воспроизводится. Вместо этого на периферии вихря **E** наблюдается несколько циклонических и антициклонических вихрей РЛИ с радиусами на порядок меньше, которые могут быть интерпретированы как результат взаимодействия вихря **E** с топографией, Западно-Шпицбергенским течением и соседними вихрями.

Несколько небольших РЛИ-вихрей обнаружено в циклоническом вихре **J** (76.3° с.ш., 13° в.д.), пересекаемом несколькими треками AVISO. Однако вихрь слабый, с предельно малой пиковой относительной завихренностью $2 \times 10^{-6} \text{ c}^{-1}$. Вполне вероятно, что такие слабые, но крупные вихри AVISO являются результатом искусственного слияния нескольких более мелких вихрей одного знака вследствие сглаживания вдольтрековой информации на картах AVISO процедурами интерполяции и подавления шума (Le Traon et al., 1998; Ducet et al., 2000).

Некоторые вихри, выделяемые в РЛИ и достаточно крупные, чтобы их можно было обнаружить по данным AVISO, «просеялись» между выполненными треками (**Sc**, **Sd** и **Sg**) (рис. 2.19). Другие РЛИ-вихри (**Se** и **Sa**) пересекаются альтиметрическими треками, которые выявляют соответствующие аномалии уровня моря, однако тоже не выделяются как вихри на картах AVISO. Это может быть связано с небольшим временем их жизни или большой скоростью перемещения. Так, наибольшие регистрируемые скорости перемещения вихрей в регионе в $5-10 \text{ см c}^{-1}$ (см. также Raj et al., 2016) за 3-7 дней будут смещать 30-километровый вихрь на расстояние одного своего радиуса. Структура скоростей течений будет размазана на разновременных треках и контуры вращающегося ядра могут терять свою замкнутость на интерполированных картах AVISO. Действительно, на карте AVISO выделяются слабые аномалии относительной завихренности соответствующего знака показав в областях расположения этих вихрей, тем не менее, недостаточно выраженные для автоматического выделения их алгоритмом.

Таким образом, надежность обнаружения вихрей по данным неодновременных альтиметрических треков зависит также от скорости перемещения вихря и его

динамической устойчивости. Подобный эффект в альтиметрии AVISO может привести к искусственному занижению числа вихрей вдоль сильных средних течений, и мог быть причиной уменьшения количества вихрей в Восточно-Гренландском в AVISO, чего не наблюдалось в данных РЛИ или FESOM (рис. 2.14-2.15).

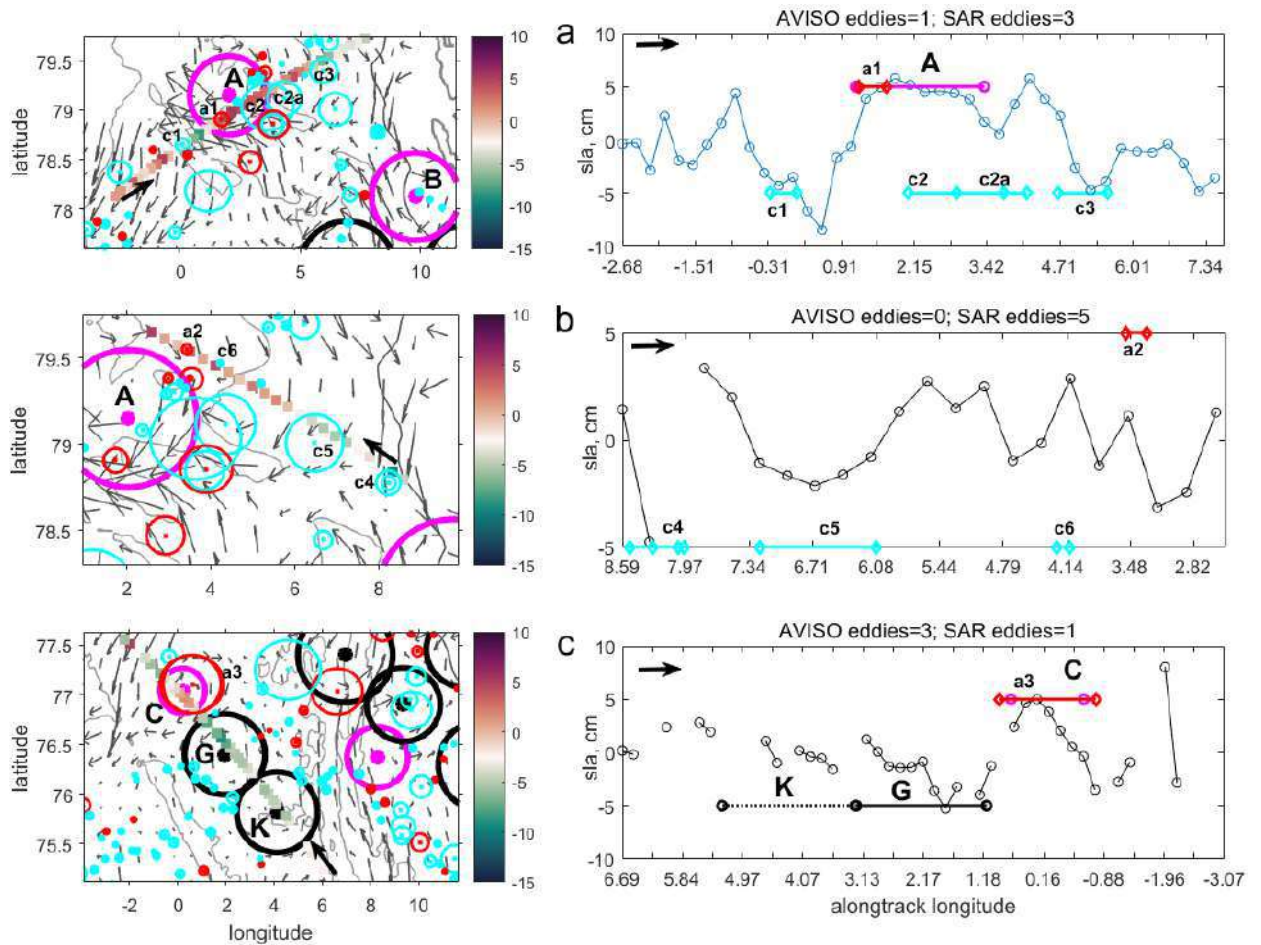


Рис. 2.20. Слева – вырезки из рис. 2.19, где обозначен только один из треков альтиметра, справа – соответствующие вдольтрековые аномалии уровня моря (см) с удаленным трендом. а – трек № n1p0220c60 от 24.07.2007 г. и вихри РЛИ, обнаруженные 23-25.07.2007 г.; б – трек № n1p0225c60 от 24.07.2007 г. и вихри РЛИ, обнаруженные 23-25.07.2007 г.; в – трек № n1p0255c60 от 25.07.2007 и вихри РЛИ, обнаруженные 25-26.07.2007. Черные стрелки отмечают направление движения вдоль трека. На правых рисунках отрезками отмечены границы вихрей, выделенных в AVISO (розовый — антициклоны, черный — циклоны) и в РЛИ-вихрей (красный — антициклоны, голубой — циклоны), которые пересекаются показанными треками. Меньшее количество представленных на рисунках РЛИ-вихрей, по сравнению с рис. 2.19, является результатом сокращения примерно вдвое временного интервала их обнаружения, используемого на этом рисунке (из Bashmachnikov et al., 2020).

Совместный анализ вдольтрековых аномалий уровня моря над вихрями в данных альтиметрии и вихрей РЛИ, которых пересекали данные треки (рис. 2.20) позволил сформулировать два базовых условия для обнаружения вихря в сеточном продукте AVISO в исследуемом регионе: 1) динамический радиус вихря должен быть не менее 20-30 км, и 2) аномалия уровня моря в центре вихря должна превышать 5-10 см. Также увеличение

времени жизни и уменьшение скорости перемещения способствуют проявлению вихря на картах AVISO. Условие 1) хорошо согласуется со статистическим анализом данных моделирования Tournadre (1990): вероятность обнаружения вихря радиусом более 50-60 км составляет 80-90%, вихря радиусом 25-30 км – 50-70%, а вихря с радиусом менее 20 км – 0-5%.

2.4.3 СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИДЕНТИФИКАЦИИ ВИХРЕЙ ПО ДАННЫМ РЛИ И ЦВЕТА ОКЕАНА НА ПРИМЕРЕ ЛОФОТЕНСКОЙ КОТЛОВИНЫ НОРВЕЖСКОГО МОРЯ

Дополнительная информация о возможности выделения вихрей в различных диапазонах спутниковых данных была получена путем сравнения данных альтиметрии AVISO, РЛИ и цвета океана в центральной части Лофотенской котловины, на полигоне примерно 300×300 км, который включал и квазипостоянный Лофотенский вихрь (рис. 2.21а). Здесь использовались данные РЛИ спутника Sentinel-1А в С-диапазоне с пространственным разрешением 20×40 м и сверхширокозахватном режиме (ширина полосы обзора 400 км). Было выбрано 3 эпизода из 2015 и 2016 гг., по 3-4 недели каждый: когда Лофотенский вихрь взаимодействовал с другим мезомасштабным вихрями (по данным AVISO) и когда облачный покров был достаточно разрежен, чтобы выделять вихри в цвете океана. Было проанализировано в сумме 10 недель, за которые на РЛИ было идентифицировано 1560 вихрей. Эти данные сравнивались с данными цвета океана (хлорофилла) OC-CCI версии 3.1 с пространственным разрешением 1×1 км (см. раздел 2.3.5). За 10 недель наблюдений было проанализировано 35 полей цвета океана со сравнительно большими районами свободными от облаков и выделено в общей сложности 1631 вихрь (рис. 2.21б). Выделение вихрей в полях хлорофилла проводилось визуально по наличию спиралевидных структур, что аналогично их выделению в данных РЛИ.

Гистограммы радиусов вихрей в данных РЛИ и цвета океана различались в связи с меньшим разрешением последнего (рис. 2.21с), аналогично различию гистограмм РЛИ и модели FESOM в предыдущем разделе (рис. 2.15d): видно явное смещение радиусов вихрей РЛИ в сторону меньших масштабов. Если данные РЛИ имели радиусы в диапазоне от 1 до 32 км и моду 1-2 км, то данные хлорофилла имели диапазон от первых км до 50 км и моду 3-4 км. Количество вихрей росло с уменьшением их размера. Таким образом, данные в Лофотенской котловине подтверждают данные в северной части Гренландского моря (раздел 2.4.2), и показывают, что данные РЛИ не позволяют массово выделять вихри достаточно больших масштабов, тогда как спутниковая альтиметрия не видит вихри малого масштаба. В этом смысле данные РЛИ следует рассматривать скорее как дополнение к данным альтиметрии AVISO, чем как альтернативу.

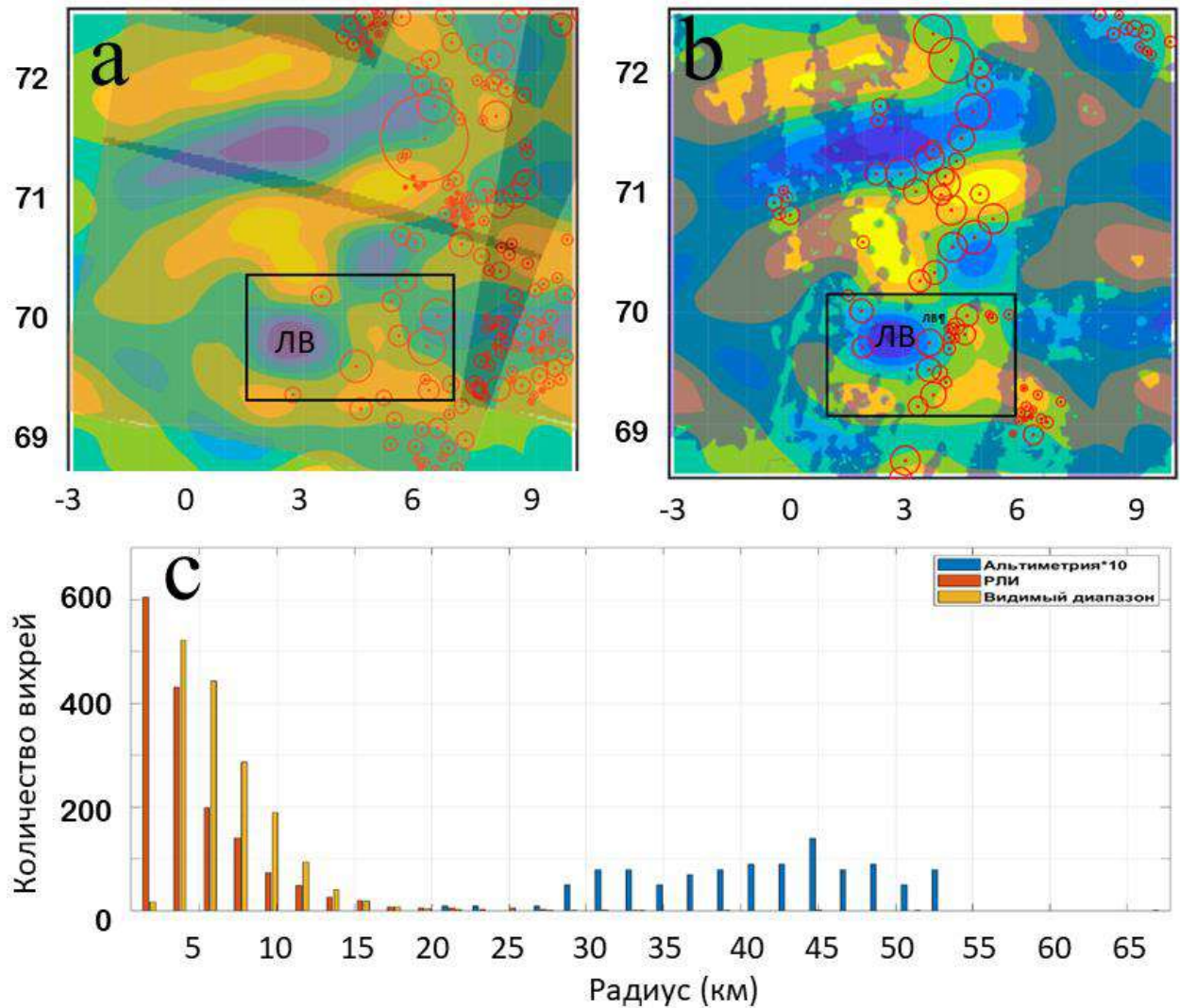


Рис. 2.21. Композитная карта выделенных вихрей на период 9-16 апреля 2015г.: (а) в данных РЛИ (тенью показаны области покрытия используемых снимков РЛИ, более темные тени – области наложения 2х и более снимков) и (б) в данных хлорофилла-а (тенью показана облачность, где отсутствуют данные). Цветом показана относительная завихренность по данным альтиметрии AVISO. Черным квадратом показана окрестность Лофотенского вихря (ЛВ). (с) Гистограмма радиусов вихрей по данным спутниковой альтиметрии (синий), радиолокационной съемки (красный), съемки в видимом диапазоне (желтый). Для лучшей визуализации на гистограмме количество вихрей в данных спутниковой альтиметрии умножено на 10 (по Новикова и Баимачников).

2.4.4 СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА СКОРОСТЕЙ ДВИЖЕНИЯ ВИХРЕЙ, ВЫДЕЛЕННЫХ ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВОЙ АЛЬТИМЕТРИИ AVISO И ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ FESOM НА ПРИМЕРЕ СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ ГРЕНЛАНДСКОГО МОРЯ

Скорости поступательного движения вихрей оценивались по следующему алгоритму. Для каждого вихря, на следующем временном шаге осуществлялся поиск вихря того же знака на расстоянии, равном удвоенному динамическому радиусу анализируемого вихря. В случае обнаружения такого вихря, оценивался вектор скорости перемещения вихря. Если этим критериям удовлетворяло сразу несколько вихрей, то выбирался ближайший к исходному вихрю, либо, если расстояния до нескольких вихрей были

практически одинаковы (в пределах шага сетки AVISO), выбирался вихрь, расположенный вдоль вектора среднего течения. Окончательная карта средних скоростей перемещений вихрей была получена путем усреднения всех векторов смещений вихрей в ячейках сетки 50 x 50 км. Ячейки с менее чем пятью зарегистрированными смещениями вихрей исключались из дальнейшего анализа.

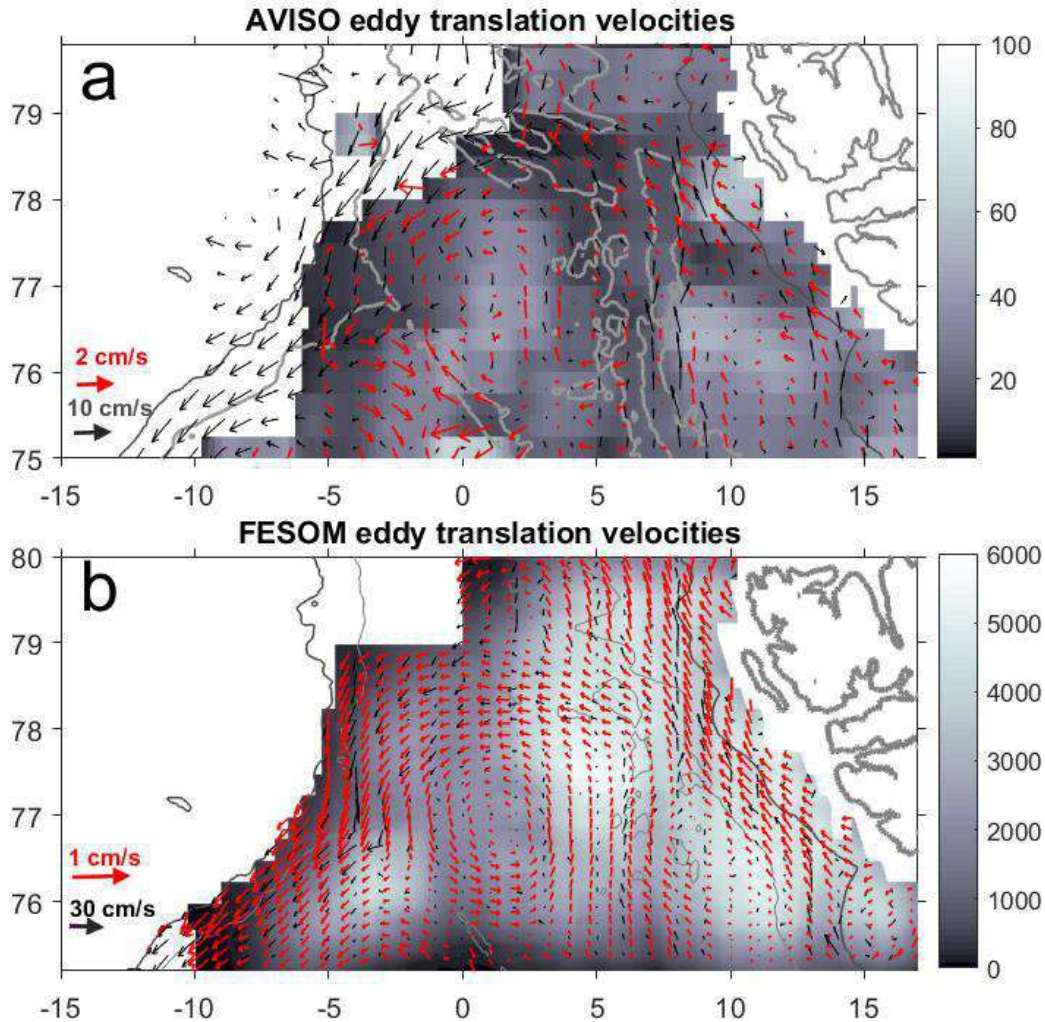


Рис. 2.22. Красными векторами показаны средние во времени вектора скоростей перемещений вихрей ($\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$), сглаженных окном 50 x 50 км: (a) по данным альтиметрии AVISO за 1993-2019 гг., (b) по данным модели FESOM за 2007 г. Цветовая шкала показывает количество пар вихрей, используемых для расчета средних скоростей. Скорости фонового течения ($\text{cm}\cdot\text{s}^{-1}$), осредненные за тот же период, показаны черными векторами. Обратите внимание на разницу в масштабах векторов различного цвета (слева внизу). Показаны изобаты 500 и 2000 м.

Направления перемещений вихрей по данным альтиметрии AVISO (за 1993-2019 гг.) и гидродинамической модели FESOM (за 2007г.) показывают очень близкие результаты (рис. 2.22a,b). Вихри движутся преимущественно вдоль особенностей топографии, вместе с топографически захваченными течениями, циклонически обходя северную часть Гренландского моря (рис. 2.22a,b). Это хорошо согласуется с известными механизмами распространения вихрей под влиянием топографического β -эффекта (роль которого по сравнению с планетарным β -эффектом растет к полюсам) и адвекции вихрей средними

течениями (Fu, 2009; Koszalka et al., 2011). Средние скорости перемещения вихрей составляют $1-2 \text{ см с}^{-1}$, что характерно для мезомасштабных вихрей в океане (Koszalka et al., 2011; Bashmachnikov et al., 2015; Raj et al., 2016).

Выделяются две зоны конвергенции траекторий вихрей (рис. 2.22а): в западной части пролива Фрама (вихри проходят с севера и с востока) и в районе $75-76^\circ \text{ с.ш. } 3-0^\circ \text{ з.д.}$ (вихри приходят с запада и с востока). Первая зона также выделяется как локальный максимум количества вихрей по данным РЛИ (рис. 2.15). Вторая зона находится в области повышенного (хотя и не максимального) количества вихрей РЛИ (прежде всего малых вихрей) и является зоной максимального количества мезомасштабных вихрей по данным AVISO (рис. 2.15). Концентрация вихрей повторяет концентрацию буев ARGO циклоническом круговороте Гренландского моря (Fedorov and Bashmachnikov, 2020) и, вероятно, связана с крупномасштабной конвергенцией средних потоков в этой области. Обилие мелких вихрей РЛИ в этом районе (рис. 2.19) вероятно является результатом разрушения крупных вихрей.

Результаты более высокого разрешения FESOM (рис. 2.22b) дают более подробную информацию о природе этих зон конвергенции. Северная зона конвергенции вихрей расположена в районе контакта Западно-Шпицбергенского и Восточно-Гренландского течений, в зоне контакта циклонического к югу от пролива Фрама в бассейне Борея (с центром в $77^\circ \text{ с.ш. и } 2^\circ \text{ в.д.}$) и круговорота над впадиной Моллой пролива Фрама (с центром в $79^\circ \text{ с.ш. и } 2^\circ \text{ в.д.}$). Южная зона конвергенции – это область контракта большого циклонического круговорота Норвежско-Гренландского районе (с центром на $75^\circ \text{ с.ш. и } 3^\circ \text{ з.д.}$) с уже упомянутым круговоротом в бассейне Борея (с центром в $77^\circ \text{ с.ш. и } 2^\circ \text{ в.д.}$).

2.5 ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ГЛАВЫ 2

Результаты сравнительного анализа данных AVISO с данными РЛИ показали, что что размытие сигнала спутниковой альтиметрии приводит к искусственному увеличению радиусов вихрей на картах AVISO в среднем в 1.5-2 раза. Это согласуется с предыдущими оценками для Лофотенского вихря Норвежского моря, основанными на сравнении результатов AVISO и натуральных наблюдений (Yu et al., 2017). Впрочем, в тех редких случаях, когда вихрь фиксируется в области пересечения альтиметрических треков, возможно точная фиксация радиуса вихря в AVISO (вихрь С на рис. 2.19). Желательно также наличие соседнего трека, проходящего через периферию вихря. Следует, однако, помнить, что здесь используются динамические радиусы R_m , которые характеризует переход относительной завихренности ядра вихря через ноль. На расстоянии R_m от центра вихря скорости составляют вихря Релея порядка 80% от их максимального значения в вихре и, собственно, переход периферийной области вихря в фоновые значения термохалинных и динамических характеристик обычно наблюдаются на расстояниях 1.5-2 R_m от центра вихря. В этом смысле радиусы, полученные по данным AVISO близки к радиусам термохалинных аномалий в вихре. Это следует учитывать при использовании данных AVISO для анализа переноса массы и термохалинных характеристик вихрями.

Сравнение с данными FESOM также показали, что данные AVISO занижают азимутальные скорости в вихрях примерно в 2 раза, по упомянутым выше причинам. Это согласуется с занижением на 30-50% для вихрей Лофотенской котловины, полученным при

сравнении данных спутниковой альтиметрии с наблюдениями *in situ* (Raj et al., 2016, Yu et al., 2017).

Сравнение разных источников данных также показало, спутниковая альтиметрия AVISO позволяет надежно обнаруживать вихри с динамическими радиусами AVISO $R_m \geq 40-50$ км (что соответствует реальным динамическим радиусам вихрей 20-25 км). Вихри с динамическими радиусами 20-40 км (соответствующие реальными динамическими радиусами 10-20 км) могут быть обнаружены эпизодически, когда их центры находятся достаточно близко к альтиметрическим трекам. Это несколько больше, чем минимальный радиус выделяемых в AVISO вихрей 15-20 км, который приводится в данных литературы для районов более низких широт (Tournadre, 1990; Chelton et al., 2011; Raj et al., 2016). Различие, вероятно, связано с отсутствием в морях Северо-Европейского бассейна данных спутников серии TOPEX/Poseidon. Вихри с динамическими радиусами 15-20 км (реальные радиусы 7-10 км) могут быть идентифицированы только по данным вдольтрековой альтиметрии (см. Chavanne and Klein, 2010), тогда как сглаживание, шумоподавление и интерполяция данных стирают структуры такого размера с карт AVISO, за исключением тех случаев, когда вихри оказываются очень интенсивными (аномалии уровня моря превышают 5-10 см) и когда через их ядро проходит альтиметрический трек (как, например, для вихря С, рис. 2.19). В то же время, большое количество достаточно крупных вихрей, обнаруживаемых по РЛИ (такие как **Sa**, **Sc**, **Sd**, **Se**, рис. 2.19-2.20) просеиваются сквозь сетку AVISO, иногда, впрочем, оставляя слабый сигнал в поле относительной завихренности за счет влияния периферии вихрей на удаленные от центра вихря треки.

Помимо областей вблизи берега и в районах сплоченного льда, можно ожидать искусственного уменьшения количества вихрей в данных AVISO и в областях больших скоростей фоновых течений. В последнем случае идентификация вихрей в AVISO затруднена из-за высоких скоростей смещения вихрей, что видно при сравнении данных AVISO с данными модели FESOM (рис. 2.16a,b).

Тем не менее, несмотря на все ограничения, сравнение с результатами статистического анализа данных моделирования или РЛИ показывают, что альтиметрия AVISO хорошо отражает основные особенности распределения средних по времени характеристик вихрей и характера их перемещения. В связи со своей доступностью, наличием автоматических алгоритмов идентификации, альтиметрия AVISO остается полезным инструментом для анализа динамики мезомасштабных вихрей. Результаты также указывают на критическую важность количества спутников для правильной оценки геометрических свойств вихрей в данных альтиметрии AVISO. Считается, что 3х альтиметрических миссий с периодом покрытия Земного шара от 10 до 30 дней и расстоянием между соседними треками на экваторе от 100 до 300 км достаточно для надежного выделения мезомасштабных структур в комбинированных данных AVISO.

Было показано, что данные РЛИ не дублируют, а дополняют информацию о вихрях, полученных по данным альтиметрии AVISO, поскольку эти сенсоры позволяют выявлять вихри разных пространственных масштабов. В данных РЛИ четко проявляются небольшие вихри (радиусом менее 5 км), но обнаружение больших вихрей в этих данных затруднено. Так, хотя самые большие из обнаруженных на РЛИ вихрей имели динамический радиус 20-25 км, их количество было намного меньше, чем по результатам модели FESOM. Также на данных РЛИ достаточно редко выделялся и Лофотенский вихрь (рис. 2.21), хотя данные AVISO и моделирования говорят о практически постоянном его присутствии в центральной

части Лофотенской котловины. Ограничения на выделение больших вихрей в РЛИ, во-первых, связаны с тем, что при большом размере вихря (диаметром 40-100 км), интенсивность отраженного радиолокационного сигнала может сильно меняться в различных частях вихря из-за локальных особенностей условий отражения в следствии пространственной изменчивости силы ветра, концентрации поверхностных пленок и др. Во-вторых, чем меньше вихрь, тем сильнее агеострофические эффекты, которые определяют дивергенцию (конвергенцию) течений в ядре, что обеспечивает их идентификацию в виде спиральных линий тока на РЛИ. Таким образом, альтиметрия и РЛИ позволяют исследовать две почти не пересекающиеся области масштабов вихревых движений в океане.

Количество субмезомасштабных вихрей вблизи мезомасштабных вихрей (не всегда видимых в РЛИ, но выделяемых в AVISO) увеличивалось к периферии мезомасштабных вихрей (на расстоянии 1-1.5 радиуса максимальной азимутальной скорости мезомасштабного вихря). Это соответствует представлению о генерации субмезомасштабных вихрей при разрушении мезомасштабных вихрей (Nof et al., 1993). В Лофотенской котловине, помимо преимущественной концентрации субмезомасштабных вихрей на границе Лофотенского вихря, было обнаружено некоторое увеличение количества субмезомасштабных вихрей после слияния Лофотенского вихря с другим антициклоном. Это соответствует представлению об интенсивном формировании субмезомасштабных структур при слиянии вихрей, выявленное по данным моделирования (Ciani et al., 2016; Oulhen et al., 2022).

Явное преобладание циклонов (80%) в данных РЛИ, по сравнению с данными моделирования (в результатах FESOM наблюдается лишь небольшое преобладание циклонов – 60%) и данных AVISO (в различных акваториях наблюдалось примерно 50% циклонов), обусловлено несколькими причинами (см. также обсуждение в Zhurbas et al., 2019; Kozlov et al., 2019; Bashmachnikov et al., 2020). Ранее была показана преимущественная генерация циклонических субмезомасштабных вихрей баротропной и бароклинной неустойчивостью (Munk et al., 2000; McWilliams, 2016), а также более эффективная генерация субмезомасштабных циклонов на границе крупных антициклонических вихрей по сравнению с генерацией антициклонов на границе крупных циклонических вихрей (Nof, 1993; McWilliams, 2016). Кроме того, в отличие от мезомасштабных вихрей (Sangra et al., 2009; Carton et al., 2014), субмезомасштабные антициклоны более динамически неустойчивы и легче диссипируют, чем циклоны (Munk et al., 2000; Костяной и др., 2018). Так, в субмезомасштабных дорожках Кармана за особенностями топографии, наблюдалось нарушение первоначальной симметрии в пользу доминирования субмезомасштабных циклонов на некотором расстоянии от района генерации. При этом для мезомасштабных вихрей, генерируемых за островами, наблюдалась прямо противоположная ситуация. Помимо физических причин, доминирование субмезомасштабных циклонов является артефактом их большей заметностью на РЛИ (Zhurbas et al., 2019). Это связано с более сильными скоплениями поверхностно активных веществ (ПАВ) в циклонах, тогда как для антициклонов характерна дисперсия ПАВ от центра, а также более интенсивным формированием спиралевидных линий тока в циклонах из-за большей скорости их вращения и большем радиальном градиенте относительной завихренности, в отличие от антициклонов, где спирали могут не

успеть сформироваться в течение относительно короткого времени жизни субмезомасштабной структуры.

Визуальное обнаружение вихрей в поле хлорофилла основано на тех же принципах выявления формирующихся спиралевидных конвергентных и дивергентных зон в поле течений вихрей, что и на РЛИ. В этом смысле, для снимков цвета океана применимы все особенности идентификации вихрей на РЛИ, связанных с формированием этих агеострофических движений и идентификацией преимущественно субмезомасштабных вихрей и преимущественно циклонов.

2.6 ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 2

1. Данные альтиметрии AVISO, в связи с ограниченным пространственным разрешением и неодновременностью поступления информации с различных треков, существенно занижают количество вихрей, особенно короткоживущих или быстро перемещающихся. Последнее создает искусственное занижение количества вихрей в зонах сильных океанических течений. Данные AVISO в 1.5-2 раза завышают радиусы вихрей и в 1.5-2 раза занижают максимальные азимутальные скорости вихрей. По данным вихреразрешающих моделей, именно в мезомасштабных вихрях (2 и более радиусов деформации Россби в FESOM) содержится наибольшая доля КЭП. Поэтому данные AVISO позволяют достоверно оценить пространственную изменчивость поверхностных характеристик вихрей, траектории их движения и сезонную изменчивость даже в субполярных районах Гренландского и Норвежского морей, где меньше количество исходных данных.
2. Вихри, обнаруженные в AVISO и на РЛИ, образуют два взаимодополняющих набора данных. Альтиметрия позволяет выделить только крупные мезомасштабные вихри с типичными радиусами 30-50 км, тогда как на РЛИ, в основном, выделяют мелкие вихри с типичными радиусами 1-5 км. В альтиметрии AVISO одинаково хорошо проявляются как циклоны, так и антициклоны, тогда как на РЛИ выделение антициклонов затруднено в связи с особенностями их динамики. Данные цвета океана (хлорофилл-а), в целом, позволяют охватить несколько больший диапазон масштабов вихрей, чем РЛИ, но обладают теми же принципиальными недостатками в выделении вихрей, что и данные РЛИ.
3. Концентрация субмезомасштабных вихрей по данным РЛИ увеличивалась от практически нулевых значений в центрах крупномасштабных вихрей AVISO до максимальных значений на границе ядер вихрей (области высоких значений азимутальной скоростью вихря и горизонтального сдвига скорости вихря), что наглядно свидетельствует о регулярной генерации субмезомасштабных вихрей как следствия динамической неустойчивости мезомасштабных вихрей и/или их взаимодействия с окружающей средой.
4. Сравнение характера перемещений вихрей в альтиметрии AVISO и модели FESOM показало достоверность оценок по данным спутниковой альтиметрии. Вихри Норвежского и Гренландского морей движутся вдоль особенностей топографии, обходя бассейны против часовой стрелки, в направлении их переноса средними течениями, но со значительно меньшими скоростями перемещения (1-2 см с⁻¹).

ГЛАВА 3. ЖИЗНЕННЫЙ ЦИКЛ ВИХРЕЙ НОРВЕЖСКОГО И ГРЕНЛАНДСКОГО МОРЕЙ И ИХ РОЛЬ В ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИИ ТЕПЛА В РЕГИОНЕ

3.1 ВВЕДЕНИЕ К ГЛАВЕ 3

Океаническое тепло поступает в Арктику, в основном, через моря Северо-Европейского бассейна. Основной перенос осуществляется двумя главными ветвями Норвежского течения (NwAC – Norwegian Atlantic Current): восточной ветвью, или Норвежским склоновым атлантическим течением (NwASC – Norwegian Atlantic Slope Current), и западной ветвью, или Норвежским фронтальным атлантическим течением (NwAFC - Norwegian Atlantic Front Current) (рис. 3.1).

Расход NwAC через разрез Свиной на 64-65°с.ш. составляет примерно 8–9 Св (Dickson et al., 2008). Около 2 ± 1 Св уходит на восток, в Баренцево море (Rudels, 2015; Smerdsrud et al., 2013; Bashmachnikov et al., 2018), а 6–11 Св попадает в Арктический бассейн с Западно-Шпицбергенским течением (WSC – West Spitsbergen Current) (Schauer et al., 2004; Schauer et al., 2008; Beszczynska-Moller et al., 2012; Rudels, 2015). Расхождения в оценках различных авторов связаны с разными методиками учета рециркуляционных вод в проливе Фрама, а также с изменчивостью расходов на разных интервалах осреднения. Зафиксированная межгодовая изменчивость на разрезе Свиной достигает 1-2 Св (Skagseth et al., 2008), а для WSC – 5 Св (Beszczynska-Moller et al., 2012; Rudels, 2015). В пределах этой изменчивости, полученные данные свидетельствуют о приблизительном балансе расходов вод через северную и южную границы Норвежского моря.

Атлантические воды на разрезе Свиной характеризуются соленостью более 34.88 и температурой более 2°С. Если учитывать только атлантические воды, то из примерно 8 Св, поступающих через разрез Свиной с NwAC, 1.5 Св уходит в Баренцево море (Rudels, 2015), а 3 Св поступает в пролив Фрама вместе с WSC (Beszczynska-Moller et al., 2012; Kolas and Fer, 2018). Дисбаланс возникает в результате уменьшения общего объема атлантических вод по мере движения на север. Отчасти это происходит за счет охлаждения при смешении с водами Гренландского моря и теплоотдачи в атмосферу (Smerdsrud et al., 2022), а отчасти за счет оттока тепла с вихрями (Bashmachnikov et al., 2023). Средняя температура атлантических вод снижается от 5°С на разрезе Свиной (Mork and Skagseth, 2010) до 3-4°С на входе в Баренцево море (Skagseth et al., 2008; Bashmachnikov et al., 2018) и 2-4°С в проливе Фрама (Kolas and Fer, 2018). Адвекция тепла NwAC через разрез Свиной увеличивался за последние десятилетия с примерно 300 ТВт в начале 1990-х годов до 400 ТВт в конце 2010-х, при базовой температуре $T_b = 0^\circ\text{C}$ (Hansen et al., 2008; Bacon et al., 2015; Vesman et al., 2023). Интенсивность адвекции тепла только атлантическими водами оценивается в 150 ТВт ($T_b = 0^\circ\text{C}$) (Skagseth et al., 2008). Среднегодовая адвекция океанического тепла в Баренцево море за последние десятилетия оценивалась в 30-90 ТВт ($T_b = 0^\circ\text{C}$) и тоже росла начиная с 1990х (Skagseth et al., 2008; Smerdsrud et al., 2010, 2013; Skagseth et al., 2011; Walkzowski, 2014; Bashmachnikov et al., 2018; Калавиччи и Башмачников, 2019; Vesman et al., 2023). В тот же период адвекция тепла с WSC в проливе Фрама колебались в пределах 50 ± 20 ТВт, не показывая существенных тенденций к росту (Schauer et al., 2008; Fahrbach, 2006; Schauer and Beszczynska-Möller, 2009; Rudels, 2015; Vesman et al., 2023). Согласно приводимым выше оценкам, в среднем 50-75% тепла, поступающих с Норвежским течением в Северо-Европейский бассейн, не достигают акватории бассейна Нансена Северного Ледовитого океана (СЛО).

В этой части работы будет показана ведущая роль мезомасштабных вихрей в уменьшении количества тепла, переносимого Норвежским течением в Арктический

бассейн. Ранее важность мезомасштабных вихрей в региональном перераспределении тепла была выявлена для других районов океана (Spall and Chapman, 1998; Dutkiewicz et al., 2001).

3.2 АДВЕКЦИЯ ОКЕАНИЧЕСКОГО ТЕПЛА ЧЕРЕЗ МОРЯ СЕВЕРО-ЕВРОПЕЙСКОГО БАССЕЙНА

Следуя Vesman et al. (2023), адвективные потоки океанического тепла оценивались при базовой температуре замерзания морской воды ($T_b = -1.8^\circ\text{C}$). Расчет потоков тепла адвекцией (Vesman et al., 2023) и вихрями проводился через одни и те же разрезы и по одному и тому же массиву данных, что позволило провести их сравнение (рис. 3.1). Западная граница меридиональных разрезов следовала вдоль разломной зоны Ян-Майен, хребтов Книповича и Мона, а восточная – вдоль шельфа Скандинавии, границы с Баренцевым морем и западного шельфа о.Шпицберген. Для расчетов адвекции использовался массив ARMOR3D, течения на поверхности которого берутся из альтиметрии AVISO. Для расчета характеристик вихрей используются данные AVISO и вертикальные зондирования *in situ* массива EN4.

Адвекция тепла с атлантическими водами через разрез Свиной составляет 320 ТВт (250 ТВт), через разрез Ян-Майен – 200 ТВт (150 ТВт), через разрез Сёркап – 62 ТВт (43 ТВт), через разрез Фрама – 61 ТВт (38 ТВт) (рис. 3.1). Значения в скобках соответствуют аналогичным расчетам других исследований, где использовалась $T_b = 0^\circ\text{C}$ (Schauer et al., 2008; Schauer and Beszczynska-Möller, 2009; Smedsrud et al. 2013; Rudels et al., 2015).

Результаты Vesman et al. (2023) показали, что из всего поступающего с Норвежским течением через разрез Свиной адвективного потока тепла, около 75% теряется в пределах Лофотенской котловины, в основном в ее северной части, и только 25% продолжает распространяться дальше на север. Расчет теплового баланса верхних 500 м Лофотенской котловины показал, что из поступающего с NwAC тепла 19% выделяется в атмосферу, 2% теряется при перемешивании с холодными водами Гренландского моря через полярный фронт вдоль хребта Мона, 21% тепла уходит с Нордкапским течением в Баренцево море, 38% поступает в более глубокие слои котловины за счет вертикального перемешивания, а 20% аккумулируется в Лофотенской котловине, что в последние десятилетия приводит к повышению температуры воды ее верхнего 500-метрового слоя (Mork et al., 2019; Vesman et al., 2023). Такой тепловой баланс превращает Лофотенскую котловину в крупнейший резервуар теплой воды в Норвежском и Гренландском морях (Bjork et al., 2001), несмотря на достаточно высокую среднегодовую отдачу тепла в атмосферу (около 90 Вт м^2). Интенсивное вертикальное перемешивание приводит к тому, что в Лофотенской котловине теплые воды наблюдаются до глубин 700-1000 м, тогда как характерная толщина слоя атлантических вод Норвежского течения составляет около 500 м (Rossby et al., 2009). Суммарная оценка аккумуляции тепла внутри Лофотенского бассейна позволяет предположить, что средняя за период анализа (1993-2017 гг.) конвергенция океанического тепла в верхних 500 м бассейна превышала 100-150 ТВт. Это предполагает потери тепла ветвями NwAC в Лофотенском бассейне.

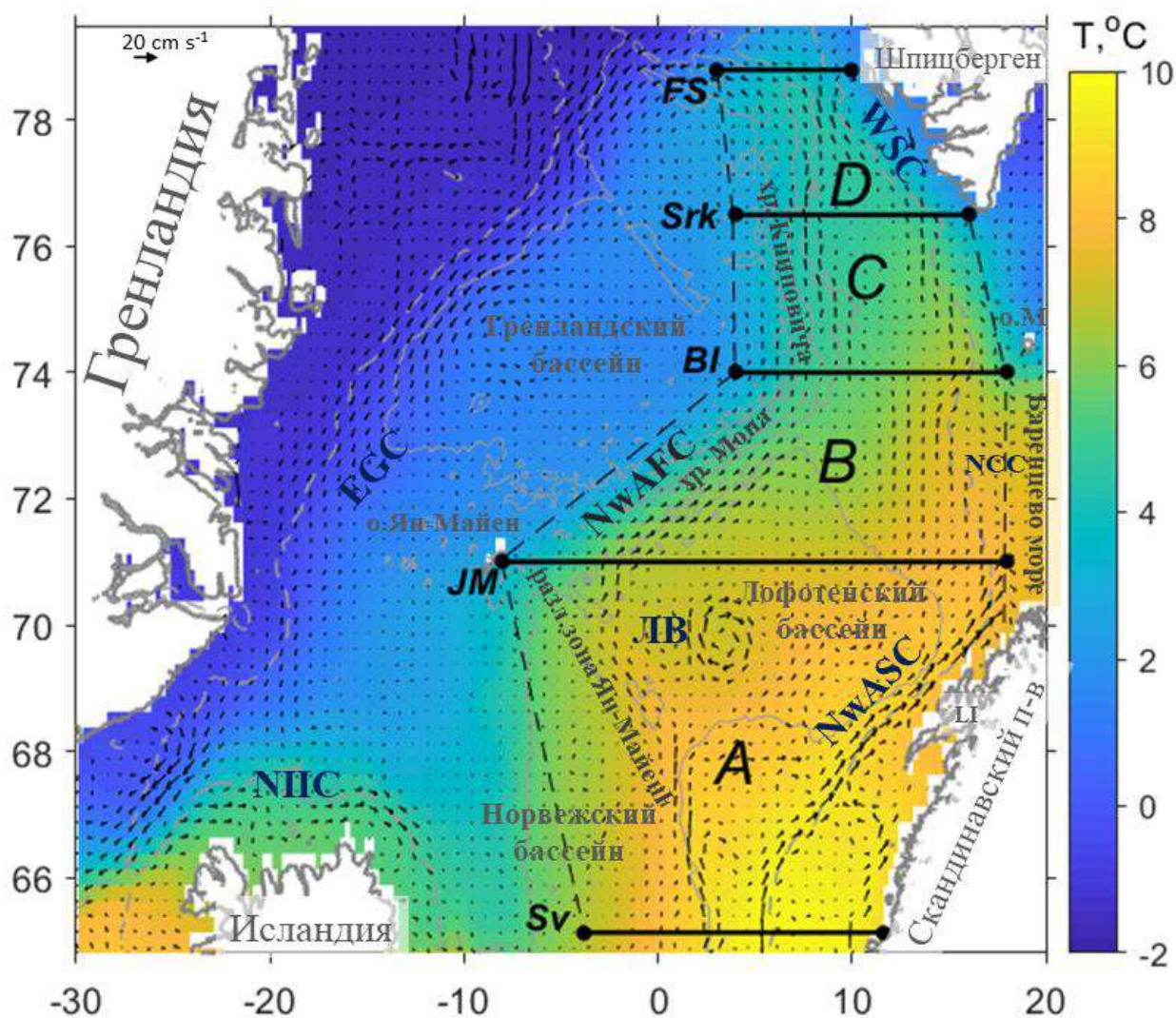


Рис. 3.1. Поверхностные течения моря (вектора) по данным альтиметрии AVISO (средние за 1993-2018 гг.) и ТПО (цветом) по всепогодным спутниковым данным MUR (средние за 2002-2018 гг.). NwASC — восточная ветвь Норвежского течения, NwAFC — западная ветвь Норвежского течения, WSC — Западно-Шпицбергенское течение, EGC — Восточно-Гренландское течение, NISC — Северо-Исландское течение Ирмингера, NCC — Нордкапское течение, о.М — о. Медвежий. Разрезы: Sv — Свиной, JM — Ян-Майен, BI — острова Медвежий, Srk — мыса Сёркап, FS — пролива Фрама (из *Bashmachnikov et al., 2023*).

В этом разделе рассматривается гипотеза, что извлечение тепла из обеих ветвей NwAC и перераспределение его по Лофотенской котловине осуществляется, прежде всего, мезомасштабными вихрями. Она основывается на наблюдении, что район наибольшей потери тепла NwAC (Vesman et al., 2023) является также районом наиболее интенсивной генерации вихрей вдоль крутого участка континентального склона Скандинавского полуострова (Kohl, 2007; Koszalka et al., 2011; Chafik et al. 2015; Isachsen, 2015; Raj et al., 2020). Другим важным районом вихреобразования является восточная часть пролива Фрама (Boyd and D'Asaro, 1994; Nilsen et al., 2006; von Appen et al., 2015; Hofmann et al. 2021). Для обеих ветвей NwAC, как и для WSC, выполняются критерии баротропной и бароклинной динамической неустойчивости, и эти ветви рассматриваются как основной источник вихреобразования в регионе (Koszalka et al., 2011; Isachsen, 2015; Ghaffari et al., 2018; Trodahl and Isachsen, 2018). При таком механизме вихреобразования, ожидаемая вертикальная мощность вихрей в поле аномалий температуры, должна примерно соответствовать толщине слоя атлантических вод. В области наиболее интенсивного вихреобразования на NwASC это составляет порядка 500 м.

Впрочем, моделирование траекторий лагранжевых частиц показывает, что мезомасштабные вихри являются не единственным фактором перераспределения тепла в бассейне (Fedorov et al., 2021). Важное значение могут также иметь субмезомасштабные структуры (вихри и филаменты), эпизодически возникающие струи, пересекающие бассейн, экмановский перенос.

3.3 ХАРАКТЕРИСТИКА ВИХРЕЙ СЕВЕРО-ЕВРОПЕЙСКОГО БАССЕЙНА ПО ДАННЫМ СПУТНИКОВОЙ АЛЬТИМЕТРИИ

Вихри в Норвежском и Гренландском морях выделялись с по данным спутниковой альтиметрии AVISO18 (см. методы в разделе 2.3.3). С 1993 по 2018 гг. в исследуемом районе было выделено более 900 000 мезомасштабных вихрей. Общее количество вихрей в Норвежском море значительно превышает их количество в Гренландском море (рис. 3.2a). Количество циклонов в Гренландском море превышает количество антициклонов, тогда как в Норвежском море это отношение близко к единице.

Для оценки потоков тепла требуется информация о вертикальной структуре вихрей, которую можно получить по данным вертикальных зондирований *in situ*. Количество вихрей с выявленной вертикальной структурой в среднем составляло более 20 значений на ячейку сетки. Количество наблюдений дает возможность получить достаточно надежную статистику характеристик вихрей в Норвежском море, но к оценкам на большей части Гренландского моря надо относиться с определенной долей осторожности из-за недостаточного количества данных (рис. 3.2b).

Вихри в центральной части Гренландского моря вне EGC, в целом, имеют меньший радиус, чем вихри Норвежского моря (рис. 3.2c), тогда как радиусы вихрей в EGC сравнимы или больше чем в NwAFC. Поскольку данные альтиметрии AVISO завышают радиусы вихрей в этих северных районах в среднем в 1.5 раза (Bashmachnikov et al., 2020), то мода радиусов вихрей в Гренландском море составляет порядка 25-30 км, а в Норвежском море – 30-35 км. Рост радиусов вихрей ограничен сверху масштабом Ринеса $\sqrt{V_m/2\beta}=70-100$ км, где V_m – максимальная азимутальная скорость в ядре вихря, β – скорость линейного изменения параметра Кориолиса с широтой (Danilov and Gurarle, 2002).

Относительная завихренность у большинства зафиксированных вихрей довольно слаба: отношение пиковой относительной завихренности вихря к параметру Кориолиса (число Россби, Ro) обычно не превышает 0.15 (рис. 3.2d). Исключение составляет Лофотенский вихрь с Ro более 0.6 (см. также Yu et al., 2017). Вихри Гренландского моря и юго-западной части Норвежского моря имеют значительно меньшую пиковую относительную завихренность по сравнению с восточной частью Норвежского моря (рис. 3.2d). Снижение кинетической энергии пульсаций в Гренландском море по сравнению с Норвежским морем было ранее отмечено по данным поверхностных дрейфтеров (Koszalka et al., 2011), однако крайне малое количество дрейфтеров, имевшихся в Гренландском море, не давало однозначной уверенности в наличии такой тенденции. Наибольшая интенсивность абсолютных значений относительной завихренности мезомасштабных вихрей наблюдается вдоль восточной ветви Норвежского течения и, прежде всего, в восточной и центральной частях Лофотенской котловины, где также наблюдается и максимум количества вихрей (рис. 3.2a,d). Подобная изменчивость энергии вихрей (или пульсаций) объективна, т.к. подтверждается данными альтиметрии при альтернативном методе выделения вихрей (Raj and Halo, 2016; Raj et al., 2016; Raj et al., 2020), анализом траекторий поверхностных поплавок (Rossby et al. al., 2009; Koszalka et al., 2011) и данными гидродинамического моделирования (Kohl, 2007; Isachsen, 2015; Volkov et al., 2015; Bashmachnikov et al., 2017; Raj et al., 2020). Результаты показывают, что восточная часть Лофотенской котловины является районом наиболее активной генерации вихрей, что ранее было выявлено путем анализа степени бароклинной и баротропной неустойчивости

по результатам моделирования высокого разрешения (Trodahl and Isachsen, 2018). Далее на север, как количество, так и интенсивность вихрей уменьшаются. Это согласуется с уменьшением КЭП к северу от Лофотенской котловины, полученным по наблюдениям за поверхностными дрейфтерами (Koszalka et al., 2011), а также с уменьшением к северу степени бароклинной и баротропной неустойчивостей ветвей Норвежского течения (Trodahl and Isachsen, 2018).

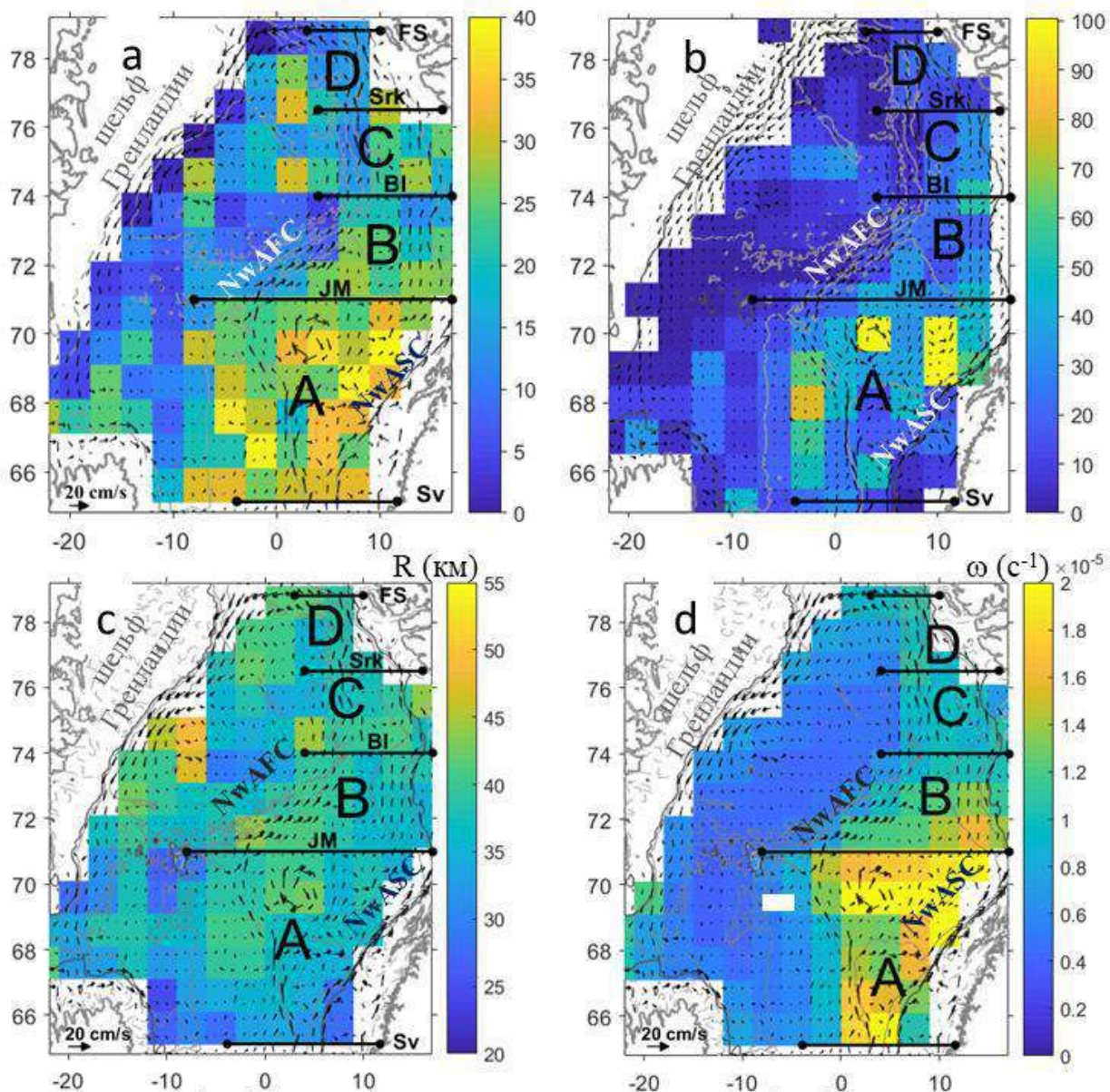


Рис. 3.2. Общее количества мезомасштабных вихрей в Норвежском и Гренландском морях на регулярной сетке 100×100 км: (a) выявленных по данным альтиметрии AVISO за 1 месяц; (b) общее количество вихрей (1993-2018 гг.), для которых удалось выявить их вертикальную структуру по данным EN4; (c) средние динамические радиусы вихрей (км); (d) абсолютные значения пиковой относительной завихренности вихрей (c^{-1}). Черные векторы – средние геострофические течения, рассчитанные по данным альтиметрии AVISO; черные зональные линии — разрезы, на которых оценивались меридиональные потоки тепла (по Bashmachnikov et al., 2023).

Наиболее быстро развивающаяся мода динамической неустойчивости NwAC в Лофотенской котловине имеет длину волны 15 км, которая уменьшается в WSC до 7-10 км (Trodahl and Isachsen, 2018), можно ожидать, что характерные радиусы генерируемых

вихрей должны быть порядка половины этой длины волны, т.е. близки к первому бароклинному радиусу деформации Россби (Rd), который изменяется от 7-10 км на юге до 5-8 км на севере Северо-Европейского бассейна (Nurser and Bacon, 2014). Однако Характерный радиус зафиксированных в альтиметрии вихрей (рис. 3.2с) примерно в 2.5-3.5 раза больше Rd . Это противоречие можно объяснить регулярным слиянием вихрей, что часто отмечалось при исследованиях Лофотенской котловины (Kohl, 2007; Volkov et al., 2015; Raj et al., 2016; Bashmachnikov et al., 2017). О регулярном слиянии вихрей говорит постепенное уменьшение количества вихрей при росте их радиусов, наблюдаемое от области их регулярной генерации в восточной части Лофотенской котловины и вдоль по маршруту преимущественного перемещения вихрей к северо-западной части котловины (рис. 3.2а,с). Максимальные радиусы вихрей наблюдались на расстоянии 300-400 км от района генерации (рис. 3.2с).

Аналогичное явление отмечено в субтропической Северной Атлантике (Bashmachnikov et al., 2015с; см. главу 4), где наблюдался рост динамических радиусов медди на 10-15 км на каждые 100 км, причем динамический радиус достигал максимума на расстоянии 400-600 км от области генерации. На рост вихрей за счет слияния указывает и увеличение для районов В и С (рис. 3.3) пика второй моды гистограммы, на $R_m \sim 50$ км, относительно пика первой моды гистограммы, на $R_m \sim 40$ км, относительно районов А и D интенсивного вихреобразования (Trodel and Isachsen, 2018). Значительная часть вихрей районов В и С вероятно имеет нелокальное происхождение, на что также указывает направления преимущественного перемещения вихрей (рис. 3.4).

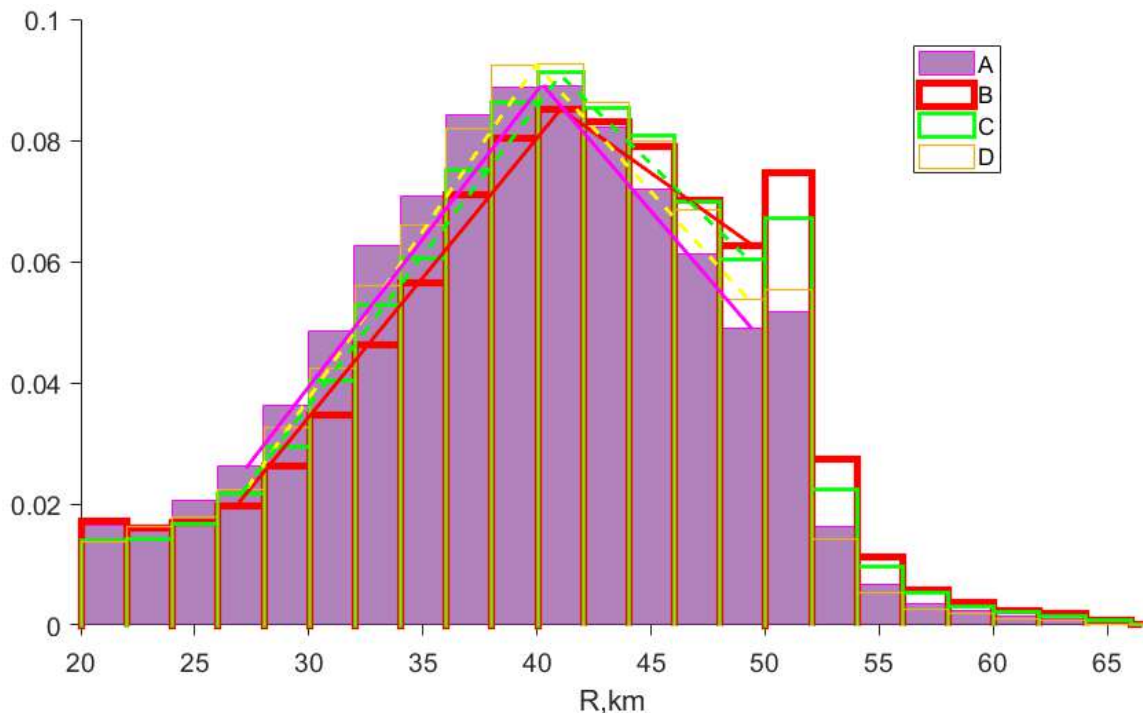


Рис. 3.3 Нормированная гистограмма динамических радиусов (R_m) вихрей в областях А-Д.

Обходя весь регион против часовой стрелке (см. также Kohl, 2007; Isachsen, 2015; Volkov et al., 2015; Raj and Halo, 2016; Bashmachnikov et al., 2017; Raj et al., 2020), перемещения вихрей имеют существенную западную составляющую в восточной части региона, и южную составляющую в западной его части при средней скорости перемещения вихрей $2-3 \text{ cm s}^{-1}$ (рис. 3.4а,б). Два особенно выраженных маршрута движения вихрей на запад стартуют от Лофотенских островов и от северо-западной части о.Шпицберген, известных областей интенсивной генерации вихрей в Северо-Европейском бассейне (Isachsen, 2015; Trodel and Isachsen, 2018; 2019, Boyd and D'Asaro, 1994; Nilsen et al. al., 2006; Walczowski, 2014; von Appen et al., 2015, 2016; Hattermann et al., 2016; Kolas and Fer,

2018; Hofmann et al., 2021). Вектора движения вихрей показывают, что вихри также попадают в Норвежское и Гренландское моря из соседних областей: с юга (вместе с NwAC), с востока (из Баренцева моря) и с севера (вместе с EGC через пролив Фрама) (см. также Johannessen et al., 1983, 1987; Sandven et al., 1991; Bondevik, 2011; von Appen et al., 2018; Kubryakov et al., 2021; Kozlov and Atadzhanova, 2022).

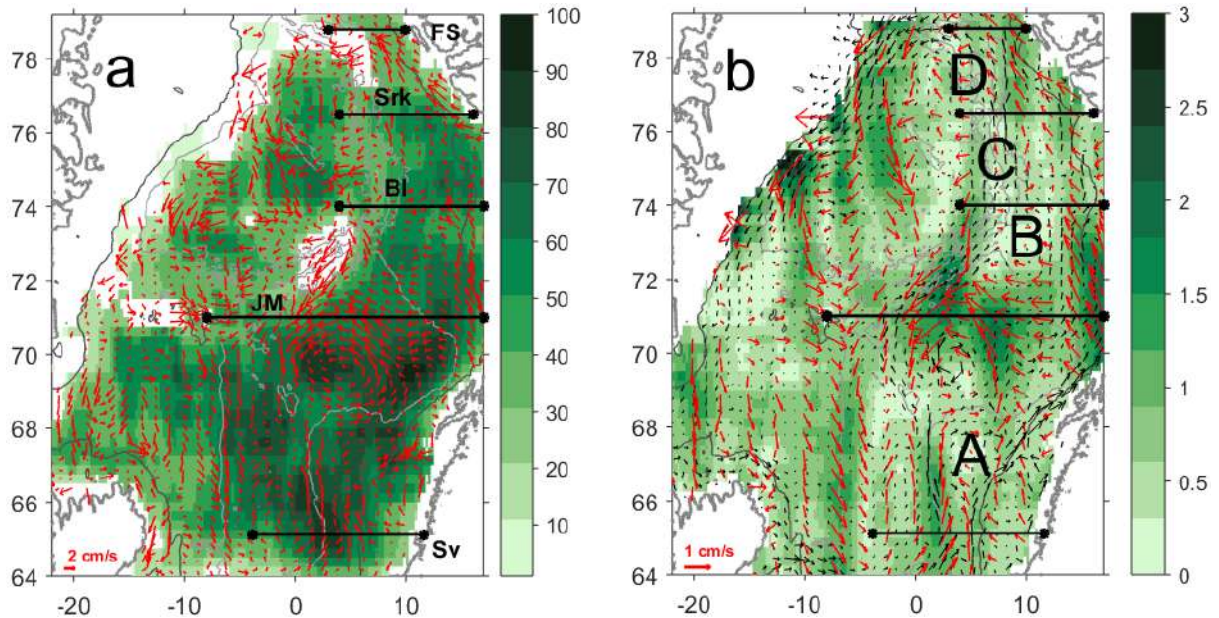


Рис. 3.4. Скорости (cm s^{-1}) и направления перемещения вихрей, осредненные за 1993-2018 гг. (a) Векторы перемещений вихрей на сетке $25 \text{ km} \times 25 \text{ km}$ (красные стрелки); показаны только в ячейках сетки с пятью и более зарегистрированными смещениями вихрей. Цветом показано количество зарегистрированных векторов смещений вихрей. (b) Векторы перемещений вихрей (красные стрелки, масштаб отличается от (a)) на сетке $275 \text{ km} \times 275 \text{ km}$. Цветом показан средний модуль скорости перемещения вихрей (cm s^{-1}). Черные стрелки (не в масштабе) на заднем плане — средние поверхностные течения по данным AVISO.

Движение мезомасштабных вихрей в исследуемом районе происходит, как правило, вниз по течению, тогда как в субтропической области (рис. 1.3), собственная скорость перемещения мезомасштабных вихрей часто была достаточно высокой, чтобы позволять вихрям двигаться против относительно слабых региональных течений (Morel and McWilliams, 1997; Bashmachnikov et al., 2015c). Это имеет несколько объяснений. Во-первых, движение вихрей на запад в глубоководной части субтропической Северной Атлантике обусловлено планетарным β -эффектом и, в меньшей степени, бароклинным β -эффектом на градиентном фоновом потоке восточного направления. Здесь топографический β -эффект проявляется только локально, в районах подводных хребтов. Сложная топография Северо-Европейского бассейна подразумевает важную роль топографического β -эффекта. Кроме того, роль планетарного β -эффекта уменьшается с ростом широты. При этом зафиксированное движение вихрей со скоростями $1-3 \text{ cm s}^{-1}$ — это не столько перенос их средним фоновыми течениями, средние скорости которых составляют $5-30 \text{ cm s}^{-1}$, сколько собственное перемещение вихрей под влиянием топографического β -эффекта.

3.4 ПОТОКИ ТЕПЛА С ВИХРЯМИ В СЕВЕРО-ЕВРОПЕЙСКОМ БАССЕЙНЕ

Для оценки потоков тепла с вихрями были получены оценки вертикальных размеров и температуры ядра вихрей по данным вертикальных профилей *in situ* (см. методику в

разделе 2.3.3). Количество подобных оценок в Гренландском море было относительно небольшим (рис. 3.2b), в связи с чем к оценкам потоков тепла с вихрями на большей части Гренландского моря надо подходить с определенной долей осторожности. Тем не менее, данные анализа позволяют выявить устойчивые различия в характеристиках вихрей в Гренландском и Норвежском морях.

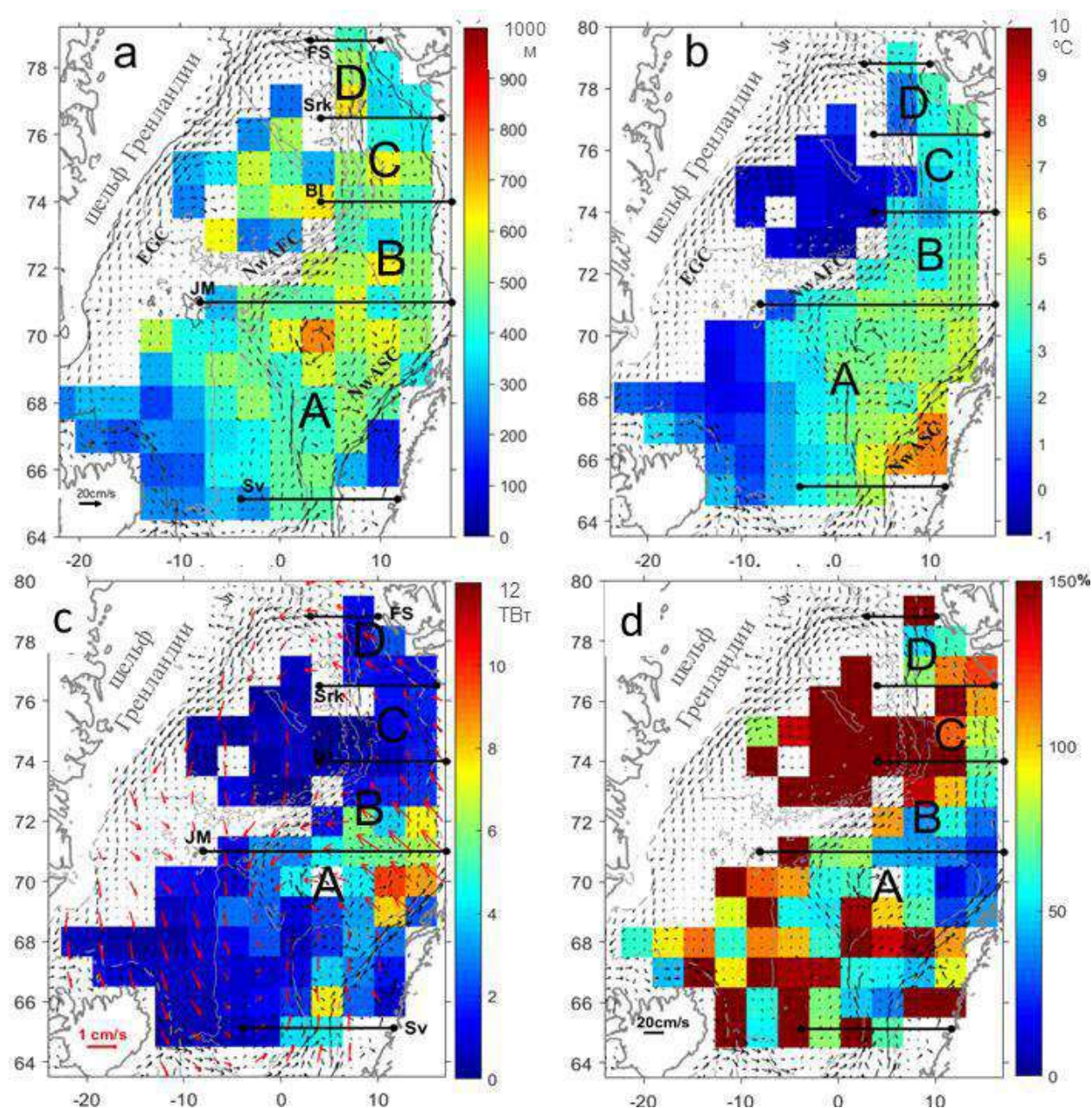


Рис. 3.5. Пространственное распределение 3х мерных характеристик вихрей: (a) вертикальная мощность ядер вихрей (м); (b) средняя температура в ядрах вихрей ($^{\circ}\text{C}$); (c) модуль (ТВт, цвет) и направление (красные стрелки) переноса тепла вихрями; (d) относительная ошибка среднего переноса тепла вихрями (%). Расчет велся для ячеек сетки, где характеристики были получены не менее чем для пяти вихрей. Вектора переноса тепла вихрями сглажены скользящим средним с окном 500×500 км. Черные стрелки-средние геострофические течения на поверхности моря (из Bashmachnikov et al., 2023).

Большинство вихрей в регионе ($>75\%$) относятся к поверхностным или приповерхностным. Типичная вертикальная мощность вихрей в Гренландском море составляет 100-400 м против порядка 500 м в Норвежском море (рис. 3.5a). Максимальная мощность вихря около 800 м достигается в Лофотенской котловине (Лофотенский вихрь).

В Норвежском море ядра вихрей обычно имеют четкие положительные аномалии температуры (и солености), тогда как в Гренландском море эти аномалии близки нулю, а часто наблюдаются и отрицательные аномалии температуры (рис. 3.5b).

Следуя Abernathy and Haller (2018), перенос тепла вихрями рассчитывался как количество тепла, проходящее через диаметр среднего вихря за единицу времени, умноженное на среднее количество вихрей в ячейке:

$$\cdot \dot{Q} = n C_p \rho \vec{V}_e \int_{Z_{low}}^{Z_{up}} T_{int}(z) dz \approx 1.7 n C_p \rho \vec{V}_e R \int_{Z_{low}}^{Z_{up}} (T_0(z) - T_b) dz \quad (3.1)$$

Здесь $C_p = 4200 \text{ Дж } ^\circ\text{C}^{-1} \text{ кг}^{-1}$ - удельная теплоёмкость океанской воды, $\rho = 1030 \text{ кг м}^{-3}$ - средняя плотность воды, температура интегрируется от нижней (Z_{low}) до верхней (Z_{up}) границы ядра вихря (см. раздел 2.3.3), $T_b = -1.8^\circ\text{C}$ - базовая температура, R - радиус вихря, \vec{V}_e - вектор средней скорости перемещения вихрей в ячейке сетки, n - количество вихрей, обнаруживаемых в ячейке сетке за единицу времени (неделя в данных AVISO).

Интегральная для фиксированного горизонта z температура $T_{int}(z)$ в ядре вихря определялась с использованием профиля вихря Рэлея (см. раздел 1.3):

$$T_{int}(z) = 2 \int_0^R (T(r, z) - T_b) dr = R \left(\sqrt{2\pi} \operatorname{erf} \left(\frac{1}{\sqrt{2}} \right) T_0(z) - 2T_b \right) \approx 1.7R (T_0(z) - 1.17T_b), \quad (3.2)$$

где $T(r, z) = T_0(z) e^{-r^2/2R^2}$ - температура воды в ядре вихря на глубине z , где пиковая температура ядра вихря равна $T_0(z)$, r - расстояние от оси вихря.

Для расчета суммарного переноса тепла вихрями в ячейке все входящие в выражения (3.1)-(3.2) переменные предварительно осреднялись по площади ячейки. Это уменьшает случайный шум из-за возможных ошибок в определении параметров вихрей, а также позволяет использовать общее зафиксированное количество вихрей n , а не только их подмножество, для которого была выявлена вертикальная структура вихрей.

Интегральный перенос тепла вихрями на запад от топографически захваченного течения NwASC (от разреза Свиной до разреза Фрам) был оценен примерно в 60 ТВт (табл. 3.1). 80–90% этого потока тепла формируется вдоль континентального склона Скандинавии, в основном в северной части Лофотенской котловины (рис. 3.5c). Этот поток сравним с потоком тепла, поступающим в Баренцево море с Нордкапским течением (Smerdsrud et al., 2010; Башмачников и др., 2018; Vesman et al., 2023), и составляет до 20% притока тепла в Норвежское море с Норвежским течением через разрез Свиной (320 ТВт), и 30% от адвективного потока тепла, проходящего через разрез Ян-Майен у северной границы Лофотенского бассейна. Принимая во внимание только перенос тепла восточной ветвью Норвежского течения (NwASC), этот поток тепла с вихрями составляет 35% от адвективного потока тепла с NwASC через разрез Свиной (175 ТВт), 50% - через разрез Ян-Майен (125 ТВт) и 100% - через разрез Сёркап (около 50 ТВт). Отток тепла с вихрями то восточной ветви Норвежского течения (NwASC) объясняет разницу в 50 ТВт между средними адвективными потоками тепла NwASC через разрезы Свиной и Ян-Майен (область А на рис. 3.5c), что говорит о важности учета потока с мезомасштабными вихрями. Дальше на север, между разрезами Ян-Майен и Сёркап, потери переносимого NwASC на север тепла составляют 75 ТВт (области В и С на рис. 3.5c). Это примерно то количество тепла, которое с Нордкапским течением уходит в Баренцево море (Skagseth, 2008;

Башмачников и др., 2018). Примерно 10 ТВт возвращается с вихрями из Баренцева моря назад, в области В и С, и столько же вихри выносят из областей В и С на запад (рис. 3.5с).

Суммарно потоки тепла с мезомасштабными вихрями от на запад от западной ветви Норвежского течения (NwAFC), т.е. в Норвежскую и Гренландскую котловины, составляют в среднем порядка 25% от такового, извлекаемого вихрями из восточной ветви Норвежского течения (NwASC) (табл. 3.1). Отсюда следует, что большая часть потока тепла с вихрями от NwASC остается между двумя ветвями Норвежского течения и, прежде всего, накапливается в Лофотенской котловине.

Перенос тепла вихрями от NwASC во внутренние области районов А и В имеет тот же порядок, что и общие потери тепла океаном в атмосферу в этих районах, включая теплоотдачу в атмосферу от самой ветви NwASC, составляющую 5 ТВт (табл. 3.1 и 3.2, см. также Richards and Straneo, 2015). Дисбаланс в верхнем 500-м слое Лофотенской котловины возникает за счет переноса тепла с вихрями на запад от NwAFC, а также вертикального турбулентного обмена с нижележащими слоями океана, который в Лофотенской котловине весьма существенен (Fedorov et al., 2021).

В районе С перенос тепла вихрями от NwASC определяется неточно из-за небольшого количества наблюдений (рис. 3.2b). Мезомасштабные вихри перераспределяют по этому району не менее 44% суммарных потерь тепла в атмосферу в этом районе. Севернее, в районе D, вихри также могут быть важным источником потерь тепла Западно-Шпицбергенским течением (von Appen et al., 2015, Hattermann et al., 2016; Bashmachnikov et al., 2020). Однако, из-за малого количества доступных профилей *in situ* в вихрях, оценить эти потоки не представляется возможным.

Таблица 3.1. Потоки тепла с вихрями (ТВт) на запад (Q_e) через меридиональные границы районов исследования А-С: от NwAFC из района (обозначен индексом F) и от NwASC внутрь района (обозначен индексом S). dQ_{eW} – зональная дивергенция вихревых потоков тепла.

	Q_{eF} от NwAFC, + означает поток из района	Q_{eS} от NwASC, + означает поток в район	$dQ_{eW} = Q_{eS} - Q_{eF}$	Q_{eF}/Q_{eS} (%)
район С	1.3*	6.2*	4.9*	20%
район В	2.5	15.3	12.8	15-20%
район А	15.0	51.7	36.7	30-40%

* Потоки тепла неточны из-за слишком малого количества вихрей, используемых для оценки.

Таблица 3.2. Потоки тепла с вихрями (ТВт) в районах А-D: Q_{eN} – меридиональная составляющая потока через зональные разрезы (рис. 3.1), dQ_{eN} – дивергенция Q_{eN} в областях А-D, Q_{eS} – зональный поток тепла с вихрями от NwASC на восточной границе (из табл. 3.1), $dQ_e = dQ_{eN} + dQ_{eW}$ – полная дивергенция вихревых потоков тепла, и Q_{atm} – отдача тепла из океана в атмосферу.

район	$dQ_{eN} =$ Q_{eN} (север) - Q_{eN} (юг)	$ Q_{eN}/Q_{eS} $	$dQ_e =$ $dQ_{eN} + dQ_{eW}$	Q_{atm}	dQ_e/Q_{atm} , %
Разрез Fr	Нет данных				
район D	Нет данных				
Разрез Srk	$Q_{eN} = 2.4^*$ ТВт				
район С	1.2	0.2*	6.4*	16	44%
Разрез BI	$Q_{eN} = 3.6^*$ ТВт				
район В	10.9	0.9	26.2	27	96%
Разрез JM	$Q_{eN} = 14.5$ ТВт				
район А	-6.9	0.2	44.8	55	82%
Разрез Sv	$Q_{eN} = 7.6$ ТВт				

* Потоки тепла неточны из-за слишком малого количества вихрей, используемых для оценки.

3.5 ОСОБЕННОСТИ СЕЗОННОЙ И МЕЖГОДОВОЙ ИЗМЕНЧИВОСТИ ХАРАКТЕРИСТИК ВИХРЕЙ ПО ДАННЫМ АЛЬТИМЕТРИИ AVISO И МОДЕЛИ FESOM НА ПРИМЕРЕ ЗАПАДНО-ШПИЦБЕРГЕНСКОГО ТЕЧЕНИЯ

Сезонная изменчивость (рис. 3.6а) свидетельствует об одновременном увеличении интенсивности Западно-Шпицбергенского течения и максимальной азимутальной скорости вихрей АВИЗО в холодное время года с максимумом в ноябре-марте и минимумом в июне-сентябре (коэффициент корреляции 0.6 значим, при уровне значимости 95%). Увеличение зимой количества вихрей и КЭП соответствуют сезонному усилению бароклинной и баротропной неустойчивости (Trodahl and Isachsen, 2018, Wekerle et al. 2017, 2020) при увеличении скорости Западно-Шпицбергенского течения (von Appen et al., 2016). Сезонная изменчивость максимальной азимутальной скорости вихрей запаздывает примерно на 1 месяц. Возможно, это связано с задержкой по времени заполнения области более интенсивными вихрями после их генерации на Западно-Шпицбергенском течении (Hattermann et al., 2016). Сезонная изменчивость радиусов вихрей наблюдается вслед за изменчивостью азимутальной скорости с отставанием на 1-2 месяца. Рост радиусов вихрей в конце зимы соответствует уменьшению их количества, что может быть связано с доминированием слияния вихрей. Уменьшение радиусов вихрей летом соответствует увеличению количества вихрей, что является свидетельством доминирования распада вихрей.

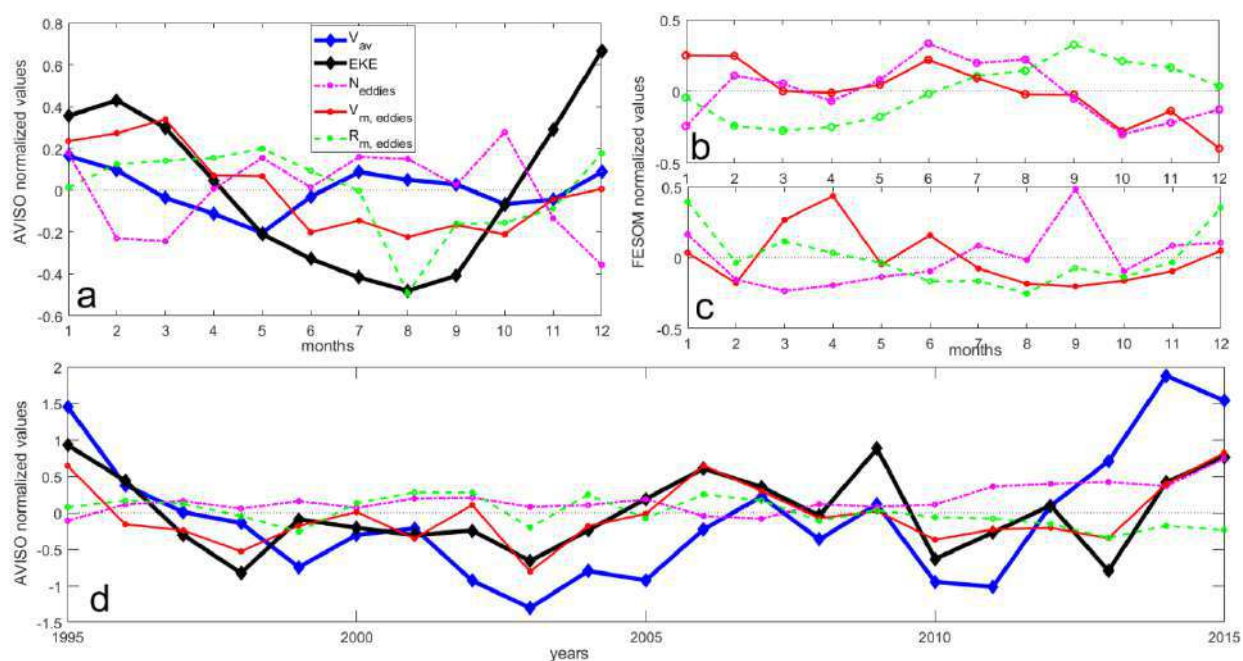


Рис. 3.6. Нормированные значения интенсивности среднего течения, пульсаций, количества и характеристик вихрей на Западно-Шпицбергенском течении, осредненные по области прямоугольника на рис. 2.14(b). (a) Сезонные вариации в AVISO; сезонные вариации FESOM (b) для всех вихрей, где доминируют вихри с $R \sim 5-15$ км и (c) только для крупных вихрей с $R > 20$ км. (d) Межгодовые колебания динамических характеристик по данным AVISO: V_{av} – средняя скорость основных струйных течений (после фильтрации пульсаций и только для областей со скоростью среднего течения более 5 см с^{-1}); EKE – кинетическая энергия пульсаций (КЭП), N_{eddies} – количество вихрей, $V_{m,eddies}$ – пиковая азимутальная скорость в вихрях, $R_{m,eddies}$ – динамический радиус вихрей (из Bashmachnikov et al., 2023).

Результаты модели высокого разрешения FESOM позволяют отдельно проанализировать эволюцию характеристик вихрей с динамическими радиусами $R \sim 5-15$ км (рис. 3.6b, см. также рис. 2.15-2.16) и подмножества крупных мезомасштабных вихрей с $R > 20$ км (115 вихрей, рис. 3.6c). Характер сезонной эволюции крупных вихрей аналогичен таковому по результатам альтиметрии AVISO (рис. 3.6a,c). Сравнение рисунков 3.6(b) и 3.6(c) показывает, что количество (и радиусы) больших и малых вихрей изменяются почти в противофазе. Можно предположить, что интенсивные крупные вихри, активно генерируются зимой и весной. В начале лета доминирует слияние вихрей. В этот период наблюдается уменьшение числа больших вихрей, рост их среднего радиуса, уменьшение скорости вращения (рис. 3.6b). С возрастом вихри становятся динамически неустойчивыми, и в конце лета и осенью преобладает распад вихрей на более мелкие, что формирует выраженный пик в количестве более мелких вихрей (рис. 3.6c) при продолжающемся падении числа крупных вихрей (рис. 3.6b).

Межгодовая изменчивость средней скорости Западно-Шпицбергенского течения, полученная по результатам альтиметрии AVISO (рис. 3.6d), коррелирует с интенсивностью КЭП (коэффициент корреляции 0.56), а также с максимальной азимутальной скоростью мезомасштабных вихрей V_m (коэффициент корреляции 0.82). Это свидетельствует о том, что кинетическая энергия мезомасштабных вихрей формирует основную часть энергии регистрируемых пульсаций и связана с интенсивностью среднего течения. Предыдущие модельные исследования свидетельствуют о том, что увеличение средней скорости Западно-Шпицбергенского течения благоприятствует развитию его бароклинной неустойчивости (Ghaffari et al., 2018; Trodahl and Isachsen, 2018).

С 2010 г. количество вихрей (но не их максимальная азимутальная скорость) имеет тенденцию к увеличению во времени, а радиусы вихрей – к уменьшению (коэффициент корреляции -0.55). Интенсификация (рис. 3.6d) идет одновременно с ростом зимнего индекса Североатлантического колебания (Yashayaev and Seidov, 2015; Selyuzhenok et al., 2020), что также было отмечено в ряде исследований по данным гидродинамического моделирования (Walczowski, 2014; Chatterjee et al., 2018). Однако указанный межгодовой тренд может быть и артефактом увеличения после 2010 г. числа альтиметрических спутников в высоких широтах. Это потенциально позволяет идентифицировать больше вихрей в данных альтиметрии AVISO и определять их радиусы с более высокой точностью.

Оценка межгодовой изменчивости потоков тепла с вихрями по спутниковым и натурным данным пока затруднена из-за недостаточного количества данных по вертикальной структуре вихрей за год. Данные альтиметрии показывают, что в районах А-Д среднегодовое число одновременно наблюдаемых вихрей не сильно меняется от года к году, обычно находясь в пределах 15% от среднеклиматических значений. Средний радиус вихрей (рассчитанных по данным альтиметрии) тоже практически не меняется во времени. Это означает, что изменчивость расхода NwASC, которое составляет 2 Св (Skagseth et al., 2008), т.е. порядка 40% от своего среднего значения, не может эффективно демпфироваться вихревым переносом. При постоянстве остальных параметров вихрей (вертикальных размеров, скорости перемещения, средней температуры ядра), т.е. если изменчивость потоков тепла с вихрями от NwASC зависела бы только от флуктуаций в количестве вихрей, межгодовая изменчивость потоков тепла с вихрями от NwASC составляла бы порядка 10ТВт. Это не вносит существенного вклада в межгодовую изменчивость потерь тепла NwASC при прохождении через Северо-Европейский бассейн.

Изменение же температуры вод NwASC, приходящих в регион, наоборот, существенно меняет количество извлекаемого вихрями тепла. Можно ожидать, что изменение средней температуры в ядрах вихрей будет близко к изменению средней температуры вод NwASC. Тогда повышение температуры вод NwASC на 1°C приведет к увеличению оттока тепла с вихрями на 50 ТВт, т.е. отток тепла с вихрями от NwASC увеличится почти в 2 раза. Эта изменчивость сравнима с характерной амплитудой

межгодовой изменчивости адвекции тепла NwASC, составляющей 40 ТВт (Skagseth et al., 2008). Таким образом, вихри могут эффективно демпфировать влияние изменений температуры вод, приносимых Норвежским течением. Как следствие, амплитуда изменчивости адвекции тепла должна существенно падать при движении от разреза Свиной к разрезу Фрам, что соответствует данным наблюдений (Vesman et al., 2023). В частности, именно вихревой демпфер может быть ответственным за быстрое падение корреляций межгодовой изменчивости адвекции тепла между разрезом Свиной и более северными разрезами вплоть до незначимых величин на разрезах к западу от о.Шпицберген.

3.6 ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ГЛАВЫ 3

В данном исследовании оцениваются средние характеристики вихрей и связанных с вихрями перенос тепла в Норвежском и Гренландском морях Северо-Европейского бассейна за период 1993-2018 гг., а также его влияние на адвекцию тепла в Арктику.

Полученная статистика 2-мерных характеристик поверхностных вихрей Норвежского и Гренландского морей на настоящее время является наиболее полной. Средние характеристики вихрей на поверхности моря и особенности их перемещения, полученные по альтиметрии, близко соответствуют результатам, полученным для отдельных частей района исследования по данным поверхностных дрейфтеров и гидродинамических моделей (Koszalka et al., 2011; Kohl, 2007; Isachsen, 2015; Volkov et al., 2015; Raj et al., 2020).

Исследование показывает, что мезомасштабные вихри в Гренландском море гораздо менее многочисленны и менее интенсивны по сравнению с Норвежским морем. Эти статистические различия согласуются с результатами анализа наблюдений, численных моделей и теоретических исследований о преимущественном образовании вихрей на NwASC и WSC, в то время как генерация вихрей на EGC гораздо менее эффективна (Koszalka et al., 2011; von Appen et al., 2015; Isachsen et al. 2015; Hattermann et al., 2016; Ghaffari et al., 2018; Trodahl and Isachsen, 2018). Кроме того, наблюдения показывают, что вихри, генерируемые в EGC, остаются вблизи западной границы, не заполняя бассейн, а вихри, генерируемые в NwAC и WSC, приобретают западную составляющую скорости движения (под воздействием планетарного β -эффекта), что позволяет им заполнять Лофотенскую котловину и пересекать пролив Фрама (рис. 3.4, см. также Hofmann et al., 2021).

Также проведен первый массовый совместный анализ трехмерных характеристик вихрей Норвежского и Гренландского морей по данным спутниковых и натурных наблюдений. В центральной части Гренландского моря вихри не только менее многочисленны, но также имеют меньшие радиусы, интенсивность и вертикальную мощность, чем в Норвежском море (рис. 3.2 и 3.5). Очень слабые или отрицательные температурные аномалии в ядрах вихрей Гренландского моря, а также доминирующее южное направление их движения, позволяют предположить преимущественно локальное происхождение наблюдаемых вихрей, при относительно слабой их генерации на NwAFC. Обращает на себя внимание некоторое доминирование циклонов в Гренландском море, в отличие от Норвежского моря, что, вероятно, является следствием ослабления роли динамической неустойчивости EGC в генерации вихрей, при доминировании таких механизмов генерации вихрей как взаимодействие EGC с топографией, развитие градиентов интенсивности Экмановского переноса вблизи кромки льда, формирования локальных конвективных «труб» и других.

В Лофотенской котловине радиусы вихрей увеличиваются вдоль основных путей их распространения к западу и северо-западу от Лофотенских островов. Это свидетельствует о том, что вихри, генерируемые на NwASC, сливаются друг с другом, увеличивая свой размер. Слияния доминируют и в конце зимнего периода в другом активном районе генерации вихрей – на Западно-Шпицбергенском течении. Отдельные эпизоды слияния

вихрей наблюдались ранее в модельных и спутниковых данных для квазипостоянного Лофотенского вихря (Khol, 2007; Raj et al., 2015; Volkov et al., 2015; Bashmachnikov et al., 2017; Trodahl et al., 2020). Эти процессы характерны и для медди в субтропической Атлантике (Bashmachnikov et al., 2015c).

Было показано, что генерация вихрей на NwASC существенно уменьшает интенсивность адвективного переноса тепла NwASC через Норвежское море и модулирует поступление тепла в Арктический бассейн. Так на участке от разреза Свиной до разреза Сёркап вихрями извлекается из NwASC около 60 ТВт, что составляет примерно 1/3 его количества, поступающего с NwASC через разрез Свиной. Эти потери тепла с вихрями сравнимы с адвективным переносом океанического тепла в Баренцево море (70–100 ТВт, Smerdsrud et al., 2010; Башмачников и др., 2018), а также с тем количеством тепла, которое продолжает свое движение на север через разрез Сёркап. Об объективности оценки потерь тепла с вихрями говорит и тот факт, что полученные значения замыкают баланс океанического переноса тепла с NwASC между разрезами Свиной и Сёркап (см. также Smedsrud et al., 2022; Vesman et al., 2023). За счет малых аномалий температуры ядер вихрей, поток тепла с вихрями от NwASC в Гренландское море гораздо слабее и составляет в среднем 20-25% от такового от NwASC (табл. 3.1).

Несмотря на достаточно большие значения, поток тепла с вихрями от NwASC в Лофотенскую котловину недостаточен, чтобы полностью компенсировать потери тепла верхнего слоя вод котловины на теплообмен с атмосферой и с нижележащими слоями океана (Vesman et al., 2023). Для формирования теплового баланса верхнего 500-м слоя Лофотенской котловины этот поток необходимо, как минимум, удвоить. Вихри, приходящие с юга через разрез Свиной, генерируемые на NwASC и попадающие в Лофотенскую котловину (Belonenko et al., 2020), короткоживущие динамические структуры, такие как струи, филаменты, субмезомасштабные вихри (Жмур и др., 2023), также могут являться важными составляющими теплового баланса. Анализ РЛИ-изображений и результатов численной модели FESOM очень высокого разрешения свидетельствуют, что в этом районе наиболее часто встречаются вихри радиусом 2-5 км (Kozlov et al., 2020; Bashmachnikov et al., 2020; Kozlov and Atadzhanova, 2022). Одиночный субмезомасштабный вихрь живет недолго, как правило, сутки, и не более 5-7 дней (Eldevik and Dysthe, 2002). За время своего существования такой вихрь распространяется всего на несколько километров и, учитывая его относительно небольшой размер, переносит на два-три порядка меньше тепла, чем одиночный мезомасштабный вихрь. Однако суммарный эффект очень большого количества таких вихрей (см. разделы 2.4.1, 2.4.3) может быть значительным.

Имеющихся данных о трехмерной структуре вихрей недостаточно для достоверной оценки межгодовой изменчивости 3х-мерных характеристик ядер вихрей и связанной с этим изменчивости потоков тепла. Наблюдаемая относительно небольшая межгодовая изменчивость числа генерируемых вихрей может объяснить не более 25% от зафиксированной межгодовой изменчивости адвекции тепла NwASC. Поэтому можно предположить, что изменение расхода NwASC слабо влияет на интенсивность генерации мезомасштабных вихрей и связанную с этим изменчивость переноса тепла. С другой стороны, колебания температуры вод NwASC, поступающих с юга в Норвежское море, вызывают сравнимую по величине изменчивость оттока тепла с вихрями, что является вероятной причиной ранее отмечавшегося существенного демпфирования температурных аномалий вниз по течению NwASC (Vesman et al., 2023).

3.7 ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 3

1. Трехмерные свойства мезомасштабных вихрей в Норвежском и Гренландском морях, полученные по данным спутниковой альтиметрии и наблюдений *in situ*, показывают, что вихри Норвежского моря в целом имеют существенно больший

объем, скорость вращения и величину температурных аномалий ядра по сравнению с вихрями Гренландского моря. Вероятная причина такого различия – существенная роль в Гренландском море механизмов генерации вихрей, альтернативных динамической неустойчивости средних течений, доминирующей в Норвежском море.

2. Наиболее интенсивные вихри сосредоточены вдоль основных течений и наиболее интенсивно генерируются в области континентального склона к западу от Лофотенских островов и к западу от о. Шпицберген. Крупномасштабная картина перемещения вихрей показывает, что вихри огибают против часовой стрелки весь Норвежско-Гренландский регион, а также Лофотенский бассейн. Это результат влияния топографического β -эффекта на динамику вихрей при ослаблении планетарного β -эффекта в высоких широтах.
3. Выявлено увеличение радиуса вихрей вдоль пути их распространения от Лофотенских островов до северо-западной части Лофотенского бассейна на удалении 300-400 км. Это интерпретируется как результат регулярного слияния вихрей.
4. Сезонное зимнее увеличение количества вихрей большой интенсивности в проливе Фрама происходит в период усиления динамической неустойчивости основных течений. После этого наблюдается период активного слияния вихрей, когда при росте среднего радиуса постепенно уменьшается количество вихрей и замедляется скорость их вращения. Дальнейшее постепенное старение вихрей при уменьшении интенсивности их генерации в течении лета приводит к резкому росту количества мелких вихрей, что говорит о доминировании процесса распада крупных вихрей.
5. Было показано, что мезомасштабные вихри оказывают существенное влияние на перераспределение потока тепла, извлекая и рассеивая по Лофотенскому бассейну примерно 1/3 (60 ТВт) адвекции тепла NwASC в Арктику. Тем не менее, такого потока тепла с мезомасштабными вихрями от NwASC недостаточно для замыкания теплового баланса верхнего 500-м слоя Лофотенского бассейна. Это говорит о наличии других источников переноса тепла (например, с мезомасштабными вихрями от других источников, с субмезомасштабными вихрями, с филаментами и др.).
6. Межгодовая изменчивость потока тепла за счет наблюдавшейся межгодовой изменчивости числа генерируемых вихрей (15% от среднего значения) составляет 10 ТВт. Повышение температуры ядер вихрей на 1°C приводит к увеличению потока тепла с вихрями на 50 ТВт. Таким образом, основная изменчивость переноса тепла вихрями связана с изменчивостью температуры приходящих вод. Изменчивость потока тепла с вихрями может эффективно демпфировать аномалии температуры воды, приходящей в Норвежское море с юга.

ГЛАВА 4. ЖИЗНЕННЫЙ ЦИКЛ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ВНУТРИТЕРМОКЛИННЫХ ВИХРЕЙ СУБТРОПИЧЕСКОЙ СЕВЕРНОЙ АТЛАНТИКИ: ЛИНЗЫ СРЕДИЗЕМНОМОРСКИХ ВОД (МЕДДИ) И СРЕДИЗЕМНОМОРСКАЯ ВОДНАЯ МАССА

4.1 ВВЕДЕНИЕ К ГЛАВЕ 4

Средиземноморская водная масса (СВМ), одна из основных водных масс промежуточных глубин (500-1500 м) Северной Атлантике, простирается от континентального склона Пиренейского полуострова и северо-восточной Африки до Срединно-Атлантического хребта. В относительно небольших количествах СВМ наблюдается и в западной субтропической Атлантике. СВМ формируется при выходе аномально соленых и теплых приповерхностных вод Средиземного моря в Атлантику через Гибралтарский пролив (глубина порога 60 м), и быстрого их погружения до уровня нейтральной плавучести (800-1200 м) в пределах первых 100 км к западу от пролива. При погружении средиземноморская вода существенно модифицируется, в несколько раз увеличивая свой объем за счет смешения с североатлантической центральной и глубинной водными массами (Barbosa Aguiar et al., 2015). В результате такого смешения и формируется собственно СВМ. Наличие характерных положительных аномалий температуры и солености, аномалий биогенов и повышенное содержание взвешенного вещества делает СВМ легко идентифицируемой среди субполярных промежуточных водных масс Атлантики.

СВМ в значительной степени влияет на термохалинные и химические характеристики, а также стратификацию водного столба океана по меньшей мере от 500 до 2000 м (Mauritzen et al., 2001). Численные эксперименты с открытым и закрытым Гибралтарским проливом показали, что в отсутствие СВМ в Атлантике существенно ослабевает или вообще пропадает Азорское течение, а также изменяются пути переноса вод Северо-Атлантическим течением (Jia et al., 2007). Это говорит о важной роли СВМ в динамике вод Северной Атлантики.

Механизмы распространения СВМ в Атлантике укладываются в две конкурирующие гипотезы: адвективный перенос и перенос вихрями (Bower et al., 1997; Maze et al., 1997; Iorga and Lozier, 1999a,b; Sparrow et al., 2002; Lozier and Stewart, 2008; Филюшкин и др., 2017b). Наблюдений как адвективного переноса, так и переноса вихрями на промежуточных глубинах пока недостаточно для выявления относительной роли каждого из этих механизмов в распространении СВМ.

Наиболее высокие концентрации СВМ содержатся в водах Средиземноморского глубинного течения (Mediterranean Undercurrent – MUC), распространяющегося вдоль материкового склона Пиренейского полуострова, и в вихрях средиземноморских вод (Mediterranean water eddies – медди), которые возникают из-за неустойчивости MUC. Медди переносят воды MUC на запад и юго-запад. В субтропической северо-восточной Атлантике медди встречаются достаточно часто и в силу их достаточно высокой устойчивости могут быть обнаружены за тысячи километров от места образования (Костяной и Шапиро, 1986; Белкин и Костяной, 1992; Richardson et al., 1989; Richardson and Tychensky, 1998; Iorga and Lozier, 1999b; Siedler et al., 2005; Филюшкин и Кожелупова, 2020). Один медди был

зафиксирован даже на противоположной стороне Атлантики, в районе Багамских островов (McDowell and Rossby, 1978).

Медди представляют собой антициклонически вращающиеся линзы с аномально теплым и соленым ядром, характерными радиусами от 10 до 50 км и азимутальными скоростями до 50 см с^{-1} . Они могут иметь одно или два ядра (расположенные одно над другим). Центр верхнего ядра обычно находится в диапазоне глубин 700-900 м, нижнего – 1000-1200 м (Richardson et al., 2000). Медди долго сохраняют характеристики СВМ района их формирования, и могут формировать соленостные аномалии до 1 и температурные аномалии до 4°C (рис. 1.4- 1.5). Ядро медди обычно хорошо перемешано и отличается аномально низкой потенциальной завихренностью. Один медди переносит порядка 10^9 - 10^{11} тонн соли (Shapiro et al., 1996b; L'Hegaret et al., 2014), постепенно отдавая соль и тепло в окружающую среду. Однако может происходить и внезапный коллапс ядра медди, при котором происходит мгновенный выброс тепла и соли. Richardson et al. (1989), Arhan et al. (1994) и Bower et al. (1997), используя независимые данные и методы анализа, подсчитали, что каждый год у Пиренейского полуострова должно формироваться от 15 до 20 медди. При такой скорости генерации, суммарный перенос СВМ на запад будет на 50% обусловлен переносом медди. Однако эти оценки могут быть заниженными, т.к. авторами рассматривались не все известные на настоящий момент районы формирования медди (Shapiro and Meschanov, 1996; Serra and Ambar, 2002; Филюшкин и др., 2009). В более позднем исследовании по данным гидродинамической модели высокого разрешения было выявлено образование в среднем 26 медди в год (Barbosa Aguiar et al., 2013). Некоторые авторы говорят о генерации 30-50 медди в год (Филюшкин и др., 2009). Проанализировав ряд гидрологических разрезов в Иберийском бассейне Maze et al. (1997) не обнаружили следов устойчивой адвекции к западу от 12°W , из чего заключили, что 100% потока СВМ на запад связано с медди. По траекториям дрейфтеров RAFOS Sparrow et al. (2002) установил, что адвекция СВМ играет важную роль к северу от 36°N , а к югу от этой широты перенос осуществляется в основном медди. Barbero et al. (2010) не нашли устойчивого адвективного переноса СВМ в районе подробных наблюдений на полигоне в области 39 - 45°N и 16 - 21°W . Таким образом, оценки вклада медди в формирование языка СВМ в Атлантике отличаются большим разбросом. В связи с недостаточностью информации о количестве ежегодно генерируемых медди, этот вопрос остается пока нерешенным.

4.2 РАСПРОСТРАНЕНИЕ СРЕДИЗЕМНОМОРСКИХ ВОД В СУБТРОПИЧЕСКОЙ СЕВЕРО-ВОСТОЧНОЙ АТЛАНТИКЕ

В этом разделе анализируется характер пространственного распределения процентного содержания основных типов водных масс в субтропической северо-восточной Атлантике (25 - 45°с.ш. , 5 - 35°з.д. – рис. 4.1). Основное внимание уделено распределению средиземноморской водной массы. Количественные оценки выполнены с помощью Оптимального мультипараметрического анализа (ОМР – Optimum Multiparameter analysis) (см. методику анализа в разделе 4.6.1). Это исследование является продолжением работ по качественному анализу распределения водных масс в регионе (van Aken, 2000a,b, 2001), количественному ОМР анализу содержания различных типов водных масс главного пикноклина Северной Атлантики (Poole and Tomczak, 1999), а также ОМР анализу водных масс на отдельных синоптических разрезах в различных частях района исследования

(Hinrichsen and Tomczak, 1993; Perez et al., 1998, 2001; Cabecadas et al., 2002; Alvarez et al., 2004; Barbero et al., 2010; Louarn and Morin, 2011; Pastor et al., 2012). Ниже проведено первое полное количественное описание климатологических распределений промежуточных типов вод на основе ОМР, подробно изложенное в Bashmachnikov et al. (2015b).

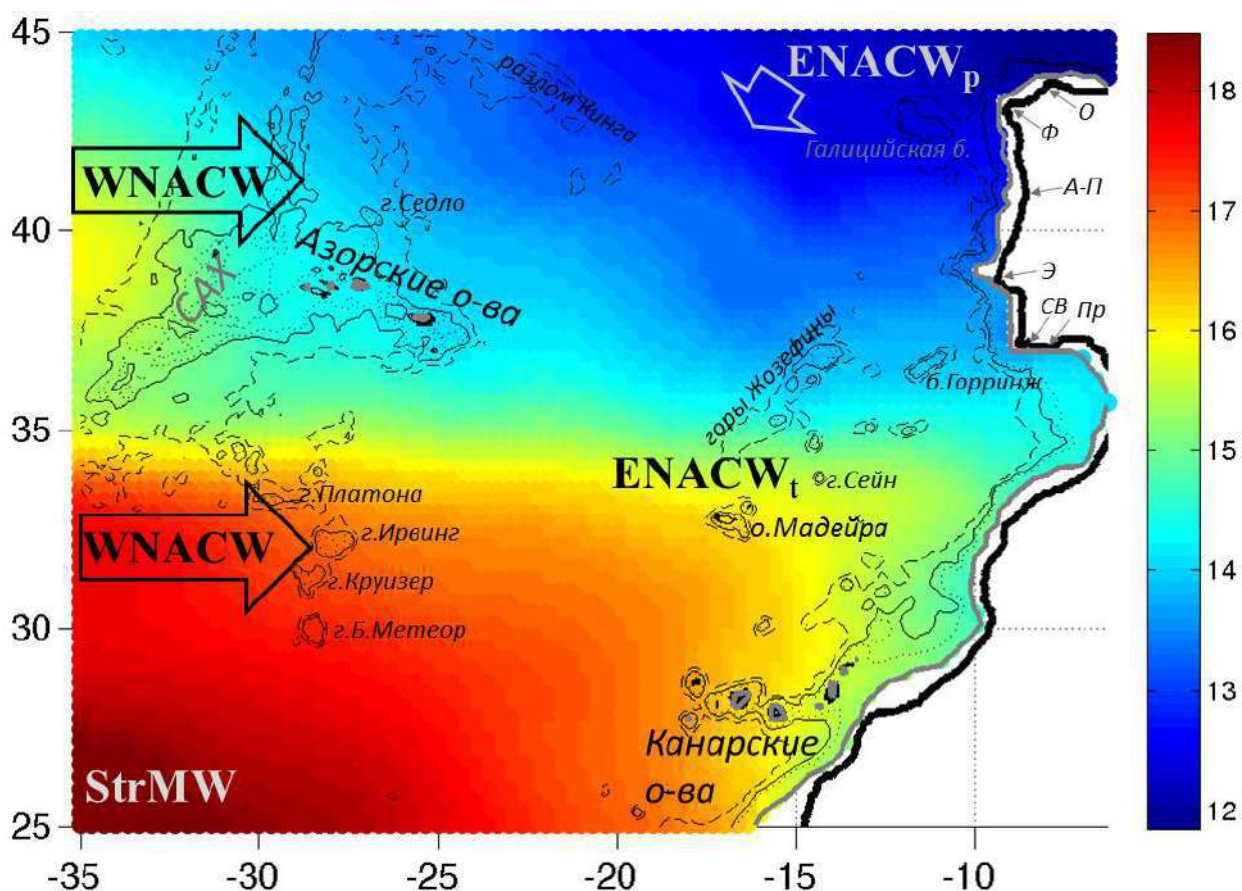


Рис. 4.1. Температура воды на глубине 200 м в районе исследования (климатология MEDTRANS). Указаны основные типы водных масс верхней части главного пикноклина: StrMW – субтропическая приповерхностная водная масса, WNACW – западная североатлантическая центральная водная масса (все модификации), ENACW_r – нижняя («полярная») восточная североатлантическая центральная водная масса, ENACW_t – верхняя («тропическая») восточная североатлантическая центральная водная масса. Стрелками показано преобладающее направление распространения водных масс. О – мыс Ортегаль, Ф – мыс Финистерре, А-П – каньоны Авейро-Порто, Э – поднятие Эстремадура, СВ – мыс Сен-Винсент, Пр – каньон Портимао. Серым пунктиром показана изобара 3000 м, серой сплошной линией – изобата 2000 м.

Термохалинные характеристики глубинных вод формируются на поверхности океана. Эти воды становятся водными массами, когда теряют связь с верхним квазиоднородным слоем моря, изменяя свои термохалинные и другие характеристики крайне медленно, главным образом в результате смешения с окружающими водами с иными характеристиками. Однородные по своим характеристикам, ядра водных масс образуют локальные минимумы потенциальной завихренности.

Основными механизмами погружения вод на глубину являются экмановская накачка и конвекция. Первый механизм (вентилируемый термоклин) доминирует в тропиках и

субтропиках, где ротор тангенциального напряжения ветра отрицателен (Pedlosky, 1998). Наиболее благоприятные условия для погружения складываются во фронтальных зонах, где присутствует существенный наклон изопикн, выходящих на поверхность моря. В северо-восточной Атлантике такие зоны приурочены к различным ветвям Северо-Атлантического течения и Азорскому течению, где и формируются различные модификации североатлантической центральной водной массы (NACW – North Atlantic Central Water), формирующие главный пикноклин (Tomczak and Godfrey, 2003; Cianca et al., 2009). В субполярных районах Северной Атлантики в зимне-весенний сезоны развивается интенсивная гравитационная конвекция, достигающая больших глубин и формирующая глубинные водные массы (van Aken, 2000a).

4.2.1 ВОДНЫЕ МАССЫ СУБТРОПИЧЕСКОЙ СЕВЕРО-ВОСТОЧНОЙ АТЛАНТИКИ

Список основных водных масс в субтропической северо-восточной Атлантике приведен в таблице 4.1 (по данным Tsuchiya et al., 1992; Perez et al., 1998, 2001; Poole and Tomczak, 1999; van Aken, 2000a,b, 2001; Cabecadas et al., 2002; Alvarez et al., 2004; Barbero et al., 2010; Louarn and Morin, 2011).

Таблица 4.1. Основные водные массы северо-восточной Атлантики.

StrMW	subtropical Mode Water субтропическая приповерхностная водная масса
NACW	North Atlantic Central Water североатлантическая центральная водная масса
H	North Atlantic Central Water, the maximum inflection point североатлантическая центральная водная масса, точка максимального изгиба TS диаграммы NACW
mAAIW	modified Antarctic Intermediate Water модифицированная антарктическая промежуточная водная масса
AAIW	Antarctic Intermediate Water антарктическая промежуточная водная масса
SAIW	Subarctic Intermediate Water субарктическая промежуточная водная масса
CBM	Mediterranean Water средиземноморская водная масса
LSW	Labrador Sea Water лабрадорская водная масса
NADW	North Atlantic Deep Water североатлантическая глубинная водная масса

Главный термоклин Северной Атлантики формирует североатлантическая центральная водная масса (NACW). NACW состоит из различных модификаций, формирующихся в разных районах Северной Атлантики (рис. 4.1). К западу от Срединно-Атлантического хребта образуется западная модификация NACW (WNACW – Western NACW), которая переносится в район исследований системой поверхностных течений (McCartney, 1982; Pollard and Pu, 1985; Harvey and Arhan, 1988; Pollard et al. 1996; Paillet and

Arhan 1996b). Формирующаяся в восточной Атлантике ENACW (Eastern NACW) занимает тот же диапазон глубин, что и WNACW, но ее соленость в среднем на 0.1 выше (van Aken, 2001). Нижняя фракция ENACW, называемая также ее полярной ($ENACW_p$), формируется зимой на юго-западной окраине Бискайского залива ($40-50^{\circ}$ с.ш., 20° з.д.). Верхняя фракция ENACW, именуемая также тропической ($ENACW_t$), формируется в системе рециркуляции Азорского течения возле Иберийского полуострова (Perez et al., 1993; Pollard et al. 1996) и возле острова Мадейра (Siedler et al., 1987; Pingree et al., 1999; New et al., 2001). В районе исследования большая часть верхней фракции NACW (200-400 м) представлена верхней фракцией WNACW, тогда как $ENACW_t$ наблюдается только в ограниченном районе вблизи Пиренейского полуострова (Pollard and Pu, 1985; Paillet and Arhan, 1996a,b). В нижней части главного пикноклина доминирует $ENACW_p$ (Perez et al., 1993; Pallet and Arhan, 1996a,b; van Aken, 2001). В данной работе, в связи с ограниченностью количества водных масс, которые могут быть использованы алгоритмом OMP (см. раздел 4.6.1), при дальнейшем анализе WNACW и ENACW были объединены в NACW, где верхняя фракция NACW представляла собой верхнюю фракцию WNACW, а нижняя фракция NACW – $ENACW_p$. На T-S диаграммах линии NACW, соединяющие нижнюю и верхнюю ее фракции, несколько изогнуты и хорошо аппроксимируются двумя отрезками ломаной. Для учета этой особенности, на участке максимальной кривизны T-S кривой WNACW и ENACW (в исследуемом районе это глубины порядка 500 м), вводится промежуточная фракция (H) (Perez et al., 1998; Alvarez et al., 2004; Barbero et al., 2010). В юго-западной части исследуемого района прослеживается также влияние субтропической водной массы (StrMW) с повышенными температурой и соленостью, и пониженным содержанием кислорода (Kremer et al., 2009). StrMW формируется в тропиках, к югу от Гольфстрима (Maze and Marshall, 2011).

Промежуточные водные массы подробно описаны в следующем разделе.

К глубинным водным массам относится лабладорская водная масса (LSW) – холодная и распресненная, с высоким содержанием кислорода, которая проникает в район исследования с северо-запада, пересекая Срединно-Атлантический хребет (САХ) по разлому Чарли-Гиббса (Talley and McCartney, 1982; Straneo et al., 2003), и далее распространяясь на юг вдоль восточного склона САХ на глубинах 1200-2500 м (Harvey and Arhan, 1988; Paillet et al., 1998; Bower et al., 2002a). LSW отделяется от глубоких фракций CBM слабо выраженным термохалинным фронтом (Paillet et al., 1998). На юго-восточнее LSW, в диапазоне глубин 1000-4000 м, наблюдается глубинная североатлантическая водная масса (NADW). Верхняя фракция NADW ($NADW_u$) – это воды перетока гренландских вод через порог Фареро-Шетландского пролива, а нижняя фракция (LDW, 2500-3000 м и глубже) – через порог Датского пролива (Harvey and Arhan, 1988; Schmitz, 1996; Hansen and Osterhus, 2000; Brix and Gerdes, 2003). Ниже располагается антарктические глубинные воды (Antarctic Bottom Water, AABW) (van Aken, 2000a; Orsi et al., 2001), которые не влияют на промежуточные слои океана и не рассматриваются в дальнейшем анализе.

4.2.2 СРЕДИЗЕМНОМОРСКИЕ ВОДЫ В СУБТРОПИЧЕСКОЙ СЕВЕРО-ВОСТОЧНОЙ АТЛАНТИКЕ

Промежуточные глубине (700-1500 м) района исследований занимают средиземноморская водная масса (СВМ), субарктическая промежуточная водная масса (SAIW) и антарктическая промежуточная водная масса (AAIW) (табл. 4.1, рис. 4.2).

SAIW, сравнительно холодная и распресненная с высоким содержанием кислорода, образуется к западу от САХ на северной ветви Северо-Атлантического течения (50-54°с.ш.). Часть SAIW (с температурой 9-10°С) распространяется вдоль САХ на юг, а также на восток, достигая на юге 40-45°с.ш. и на востоке 10-25°з.д. По пути SAIW постепенно перемешивается с NACW и LSW, а ее ядро заглубляется до 700-1000 м (McCartney and Talley, 1982; Harvey and Arhan, 1988; Tsuchiya, 1989; Arhan, 1990; Arhan et al., 1994).

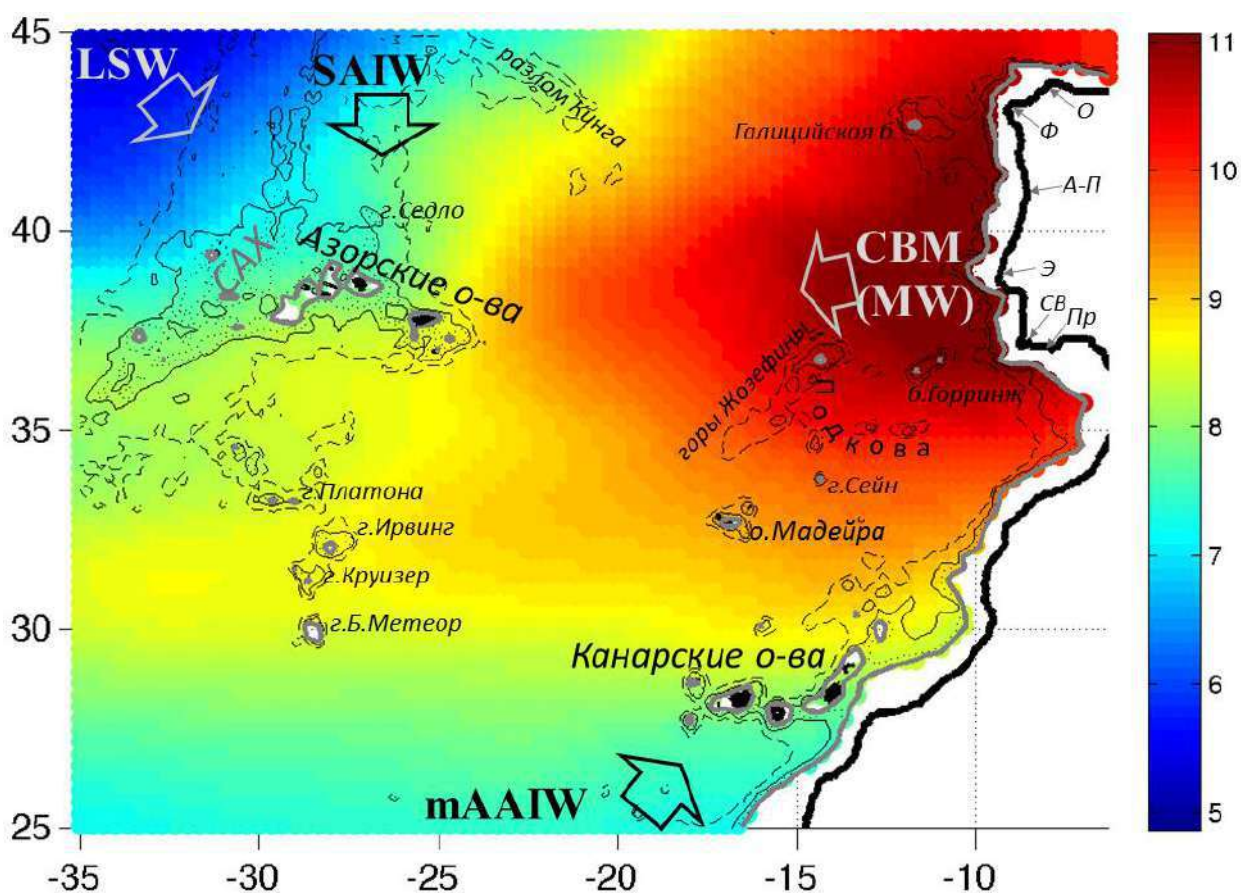


Рис. 4.2. Основные типы промежуточных водных масс на карте температуры воды на глубине 1000 м (климатология MEDTRANS). mAAIW – модифицированная антарктическая промежуточная водная масса, SAIW – субарктическая промежуточная водная масса, СВМ (MW) – средиземноморская водная масса, LSW – лабладорская водная масса. О – мыс Ортегаль, Ф – мыс Финистерре, А-П – каньоны Авейро-Порто, Э – поднятие Эстремадура, СВ – мыс Сен-Винсент, Пр – каньон Портимао. Серым пунктиром показана изобара 3000 м, серой сплошной линией – изобата 2000 м.

AAIW формируется вдоль Антарктического полярного фронта, включая море Скоша в атлантическом секторе Южного океана (Schmitz, 1996; Tomczak and Godfrey, 2003). AAIW в Северной Атлантике характеризуется минимумом солёности и кислорода на глубинах 700-900 м, максимумом кремния и высоким содержанием биогенов (Tsuchiya et al., 1992;

Schmitz, 1996). AAIW наблюдается примерно до 25°с.ш., но вдоль Африканского побережья следы существенно модифицированной AAIW (mAAIW или AA) прослеживаются до 30-32°с.ш. (Perez et al., 1998, 2001; Alvarez et al., 2004), и даже достигают Кадисского залива (Machin et al., 2006; Machin and Pelegri, 2009; Louarn and Morin, 2011; Pastor et al., 2012). Здесь mAAIW обнаруживается над СВМ, на глубинах 500-800 м, по максимуму кремния и слабому минимуму солености и кислорода (Tsuchiya et al., 1992; Arhan et al., 1994). Другая ветвь mAAIW распространяется вдоль материковой окраины Америки и, далее, с Северо-Атлантическим течением. Ее слабое влияние может ощущаться на северо-западе исследуемого района (Tsuchiya, 1989).

СВМ образуется из соленых и теплых вод Средиземного моря, вытекающих из Гибралтарского пролива и дальнейшего их интенсивного перемешивания этой воды с NACW и верхними слоями NADW_u (upper North Atlantic Deep Water) при погружении в восточной части Кадисского залива. За счет смешения расход переносящего СВМ Средиземноморского подповерхностного течения (MUC – Meditterreanean Undercurrent) увеличивается в три-пять раз (Price et al., 1993; Baringer and Price, 1997; Baringer and Price, 1999; van Aken, 2000b; Barbosa Aguiar et al., 2015). Ниже по течению, вовлечение окружающих вод в MUC продолжается, но уже в существенно меньшем объеме (Barbosa Aguiar et al., 2015). Несмотря на смешение, СВМ сохраняет высокие положительные аномалии температуры и солености, а также низкое содержание кислорода и биогенов, типичные для приповерхностных вод западной части Средиземного моря (рис. 4.2).

Подповерхностное топографически захваченное MUC огибает Пиренейский полуостров с запада. В MUC выделяют верхнее ядро (верхние фракции СВМ) на глубинах 800-1000 м и нижнее ядро (нижние фракции СВМ) на глубинах 1000-1200 м (Harvey and Arhan, 1988; Iorga and Lozier, 1999a; van Aken, 2000b). На рисунке 4.3 показаны глубина и интенсивность присклонового максимума солености, характеризующего нижнее ядро MUC, и максимума температуры, характеризующего верхнее ядро MUC, по данным климатологии MEDTRANS (см. раздел 2.2). Фиктивно малые значения солености ядра MUC вдоль южной окраины Пиренейского полуострова (7-8.5°з.д.) является результатом очень малой ширины MUC на этом участке – всего 20-50 км (Baringer and Price, 1997) при используемом для построения климатологии MEDTRANS 70-км окна сбора данных. Верхнее ядро MUC постепенно увеличивает свою глубину, а нижнее – уменьшает. Таким образом, эти два ядра, разделившиеся на особенностях топографии южного склона Пиренейского полуострова, постепенно смыкаются. Интересной особенностью являются резкие изменения глубины нижнего ядра MUC. Будучи стабильны на достаточно большом протяжении, скачки глубины MUC привязаны к особенностям топографии (рис. 4.3а,б). Так, при постепенной тенденции к увеличению за счет смешения с NADW, глубина MUC резко уменьшается примерно на 100 м близ мыса Сен-Винсент (37°с.ш., место подъема зависит от сезона), далее делает аналогичный скачек в районе каньона Авейро (40.5-41°с.ш.) и в районе мыса Финистерре (43°с.ш.). Выявленные изменения глубины нижнего ядра MUC соответствуют предыдущим оценкам вариаций глубины максимума солености средиземноморских вод (Danialt et al., 1994; Bower et al., 2002b; Bashmachnikov et al., 2015a). Далее будет показано, что эти особенности топографии также являются районами активного образования меди.

Сезонность MUC невелика. В течение теплого сезона, соленость MUC повышается на 0.02-0.04, а плотность на глубине максимума солености увеличивается на 0.01 кг м⁻³ (рис.

4.3b). Это объясняется повышенной летней соленостью поверхностных вод как Средиземного моря (Sprongoschia et al., 1994), так и Атлантики.

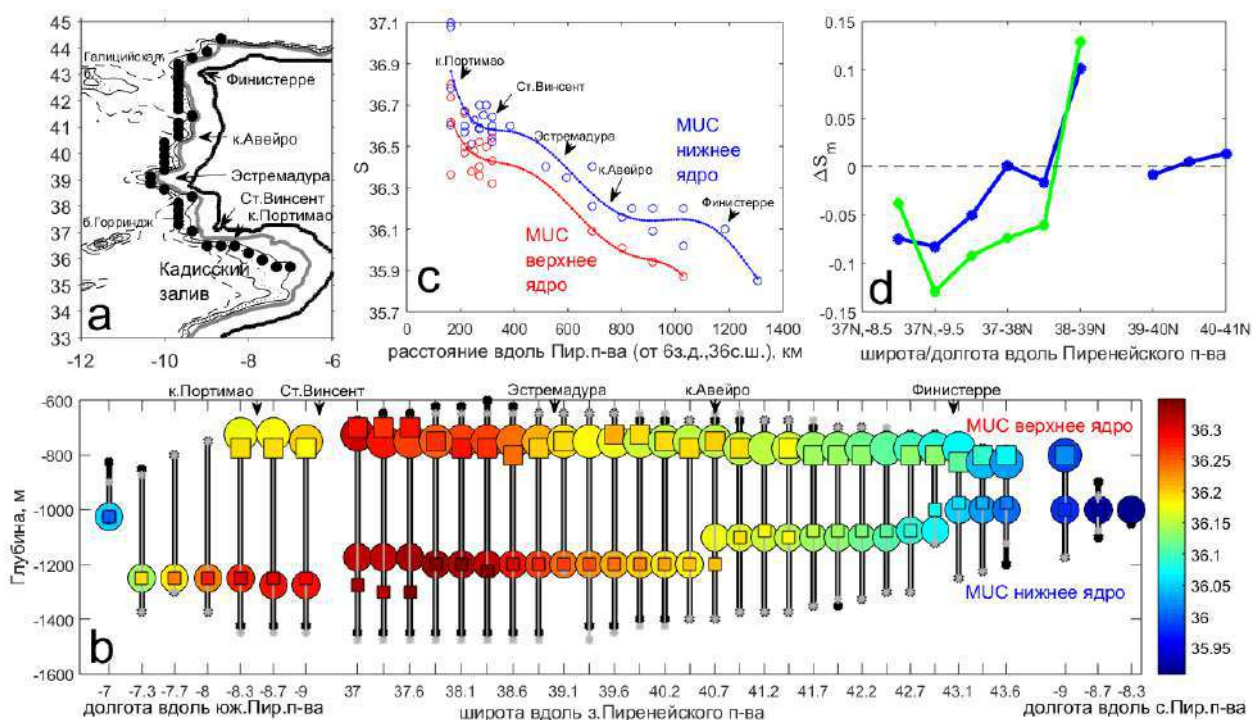


Рис. 4.3. (а) Траектория нижнего ядра MUC по массиву MEDTRANS (черные точки) в районе Пиренейского полуострова. (б) Изменение глубины и солености (цвет) верхнего и нижнего ядер MUC вдоль Пиренейского полуострова в зимний (кружки) и в летний (квадраты) периоды. Вертикальные отрезки представляют пределы глубин с соленостью $S \geq 0.99 S_{max}$, где S_{max} – максимальная соленость на отрезке MUC (по Bashmachnikov et al., 2015a). (с) Изменение максимальной солености верхнего (красная линия) и нижнего (синяя линия) ядер MUC с расстоянием от пролива Гибралтар; кружками обозначены соленость в ядрах медди (по литературным данным), наблюдавшихся в пределах 300 км от берега. (d) Аномалия солености в ядрах медди относительно ближайшей точки MUC (ΔS_m), вдоль континентального склона Пиренейского полуострова (см. раздел 4.3.3.3); синяя линия – данные анализа этой работы, зеленая линия – по литературным данным (Ambar et al., 1976; Ambar and Howe, 1979a,b; Baringer and Price, 1997; Bower et al., 2002b; Daniault et al., 1994; Fiuza et al., 1998; Rhein and Hinrichsen, 1993).

По результатам OMP анализа (см. раздел 4.6.1), влияние CBM оказывает существенное влияние на структуру вод северо-восточной Атлантики между 600 и 1500 м (рис. 4.4). Вертикальная мощность этого слоя уменьшается на запад, от 900 м у Пиренейского полуострова до 100-200 м возле САХ (см. также Tsuchiya et al., 1992; Arhan et al., 1994). На большей части региона CBM смешивается с NACW над $\gamma_n = 27.70-27.75$ кг м⁻³ (глубина примерно 1100-1200 м) и с NADW/LSW ниже этого γ_n . SAIW «внедряется» в CBM между поверхностями нейтральной плавучести $\gamma_n = 27.65-27.80$ кг м⁻³ (рис. 4.4а), т.е. эти два типа вод активно смешиваются к востоку от САХ. Адвекция вод вдоль восточного склона САХ (Bower et al., 2002a) переносит SAIW на юг до Азорского течения (рис. 4.4b,c). К востоку от Азорских островов SAIW попадает в крупный циклонический круговорот глубинных вод (15-25°з.д. и 34-39°с.ш.), который играет важную роль в проникновении

модифицированной SAIW на восток и ее смешении с CBM (Bashmachnikov et al., 2015b). У южной границы CBM, фронт между CBM и mAAIW – довольно резкой (рис. 4.4d).

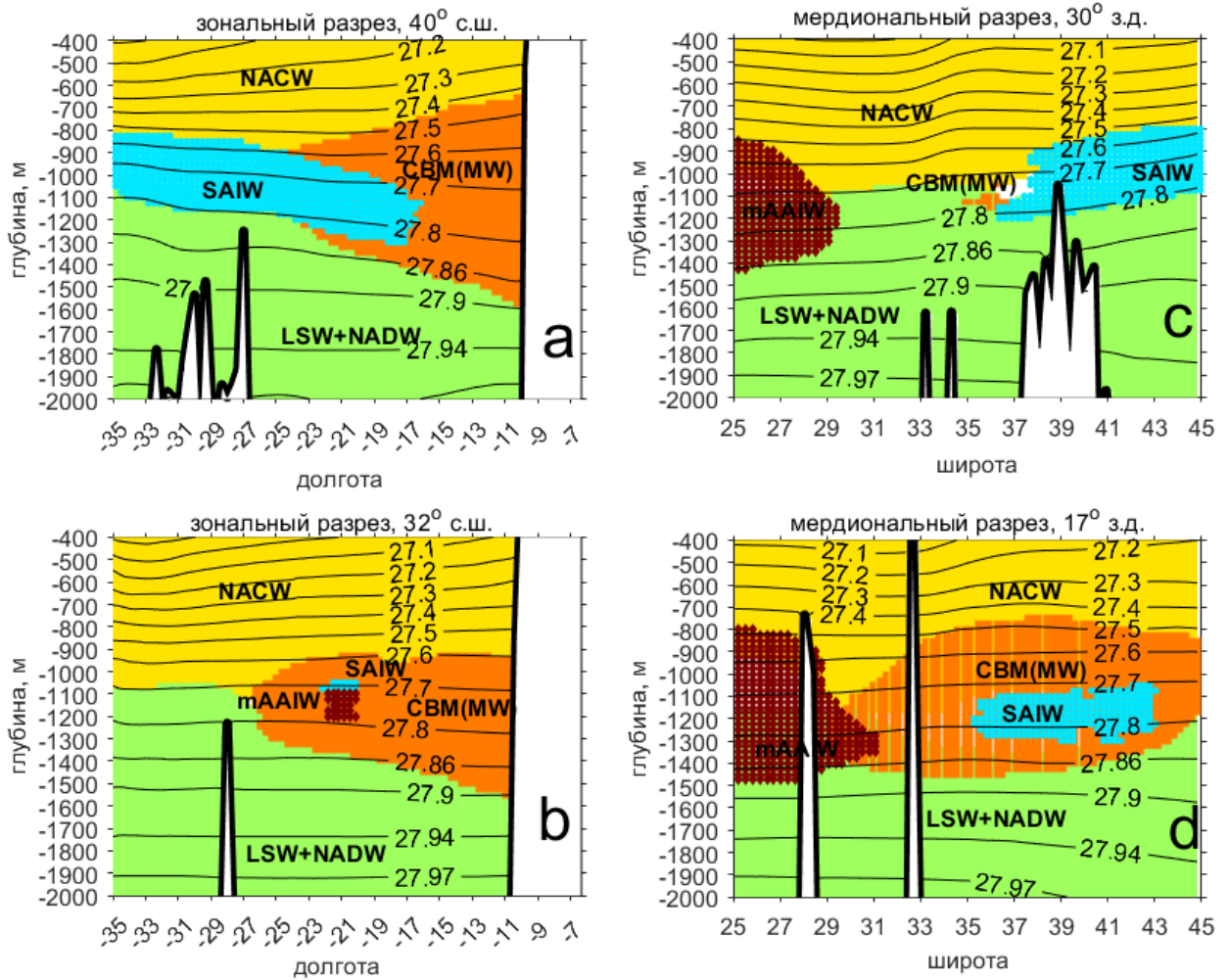


Рис. 4.4. Распределение водных масс, вклад которых превышает 25%, вдоль зональных разрезов (см. рис. 4.5c,d): (a) 40°с.ш., (b) 32°с.ш., и меридиональных разрезов (c) 30°з.д., (d) 17°з.д. Желтый цвет показывает область высокой концентрации NACW, зеленый – LSW и NADW, оранжевый – CBM (MW), синий – SAIW, коричневый – mAAIW. Если вклад нескольких водных масс превышает 25%, то имеет место перекрытие разных цветов. Нахождение водной массы на переднем плане не означает ее доминирования.

CBM имеет наибольшую концентрацию 50-65% у Пиренейского полуострова между 34 и 40°с.ш., которая убывает на запад примерно на 2% на каждые 100 км и вблизи САХ составляет не более 10% (рис. 4.5а).

Верхнее ядро CBM наиболее выражено на глубинах 1000-1100 м между 30 и 40°с.ш. (рис. 4.5с), а нижнее ядро CBM наиболее выражено на глубинах 1250-1350 м между 28 и 30°с.ш. (рис. 4.5d) (см, также Harvey and Arhan, 1988). Помимо того, что ядра формируются из разных ядер MUC, аномально слабая стратификация глубинных вод Кадисского залива (Jorga and Lozier, 1999a) способствует более глубокому проникновению CBM при ее вертикальном смешении с NADW. Это приводит к увеличению плотности нижнего ядра CBM, превышающей плотность нижнего ядра MUC вдоль южного склона Пиренейского полуострова.

Результаты свидетельствуют, что верхнее ядро СВМ распространяется преимущественно на запад, а нижнее – на юг и юго-запад (рис. 4.5с,d). Как следствие, слой максимальной концентрации СВМ заглубляется северо-запада (900-1000 м) на юго-восток (1200-1300 м) (рис. 4.5b) сильнее, чем это можно объяснить наклоном изопикн (рис. 4.4d). Область повышенных градиентов глубины ядра СВМ (рис. 4.5b) представляет собой границу областей преимущественного распространения верхнего и нижнего ядер СВМ, разделенных Азорским течением.

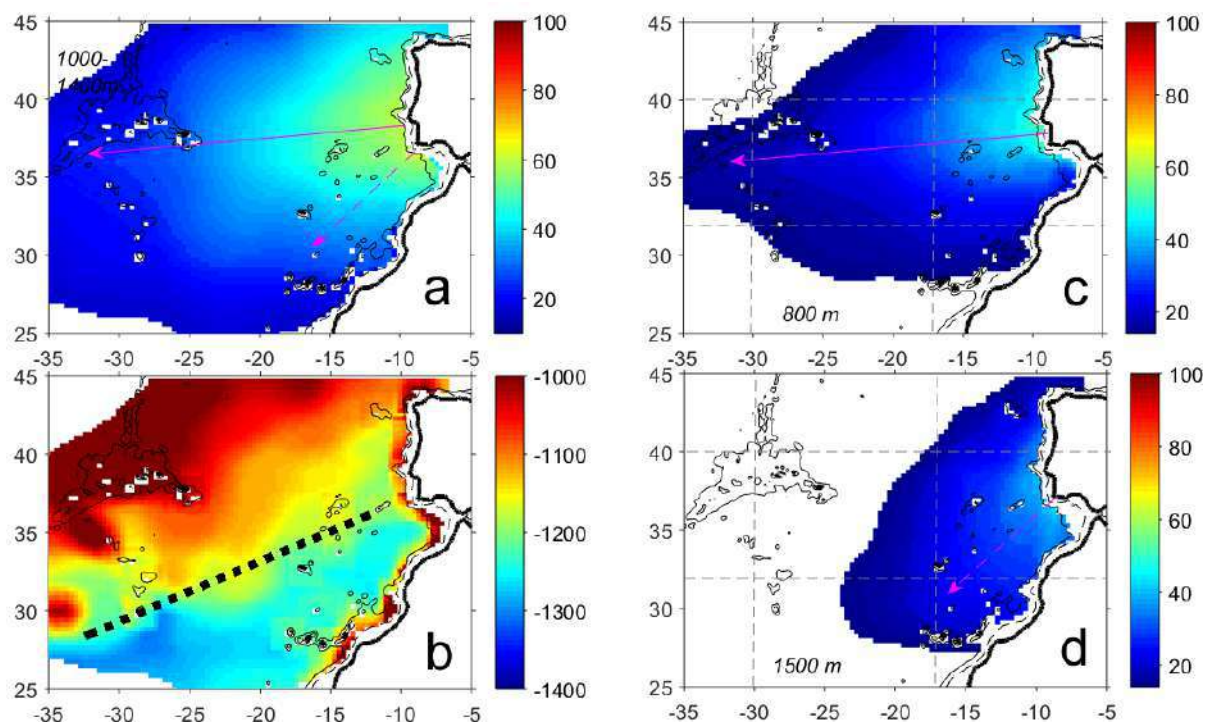


Рис. 4.5. Распределение СВМ. (а) Максимальное процентное содержание СВМ в водном столбе, розовые линии показывают основные направления распространения СВМ: сплошная линия – верхнего ядра СВМ, пунктирная линия – нижнего ядра СВМ. (б) Глубина (м), на которой достигается максимальное процентное содержание СВМ в водном столбе. Черный пунктир отмечает область наибольших градиентов глубины ядра СВМ, которая характеризует примерную границу областей доминирования верхнего и нижнего ядер СВМ. Показаны изобаты 500 и 2000 м. Процентное содержание воды СВМ на глубинах: (с) 800 м и (d) 1500 м. Пунктирными серыми линиями обозначены местоположения вертикальных разрезов рисунка 4.4.

4.2.3 АДВЕКЦИЯ СРЕДИЗЕМНОМОРСКИХ ВОД ТЕЧЕНИЯМИ

По данным с поплавков ARGO (6560 месяцев траекторий с временным шагом 10-15 суток) и RAFOS (6700 месяцев траекторий с временным шагом 6-24ч) были рассчитаны поля эйлеровых скоростей на промежуточных горизонтах на регулярной сетке $1^\circ \times 1^\circ$. Методика оценки характеристик средних течений по этим данным изложена в приложении 4.6.2.

Чтобы выявить возможную роль адвекции в распространении СВМ, течения, рассчитанные по данным поплавков RAFOS и ARGO на фиксированных горизонтах, приводились к локальной глубине максимума концентрации СВМ (рис. 4.5b) по

геострофическим соотношениям. Полученные вектора средних течений (\vec{V}) разлагались на две составляющие – параллельно (v_{\parallel}) и перпендикулярно (v_{\perp}) изолиниям концентрации СВМ в данной точке. В районах, где v_{\perp} направлена от больших концентраций водной массы к меньшим, адвекция может играть важную роль в распространении СВМ (розовыми вектора на рис. 4.6а). Средние скорости течения на промежуточных глубинах были достаточно малы и составляли первые см с⁻¹. Ошибки расчета скорости течения (v_{err}) были сравнимы с рассчитанными значениями v_{\perp} примерно для 50% рассчитанных значений (см. приложение 4.6.2): области $v_{\perp} > v_{err}$, показаны светлым тоном (рис. 4.6а).

У континентального склона течения, как правило, не выявляются из-за отсутствия здесь поплавков. МUC, переносящее СВМ на север вдоль континентального склона Пиренейского полуострова, прослеживаются некоторыми участками, как, например, в районе активного запуска поплавков RAFOS в МUC в рамках эксперимента AMUSE. Описанное в литературе подповерхностное течение (Tomczak and Godfrey, 2003; Machin and Pelegri, 2009; Louarn and Morin, 2011; Carracedo et al., 2014), переносящее сильно разбавленную mAAIW в Кадисский залив вдоль северо-западного склона Африки, выявляется только в одной ячейке сетки.

Слабые течения западного направления на глубинах около 1000 м отмечаются на 39-40°с.ш. (отмечено ранее Daniault et al., 1994; Iorga and Lozier, 1999a; Carracedo et al., 2014) и на 45°с.ш. (отмечено ранее Bower et al., 2002a,b). Течение на 39-40°с.ш. проходит через район наибольшей концентрации верхнего ядра средиземноморских вод (рис. 4.6а,b). На возможную роль адвекции в распространении верхнего ядра СВМ севернее 36°с.ш. ранее указывали Sparrow et al. (2002). Впрочем, течения на этих глубинах слабы и, вероятно, достаточно неустойчивы (Barbero et al., 2010).

Более глубокие фракции СВМ (1500 м и более) распространяются из Кадисского залива на юго-запад, параллельно побережью Африки (рис. 4.5b, 4.6). Это соответствует области радиального растекания вод от юго-западной оконечности Пиренейского полуострова, между 34 и 39°с.ш., т.е. также соответствуют основным направлениям адвекции вод течениями. Здесь наблюдается наибольшая концентрации средиземноморских вод вне МUC (рис. 4.6а).

Однако на удалении несколько сот километров связь между направлениями адвективного переноса глубинных вод и характером распространения СВМ уже не прослеживается (рис. 4.6b). Так, на глубинах максимума СВМ выделяются Северо-Атлантическое течение (вдоль 43-45°с.ш.) и Азорское течение (на 35°с.ш.), направления которых противоположны направлению распространения СВМ. В значительной области распространения СВМ течения направлены вдоль изолиний СВМ (рис. 4.6а). Таким образом, адвекция может частично объяснить характер распространения СВМ, в основном, на относительно небольшом удалении от Пиренейского полуострова. Следуя Maze et al. (1997), Iorga and Lozier, (1999a), Филюшкин и др. (2009) и другим работам, можно предположить, что важную роль в переносе СВМ могут также играть мидии, характеристики которых рассмотрены ниже (раздел 4.3). В частности, район наибольшей концентрации СВМ между мысом Сен-Винсент и поднятием Эстремадура (рис. 4.2, 4.5с) является также районом интенсивного формирования и отрыва мидии от континентального склона (Daniault et al., 1994; Bower et al., 2002b, Richardson et al., 2000; Bashmachnikov et al., 2015с).

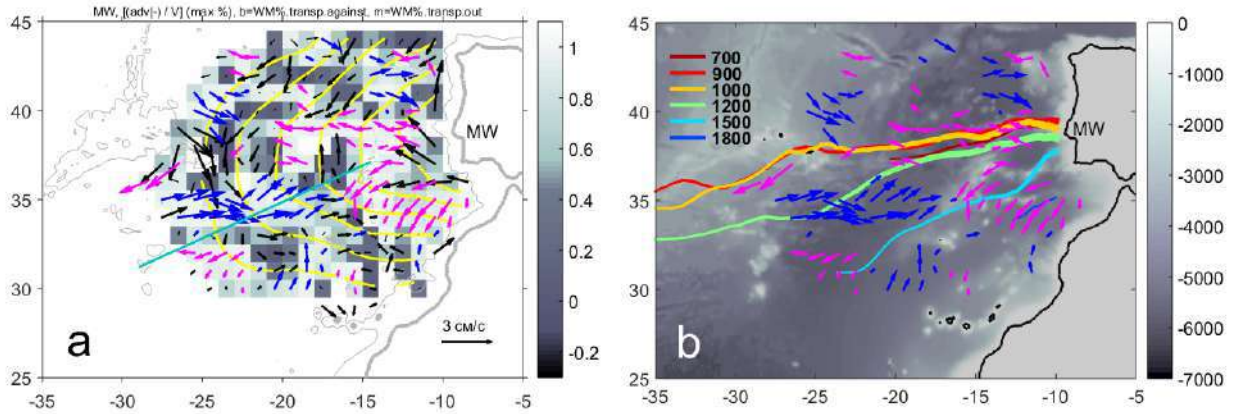


Рис. 4.6. (а) Адвективный перенос СВМ. Желтым показаны изолинии концентрации СВМ. Сплошная зеленая линия показывает примерную границу между преимущественным распространением верхнего (около 800-1000 м) и нижнего (около 1200-1500 м) ядер СВМ. Стрелками показаны течения на уровне максимальной концентрации СВМ: розовые – от источника СВМ (от повышенной концентрации СВМ к пониженной), синие – к источнику СВМ (от пониженной концентрации СВМ к повышенной), черные – вдоль изолиний концентрации СВМ. Цветом показано отношение $|v_{\perp}/V|$: чем светлее, тем сильнее адвекция влияет на распространение СВМ. Сплошные серые линии представляют изобату 2000 м и береговую линию. (б) Основные направления распространения СВМ на разных горизонтах; сверху нанесены течениями с рисунка (а); цветом показана глубина моря (м).

Для объяснения причин преимущественного отрыв течений (и медди) от континентального склона между мысом Сен-Винсент и поднятием Эстремадура, интегрированные по глубине бароклинного океана квазигеострофические уравнения приводились к виду (Pedlosky, 1998):

$$\frac{\beta v}{f} - \frac{\vec{V} \cdot \vec{\nabla} H}{H} = \frac{1}{f H^2} J(\Phi, H) \quad (4.1)$$

где β – изменение параметра Кориолиса с широтой, H – глубина моря, $\vec{\nabla} H$ – градиент глубины моря, \vec{V} – средняя в слое скорость течения, v – северная составляющая \vec{V} ,

$$J(\Phi, H) = \frac{\partial \Phi}{\partial x} \frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\partial \Phi}{\partial y} \frac{\partial H}{\partial x}, \quad \Phi = \frac{1}{\rho_0} \int_{-H}^{-H_1} \left(\int_{-H}^{-z} g \rho dz' \right) dz, \quad H_1 - \text{верхняя граница слоя по}$$

которому проводится интегрирование. В уравнении (4.1) первое слагаемое характеризует планетарный β -эффект, второе слагаемое – топографический β -эффект, а выражение в правой части – объединенный эффект бароклинности и рельефа дна (JEVAR – Joint Effect of Baroclinicity and Bottom Relief). Для расчета функции Φ плотность воды интегрировалась по вертикали по всей вертикальной мощности MUC, от 600 м до 1500 м (или до дна) (см. раздел 4.2.2, а также Ambar and Howe, 1979; Ambar et al., 2008; Baringer and Price, 1997; Bashmachnikov et al., 2015b). Трением о дно можно было пренебречь, поскольку даже в пределах первых 100 км от Гибралтарского пролива, где V превышает 50 cm s^{-1} , масштабе

MUC $L \sim 50$ км и коэффициенте горизонтальной турбулентной вязкости $K \sim 0.002 L^{4/3} \sim 3700$ м² с⁻¹, число Экмана много меньше единицы: $E = \frac{K}{fL^2} \sim 10^{-2}$ (см. также Price et al., 1993).

Выведенное в отсутствие внешних источников или стоков относительной завихренности, уравнение (4.1) налагает ограничения на направление геострофического потока. Когда течение не достигает дна, работает только планетарный β -эффект, и геострофическое течение становится строго зональным ($v = 0$). Топографический β -эффект требует от геострофического течения следовать вдоль изобат ($\vec{V} \cdot \vec{\nabla}H = 0$). Оценить относительную роль топографического β -эффекта сравнительно с планетарным можно как:

$$R_\beta = \frac{|\nabla H|}{\beta} \frac{H}{f}. \quad (4.2)$$

Вдоль континентального склона Пиренейского полуострова топографический β -эффект превосходит планетарный β -эффект в среднем на 2-3 порядка, однако имеются два района минимальных значений R_β : между мысом Сен-Винсент и поднятием Эстремадура, к северо-западу от мыса Ортегаль (рис. 4.7а). В этих районах доминирование топографического β -эффекта ослаблено, что благоприятствует дестабилизации MUC внешним факторами.

ЖЕВАР может отклонять течение от изобат как в направлении мелкой, так и глубокой воды. Особенно интересны случаи, когда ЖЕВАР отклоняет MUC в направлении больших глубины, т.к. тогда этот эффект способствует отрыву течения от континентального склона. Вдоль западной окраины Пиренейского полуострова это происходит, если ЖЕВАР < 0, а вдоль южной и северной его окраин – если ЖЕВАР > 0. Расчетное поле ЖЕВАР довольно пятнисто. Над крутым склоном $\vec{\nabla}\Phi$ почти параллелен $\vec{\nabla}H$. При этом оба слагаемых, $\frac{\partial\Phi}{\partial x} \frac{\partial H}{\partial y}$ и $\frac{\partial\Phi}{\partial y} \frac{\partial H}{\partial x}$, имеют одинаковый знак и разность этих сравнительно больших величин чувствительна даже к небольшим погрешностям в определении $\vec{\nabla}\Phi$ или $\vec{\nabla}H$. В дальнейших расчетах ЖЕВАР, топографического и планетарного β -эффектов использовались скользящие медианные значения, взятые в пределах окна ± 25 км в направлении вдоль континентального склона и ограниченного диапазоном глубин 500 м и 2000 м. Расчеты проводились с использованием климатологии MEDTRANS.

На отдельных участках континентального склона ЖЕВАР может превышать не только планетарный, но и топографический β -эффект (рис. 4.7б). Это довольно обширная область вокруг выступа Эстремадура, а также небольшие участки склона к югу от мыса Сен-Винсент, в районе каньонов Порто и Авейро, к западу и северу от мыса Финистерре, и к северу от мыса Ортегаль (рис. 4.7а-с). Для подошвы континентального склона (глубина 1500-2000 м) значение топографического β -эффекта превышают ЖЕВАР на несколько порядков кроме участка у поднятия Эстремадура, где ЖЕВАР доминирует над топографическим β -эффектом, в том числе и вдоль подошвы континентального склона (рис. 4.7). Это объясняет, почему адвективный поток СВМ отрывается от континентального склона именно в районе поднятия Эстремадура (рис. 4.6). Результаты показывают, что

именно JEBAR представляет собой главный механизм отрыва части потока MUC от материковой окраины. Выделенные области доминирования JEBAR также хорошо согласуются с районами активного образования и отрыва меди от материкового склона (Richardson et al., 2000; Aiki and Yamagata, 2004; Bashmachnikov et al., 2015c).

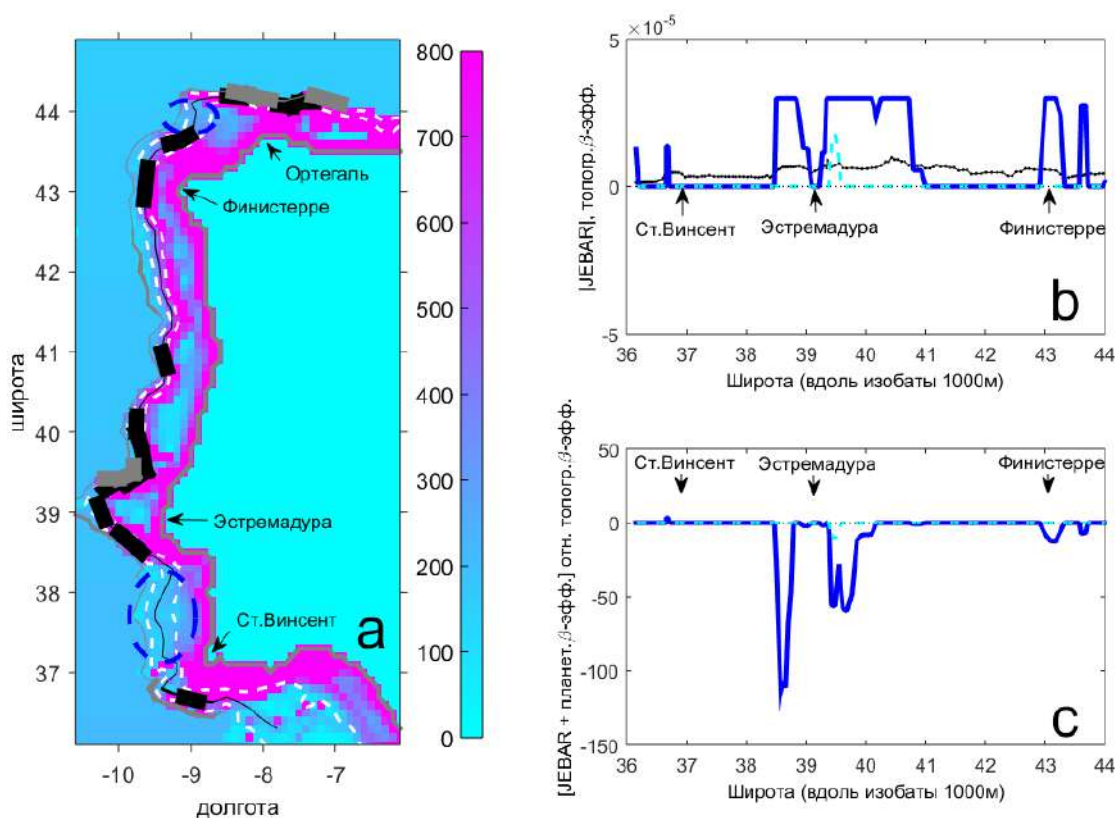


Рис. 4.7. Топографический β -эффект, планетарный β -эффект и JEBAR вдоль континентального склона Пиренейского полуострова. (а) Цветом показано пространственная изменчивость R_β (выражение (4.2)); области аномально малых R_β на континентальном склоне выделены синими пунктирными эллипсами. Относительная роль JEBAR вдоль континентального склона показано толщиной линий: чем толще сплошная линия, тем больше JEBAR в сравнении с локальным топографическим β -эффектом; черная линия характеризует JEBAR вдоль изобаты 1000 м, серая линия – вдоль подошвы континентального склона (изобаты 2000 м). Белыми пунктирами дополнительно нанесены изобаты 500 м и 1500 м. (б) Топографический β -эффект (черная линия) и $|JEBAR|$ на континентальном склоне (синяя линия) и на его подошве (голубая пунктирная линия) как функция широты вдоль изобаты 1000 м. Ненулевые значения имеют только те значения JEBAR, которые отклоняют течение от склона в сторону моря. (в) Аналогично (б), но для отношения суммы JEBAR и планетарного β -эффекта к топографическому β -эффекту.

4.3 ХАРАКТЕРИСТИКИ И ДИНАМИКА ЛИНЗ СРЕДИЗЕМНОМОРСКИХ ВОД НА РАЗНЫХ СТАДИЯХ ИХ ЖИЗНЕННОГО ЦИКЛА

Вихри средиземноморских вод в Северной Атлантике предположительно оказывают существенный вклад в распространение средиземноморской водной массы: от 50 до 100%, по различным оценкам (Richardson et al., 1989; Arhan et al., 1994; Bower et al., 1997; Maze et al., 1997; Филюшкин и др., 2009). Широкий разброс оценок отчасти объясняется

неопределенностью в количестве меди, одновременно присутствующих в Атлантике, а отчасти недостаточной изученностью их статистических характеристик, жизненного цикла и путей перемещения. Сложность изучения меди связана с существенным заглублением их ядер при относительно небольших радиусах.

В этом разделе описываются результаты работы по наиболее массовому, на настоящий момент, выявлению меди в данных *in situ*. Приводимый ниже достаточно обширный материал позволяет описать основные статистические особенности распределения характеристик меди в субтропической Атлантике, уточнить пути их распространения и оценить особенности жизненного цикла меди с момента их генерации. Известно, что меди генерируются на МUC вдоль всей длины Пиренейского полуострова и, как будет показано ниже, движутся от берега с достаточно постоянной средней скоростью. В связи с этим расстояние от Пиренейского полуострова характеризует возраст меди, что позволяет оценить статистические особенности характеристик меди определенного возраста.

Меди выделялись по данным вертикальных зондирований; а их траектории определялись по данным профилирующих поплавков ARGO и поплавков нейтральной плавучести RAFOS (см. разделы 2.2.1, 2.3.1). По имеющимся 26 062 вертикальным зондированиям, с использованием уточненного критерия Ричардсона (Richardson et al., 1991) с критической аномалией солености 0.2 в слое CBM (раздел 2.3.1) было выявлено в общей сложности 775 меди (рис. 4.8а). Из этого массива для детального анализа был отобран 241 меди (рис. 4.8b) с достаточным количеством *in situ* наблюдений для оценки радиуса и других характеристик ядра. Около $\frac{1}{4}$ меди были выделены по 3-4 зондированиям, а $\frac{3}{4}$ – по более чем 5 зондированиям (табл. 4.2). По массиву данных ARGO дополнительно было выделено 149 отрезков траекторий, на которых поплавки оставались в пределах меди по меньшей мере 2 месяца. По данным поплавков нейтральной плавучести RAFOS было выделено 87 таких траекторий. RAFOS запускались в основном вдоль южного и юго-западного материкового склона Пиренейского полуострова (эксперименты AMUSE, MEDTOP, CANIGO и т.д.), а поплавки ARGO попадали в меди, в основном, в северной части регионе (область максимальной концентрации поплавков ARGO), так что эти массивы данных дополняют друг друга (рис. 4.9).

Таблица 4.2. Количество профилей температуры и солености в меди, выделенных по данным наблюдений *in situ* с 1950 по 2013 гг., для которых определялись характеристики ядра (всего 241 меди).

количество вертикальных зондирований в ядре меди	количество меди
3-4	63
5-10	98
>11	80

Только 9 из 241 выделенных по натурным данным меди ранее были описаны в литературе. Помимо выделенных меди, в анализе использовались также данные о 41 меди (рис. 4.8b), которые не были выделены в связи с отсутствием соответствующих данных наблюдений в используемом массиве, но характеристики которых подробно

описаны в литературе (Armi and Zenk, 1984; Armi et al., 1989; Kase et al., 1989; Zenk et al., 1992; Hinrichsen et al., 1993; Prater and Sanford, 1993; Pingree and Le Cann, 1993a,b; Schultz Tokos et al., 1994; Shapiro et al., 1996a; Pingree, 1995; Kase and Zenk, 1996; Bower et al., 1997; Richardson and Tychensky, 1998; Tychensky and Carton, 1998; Richardson and Wooding, 1999; Cherubin et al., 2000; Paillet et al., 2002; Carton et al., 2002).

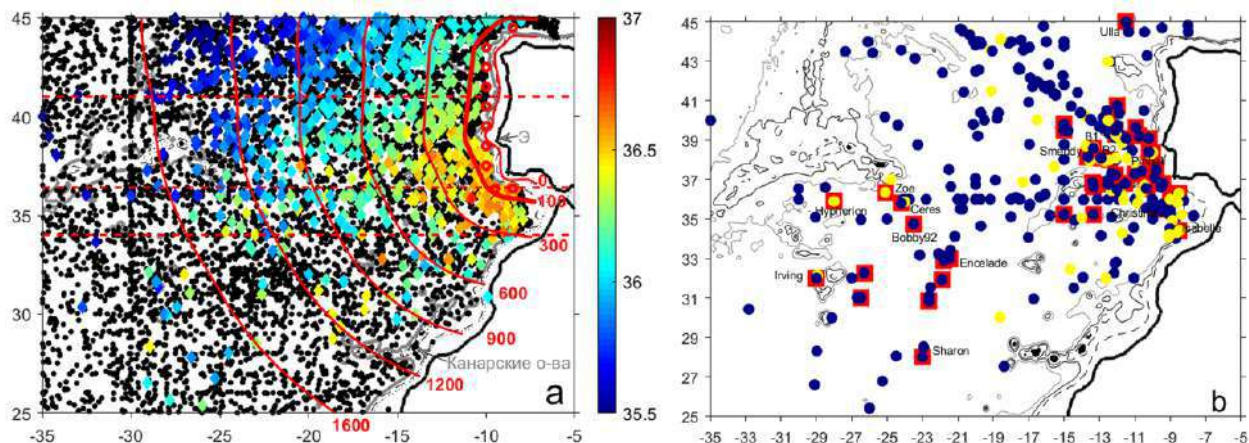


Рис. 4.8. (а) Все вертикальные профили (черные точки) и все случаи обнаружения медди (цветные точки, цветом указана максимальная соленость ядра) с 1950 по 2013 гг. Красные полукружья (красными цифрами указано расстояние до континентального склона Пиренейского полуострова) и зональные пунктирные линии показывают границы районов, по которым в разделе 4.3.3 оцениваются статистики параметров медди; красные кружки – центры 1-градусных зон вдоль континентального склона Пиренейского полуострова (в пределах 100-км зоны), в которых оценивались параметров медди вдоль МУС. Э- мыс и подводное поднятие Эстремадура. (б) Медди, выделенные для детального анализа по натурным данным в настоящем исследовании (кружки: синим – с 1 ядром, желтым – с 2 ядрами) и по данным литературы (красные квадраты, подписаны некоторые медди с известными названиями).

К югу от Пиренейского полуострова, в Кадисском заливе и Иберийском бассейне часто наблюдаются медди с двумя ядрами (рис. 4.8b), а к северу от поднятия Эстремадура явно преобладают медди с одним ядром. Это соответствует вертикальной структуре МУС, которое имеет два ядра (нижнее и верхнее) на южном склоне Пиренейского полуострова (Ambar and Howe, 1979a,b; Arhan et al., 1994; Baringer and Price, 1997), а по мере движения на север вдоль его западной оконечности эти ветви постепенно объединяются (рис. 4.3, Daniault et al., 1994; Fiuza et al., 1998).

Траектории, полученные по данным поплавков RAFOS и ARGO, показывают, что медди распространяются радиально от Пиренейского полуострова на запад, юго-запад или северо-запад (рис. 4.9). При этом направления движения медди часто не совпадают с направлениями средних фоновых течений в слое СВМ (рис. 4.6). Скорости перемещения медди составляют первые см с^{-1} и несколько выше вблизи Пиренейского полуострова.

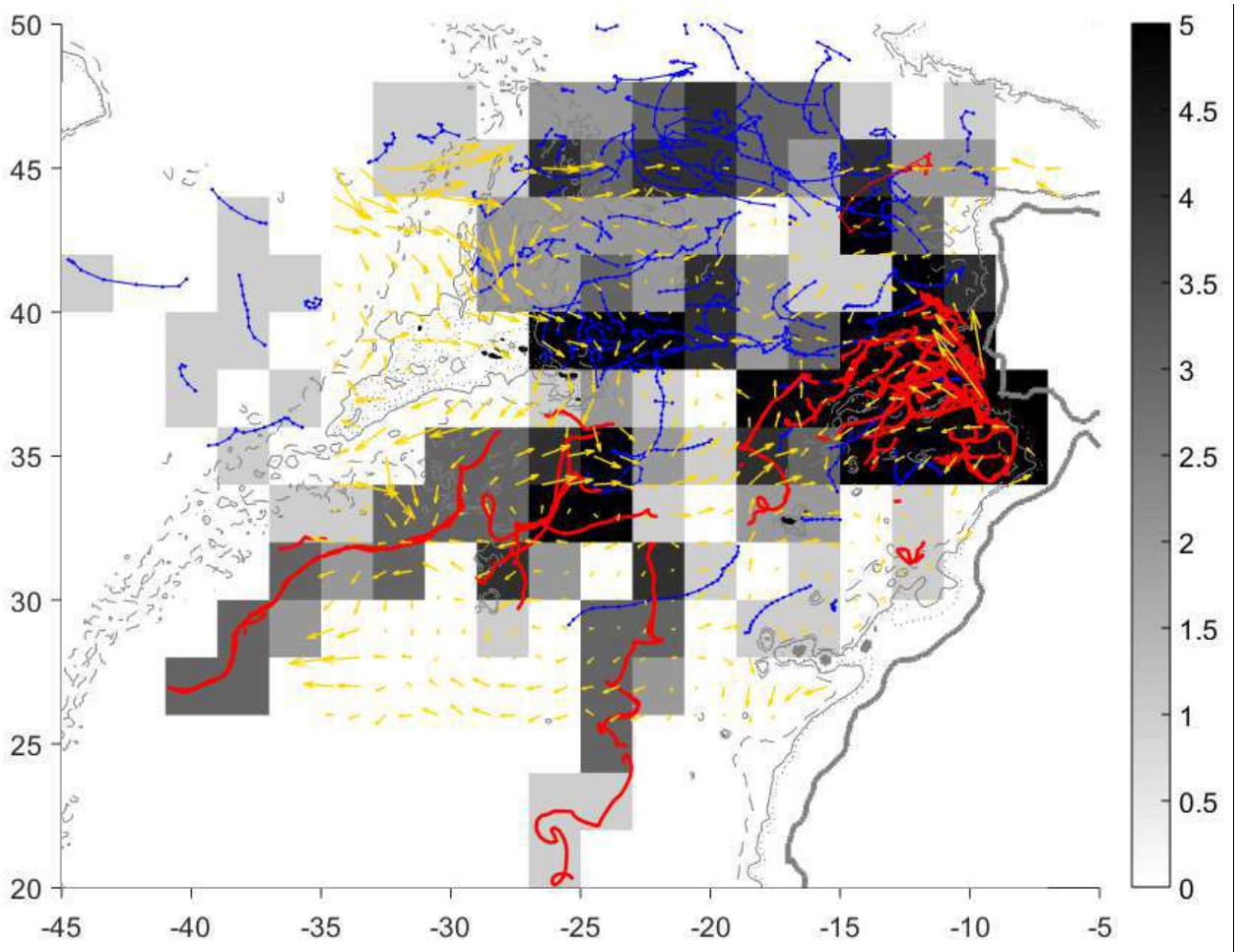


Рис. 4.9. Траектории медди по наблюдениям поплавками ARGO (синие) и RAFOS (красные). Цветом показано количество поплавков в квадратах $2^\circ \times 2^\circ$. Движение медди вдоль траекторий направлено на запад, северо-запад или юго-запад. Желтыми стрелками показаны направления основных фоновых течений в слое CBM (1000-1300 м, рис. 4.6а).

4.3.1 ОБРАЗОВАНИЕ МЕДДИ

Медди формируются в результате неустойчивости MUC. Предполагаются три основных механизма формирования медди: бароклинная неустойчивость MUC (McWilliams, 1985; Cherubin et al., 2007), баротропная неустойчивость MUC и отрыв сдвигового придонного пограничного слоя MUC у мысов или каньонов (D'Asaro, 1988; Aiki and Yamagata, 2004). Как показывают оценки, уже на расстоянии 100 км вниз по течению от Гибралтарского пролива (т.е. к востоку от каньона Портимао) донное трение на материковом склоне может генерировать в придонном слое относительную завихренность MUC порядка $0.2-0.3 f$, сравнимую с пиковой завихренностью ядер медди (Prater, 1992). Aiki and Yamagata (2004) показали, что быстрое изменение направления линии континентального склона (мыс или каньон) является необходимым условием отрыва медди от материкового склона. Таким образом, некоторые медди, оторвавшиеся от берега у мысов или каньонов, могут формироваться выше по течению MUC. Одной из причин отрыва называют одновременное формирование поверхностно интенсифицированного циклона к северу от того же мыса на Португальском течении, направленном навстречу MUC. Усиливаясь при взаимодействии с медди к югу, циклон внедряется между медди и

континентальным склоном и отрывает медди от склона (Richardson et al, 2000; Serra et al. 2002; Aiki and Yamagata, 2004; L'Hegaret et al., 2014). Подобным же образом циклоны могут формироваться как часть грибовидной структуры вследствие неустойчивости MUC в каньонах (Serra et al., 2005). Другой описываемый механизм представляет собой непосредственное формирования медди на топографически захваченном течении при огибании последним области резкого изгиба линии склона, который связан с сохранением момента импульса потока. Сохранение момента импульса возможно только при постоянной генерации антициклонических вихрей в районе резкого изгиба линии склона (Pichevin and Nof, 1997). При этом течение теряет порядка 15% значения своего расхода.

Об относительной эффективности генерации медди различными участками континентального склона Пиренейского полуострова можно судить по количеству медди обнаруженных за период наблюдений в непосредственной близости от континентального склона (рис. 4.10), а также по траекториям поплавков RAFOS, запущенных в MUC в рамках серии экспериментов 1990х гг. (Richardson et al., 2000). Наибольшее количество медди обнаруживается между каньоном Портимао и поднятием Эстремадура. Эта область включает основные известные районы формирования (отрыва) медди: каньон Портимао (Serra and Ambar, 2002), мыс Сен-Висент (Prater and Sanford, 1993; Bower et al., 1997; Richardson et al, 2000), каньоны Лиссабон и Сетубал непосредственно к югу от мыса Эстремадура и каньон Назаре к северу от него (Richardson et al, 2000). Результаты показывают, что в районе Эстремадуры от склона отрывается даже больше медди, чем в традиционно рассматриваемой области интенсивного образования медди у мыса Сен-Винсент. В литературе обсуждалось также возможное образование медди у склонов банки Горринж, в 200 км от кромки шельфа Пиренейского полуострова (Serra and Ambar, 2002). Полученные данные свидетельствуют о некотором увеличении количества медди у южной оконечности банки, но это увеличение может также быть результатом стагнации и накопления медди. Во всяком случае, результаты не позволяют достоверно утверждать существование здесь области генерации.

К северу от поднятия Эстремадура количество медди у континентального склона убывает в 3 раза, т.е. можно предположить, что здесь образование медди идет существенно менее эффективно (см. также рис. 4.9). К северу от поднятия Эстремадура можно выделить 3 района генерации медди: каньоны Авейру/Порто (40-41°с.ш., см. также Cherubin et al., 1997), район к северо-западу от мыса Финистерре (см. также Paillet et al., 2002; Carton et al., 2013) и район Галисийской банки (Carton et al., 2013). В последнем случае медди могут формироваться на одной из ветвей MUC, которая огибает банку с запада (Iorga and Lozier, 1999a,b), и на что указывает существенное увеличение численности медди возле западной оконечности банки (рис. 4.11b). Возможна генерация медди и вдоль северного склона Пиренейского полуострова (Carton et al., 2013).

Помимо антициклонов, на MUC генерируются также циклоны средиземноморских вод, но эти образования вносят существенно меньший вклад в динамику средиземноморских вод в Атлантике, т.к. они, как правило, короткоживущие и значительно меньшего размера (Иванов и др., 1990; Chouksey et al., 2023).

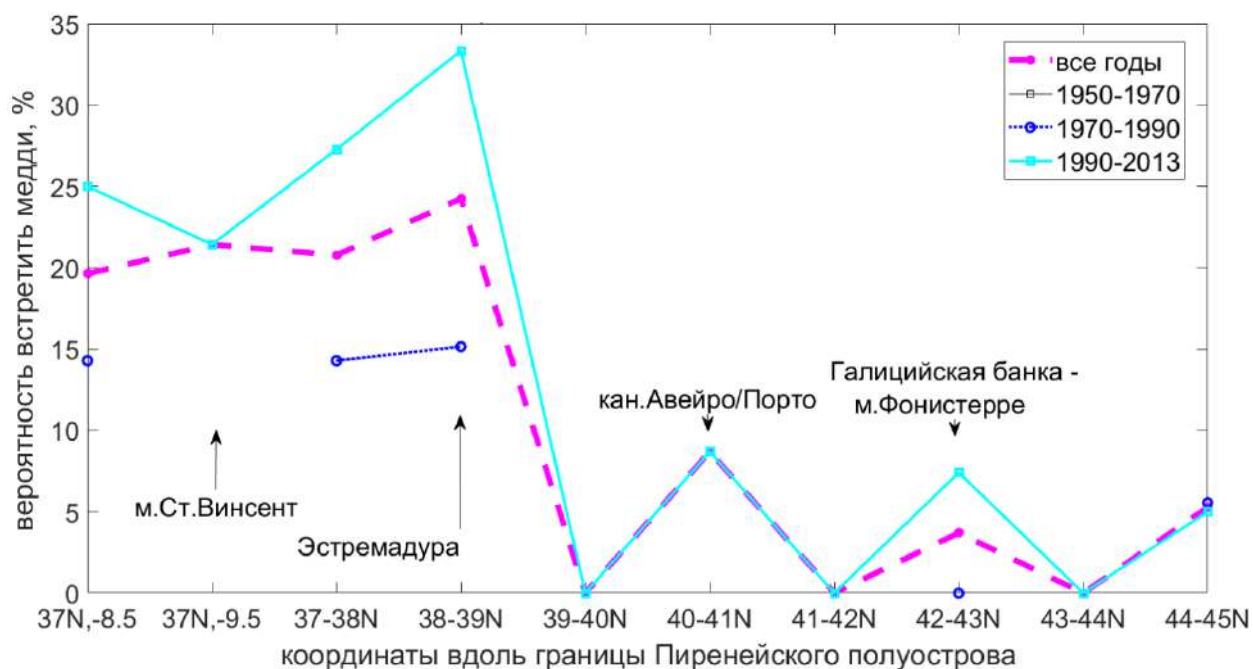


Рис. 4.10. Вероятность обнаружить медди в пределах 100 км от континентального склона Пиренейского полуострова (с юга на север, см. географические названия на рис. 4.2). Разным цветом выделены разные временные интервалы наблюдений.

4.3.2 ПУТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МЕДДИ

После отрыва от материкового склона медди распространяются преимущественно на запад. По траекториям поплавков RAFOS и ARGO в медди (рис. 4.9) рассчитаны эйлеровы векторы скоростей движения медди (рис. 4.11a), а по данным вертикальных зондирований сделана оценка распределения встречаемости медди (рис. 4.11b). Вероятность встретить медди рассчитана на $1^\circ \times 1^\circ$ сетке как отношение количества зондирований через ядра медди (всего 775 наблюдений медди) к общему числу зондирований в этом же квадрате (см. Bashmachnikov et al., 2015c). По сумме этих данных были уточнены пути движения медди, во многом согласующиеся с данными предыдущих исследований (Shapiro and Meschanov, 1996; Richardson et al., 2000; Demidov et al., 2012; Menesguen et al., 2012): 1) Северный маршрут – от Галисийской банки на запад (44-45°с.ш.), 2) маршрут Центральный-Север – от поднятия Эстремадура на запад, огибая поднятие Жозефины с севера (39-40°с.ш.), 3) маршрут Центральный-Юг – от мыса Сен-Винсент вдоль северной кромки Азорского течения (35-36°с.ш.), 4) Южный маршрут – из Кадисского залива и Иберийского бассейна на юг или юго-запад, в направлении Канарских островов (см. Bashmachnikov et al., 2015c). Помимо выявленных траекторий, наличие преимущественно зональных маршрутов движения медди подтверждается и тем фактом, что медди, формирующиеся на различных участках МУС и обладающие разными термохалинными характеристиками (рис. 4.3с), сохраняют эти меридиональные различия к западу от районов генерации (рис. 4.17). Впрочем, существует ограниченный обмен между основными маршрутами движения медди (рис. 4.11, см. также Cherubin et al., 1997; Demidov et al., 2012; Carton et al., 2013; Ciani et al., 2017).

Вблизи Пиренейского полуострова, Северный, Центральный-Север и Южный маршруты поддерживаются средним переносом на промежуточных глубинах (рис. 4.9). Формирование маршрута Центральный-Юг поддерживается экранирующим эффектом

Азорского течения, которое не пропускает на юг слабые медди, а интенсивные медди, прежде чем пересечь течение, обычно некоторое время дрейфуют вдоль его северной кромки (Bashmachnikov et al., 2009a). Появлению Южного маршрута благоприятствует заметное ослабление Азорского течения по мере приближения к Кадисскому заливу (рис. 2.8). В этом районе, к тому же, от Азорского течения отделяется ряд ветвей юго-западного направления, которые сливаются с Канарским течением (Iorga and Lozier, 1999b), что может способствовать переносу медди на юг (Richardson et al., 2000; Sokolovskiy et al., 2013). Некоторые медди могут обходить Кадисский залив против часовой стрелки, вместе с доминирующей там циклонической циркуляцией (рис. 4.9, также см. Carton et al., 2002; L'Heuret et al., 2014), но единичные случаи наблюдений таких траекторий не позволяют определить, насколько это типичная особенность регионального движения медди.

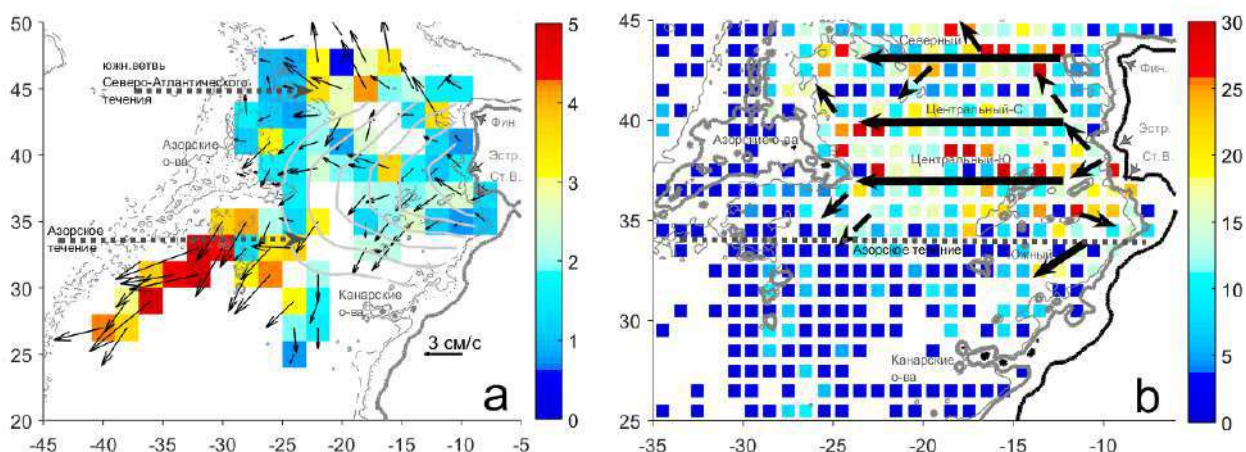


Рис. 4.11. (а) Средние скорости и направления движения медди (черные вектора) по данным поплавок ARGO и RAFOS. Цветом показан модуль скорости перемещения медди (см с^{-1}) в ячейках сетки $2^\circ \times 2^\circ$. Серым показаны изолинии концентрации CBM (согласно рис. 4.6а). (б) Вероятность обнаружения медди (%) в ячейках сетки $1^\circ \times 1^\circ$ (см. методику в разделе 4.6.3). Стрелки указывают основные предполагаемые пути распространения медди, выделенные по росту вероятности обнаружения медди.

Скорость движения подповерхностного вихря вдоль изолиний фоновой потенциальной завихренности, на планетарной β -плоскости направлена на запад и определяется выражением (Marshall, 1988; Cushman-Roisin et al., 1990; Morrow et al., 2004):

$$V_m \sim -\beta R d^2 (1 + \Delta H/h_a) \quad (4.3)$$

Здесь Rd – радиус деформации Россби, принятый в качестве меры горизонтального размера вихря, h_a – толщина изопикнического слоя, в котором находится ядро вихря, ΔH – максимальное поднятие изопикны над ядром антициклонического вихря по отношению к их фоновому уровню. Выражение в круглых скобках свидетельствует, что скорость перемещения медди отчасти является и функцией интенсивности медди (Nof, 1983, van Leeuwen, 2007).

Средние скорости движения медди составляют $2\text{--}3 \text{ см с}^{-1}$, и не превышают 5 см с^{-1} (рис. 4.11а). Полученные значения скорости хорошо соответствуют результатам предыдущих исследований, где типичная скорость движения медди оценивается как $2\text{--}3 \text{ см}$

с^{-1} , с кратковременными ускорениями до $5\text{-}8 \text{ см с}^{-1}$ в периоды активного взаимодействия медди с другими динамическими структурами (Schultz Tokos et al., 1994; Richardson et al., 2000; Carton et al., 2002). Несколько повышенная скорость дрейфа медди вдоль восточного склона САХ установлена только по траектории одного очень интенсивного медди (Huregion). Это аномалия не может считаться репрезентативной, т.к. согласно выражению (4.3), скорость перемещения аномально интенсивного медди должна быть выше, чем типичного медди.

Медди могут как ускоряться при взаимодействии с рельефом (топографический β -эффект над склонами САХ значительно превосходит планетарный), так и замедляться у особенностей топографии, а также резко менять вектор скорости при взаимодействии с другими динамическими структурами. Вовлечение окружающей жидкости в азимутальное вращение, а также искажение формы ядра вихря при возникновении там β -циркуляций приводит к возникновению составляющей перемещения антициклонических вихрей на юг (Cushman-Roisin et al., 1990). Последняя по крайней мере на порядок меньше, чем смещения вихрей на запад из выражения (4.3) (см., например, Chelton et al., 2011). Движение антициклонов к югу может возникать также из-за уменьшения потенциальной завихренности ядра при диссипации через боковые интрузии или рассеяние энергии через волны Россби (Flierl, 1984; Colin de Verdiere, 1992). Поэтому преимущественно западное или юго-западное движение антициклонических медди ожидаемо.

Интенсивность β -циркуляций, порожденных бароклинным β -эффектом фонового течения, возрастает с увеличением интенсивности самого течения (Morel and McWilliams, 1997) и действует как для баротропного (van Leeuwen, 2007), так и бароклинного (Vandermeirsch et al., 2001) фонового потока. Для течений восточного направления, доминирующих в верхнем слое океана (до $500\text{-}1000 \text{ м}$) в районе исследования, механизм совместного действия бароклинного и планетарного β -эффектов оказывается настолько эффективным, что может перемещать медди против направления доминирующих потоков, даже в отсутствии глубинного течения западного направления (Morel and McWilliams, 1997). В идущем на юг фоновом течении работает только бароклинный β -эффект и самостоятельное движение медди на порядок слабее, что обуславливает адвективный перенос медди на юг (Morel, 1995).

В крупномасштабном фоновом потоке с горизонтальным сдвигом мезомасштабный антициклонический вихрь мигрирует в сторону оси течения в области с фоновой относительной завихренностью противоположный по знаку завихренности ядра вихря, и от оси течения в области с фоновой относительной завихренностью того же знака, что и у ядра вихря (Bell, 1990). Такая динамика способствует пересечению медди течений восточного направления с севера на юг и течений южного направления – с востока на запад. Поэтому южная ветвь Северо-Атлантического течения (около 45°с.ш.) должна ограничивать распространение медди на север, а Азорское течение будет перенаправлять медди на юг. Правда горизонтальные размеры Азорского течения сравнимы с размерами медди, и механизм пересечения такого потока несколько иной. При приближении медди с севера к Азорскому течению, на последнем образуются антициклонический меандр, несколько выше по течению от медди, и циклонический меандр, несколько ниже по течению. Зональное течение как бы локально разбивается на пару антициклон-циклон. Усиливаясь, циклон выталкивает медди на юг. Однако пересечь струю может только достаточно интенсивный медди, аномалия потенциальной завихренности ядра которого превышает

таковую Азорского течения (Vandermeirsch et al., 2003a,b). Действительно далеко, не все медди пересекают Азорское течение, а некоторые «отталкиваются» от него и продолжают свой западный дрейф к северу от оси течения (Bashmachnikov et al., 2009a). Это и формирует ранее упомянутый маршрут Центральный-Юг. После пересечения струйного течения медди может либо остаться захваченным на южной периферии струйного потока, либо оторваться от струи и продолжить движение на юго-запад. Все зависит от относительной интенсивности циклона и антициклона, одновременно формируемых медди на течении. Анализ траекторий медди (Richardson and Tychensky, 1998; Tychensky and Carton, 1998; Bashmachnikov et al., 2009a; Ciani et al., 2017) указывает на быстрый перенос крупного интенсивного медди Нурегіон через Азорское течение и захват менее интенсивного медди Encelade на южной периферии Азорского течения, по крайней мере, в течении 6 месяцев (рис. 4.9).

При взаимодействии медди с циклоном такой же интенсивности, образовавшийся диполь также будет дрейфовать вдоль изолиний эффективного β -эффекта, включающего планетарную, топографическую и бароклинную составляющие (Velasco Fuentes and van Heijst, 1995). Крупные и интенсивные антициклоны и циклоны (в том числе поверхностные) влияют на медди как сильные локальные аномалии фонового поля потенциальной завихренности и могут резко изменять направление движения медди, перемещая его вдоль своей периферии (Schultz Tokos et al., 1994; Richardson et al., 2000; Carton et al., 2010).

Абстрагируясь от сравнительно кратковременных взаимодействий с другими вихрями, движение вихрей вдоль изолиний эффективного β -эффекта означает, что медди будут перемещаться вдоль изолиний фонового поля потенциальной завихренности (Marshall, 1988; Костяной и Шапиро, 1989; Cushman-Roisin et al., 1990; Van Leeuwen, 2007). Интегральную потенциальную завихренность по Эртелю в столбе воды, в пренебрежении относительной завихренностью среды по сравнению с f , можно вычислить по формуле:

$$\Pi_{\text{int}} = \frac{f}{Z} \int_z^0 \frac{N^2}{g} dz = \frac{f(y)}{Z(x, y)} \left[\frac{(\rho(Z(x, y)) - \rho_0(x, y))}{\bar{\rho}} \right]. \quad (4.4)$$

Здесь Z – нижний предел глубины динамического влияния медди на колонку воды, $\rho(Z)$ и ρ_0 – плотность воды на глубине Z и на поверхности моря, соответственно. Если глубина океана превышает Z , то принимаем $Z = \text{const}$ и топографический β -эффект отсутствует. В противном случае, вариации Z обычно играют ведущую роль в формировании градиентов поля Π_{int} . Последняя ситуация часто отмечается над крутыми склонами континентальной окраины, САХ и других подводных поднятий.

Согласно теоретическим результатам и наблюдениям, большинство медди распространяют свое динамическое влияние до поверхности моря (Bashmachnikov et al., 2014). Нижнюю предельную глубину динамического влияния медди можно примерно оценить как $Z = Z_c + H_m$, где Z_c – глубина ядра медди, а динамический масштаб H_m можно оценить следующим образом. Согласно теоретическим оценкам, вертикальный масштаб e -кратного затухания динамического влияния ядра медди должен быть порядка $\frac{R f}{1.5 N}$ (Bashmachnikov et al., 2014). Характерная пиковая азимутальная скорость в ядре медди составляет 20 см с^{-1} (Bashmachnikov et al., 2015c). Она убывает до типичных значений

фоновых скоростей течений на промежуточных горизонтах исследуемого района 1 см с^{-1} , на масштабе, в 3 раза превышающем оценку вертикального масштаба e -кратного затухания.

Тогда получаем: $H_m = 2R \frac{f}{N}$ (Owens and Hogg, 1980; Bashmachnikov et al., 2014). При $\frac{N}{f}$

~ 70 - 80 для субтропиков и для медди с динамическим радиусом 50 км получим H_m порядка 1300 м . Прибавляя это значение к типичной глубине ядра медди $Z_c = 1100$ - 1200 м , находим, что на медди будет влиять рельеф дна при глубинах моря не более 2500 м . Впрочем, это нижняя оценка Z , поскольку медди может взаимодействовать с рельефом не непосредственно, а через взаимодействие со связанными с рельефом динамическими структурами (типа конуса Тейлора), которые «распространяют» влияние подводных поднятий еще на несколько сотен метров вверх.

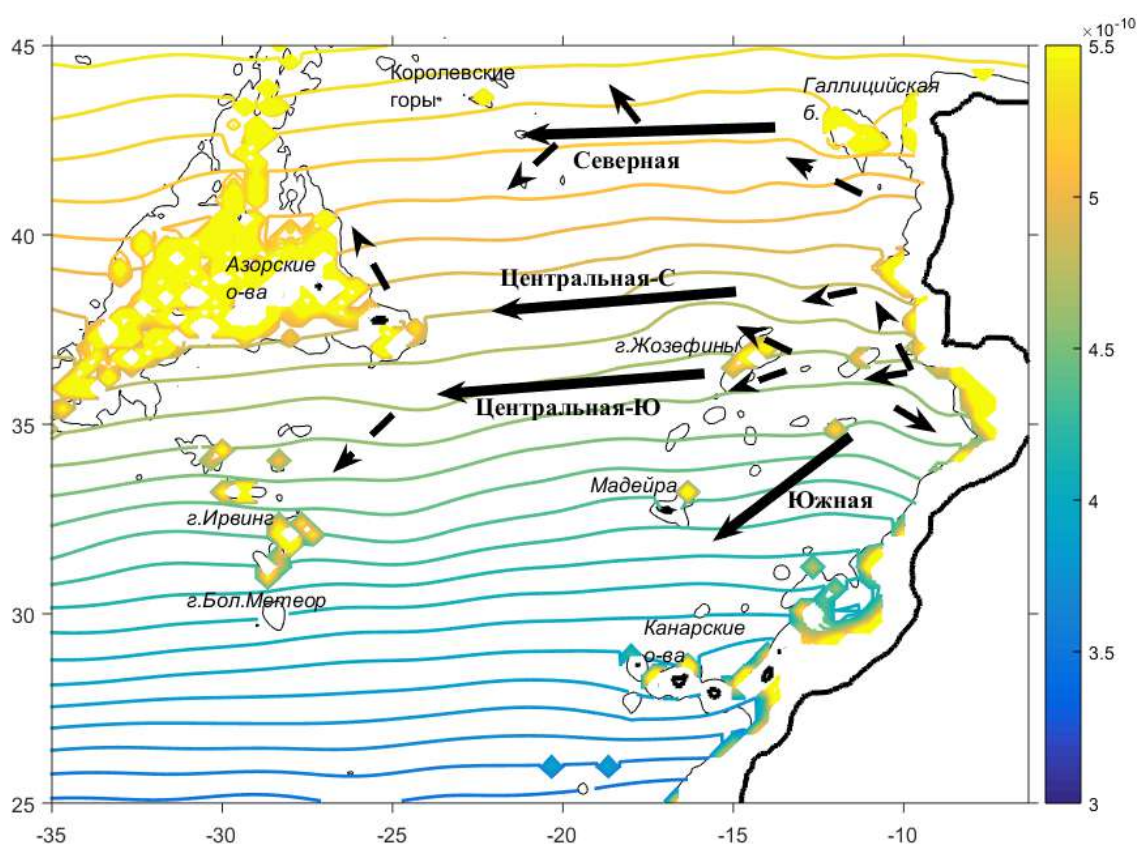


Рис. 4.12. Интегральная фоновая потенциальная завихренность (Π_{int}) между 0 и 2500 м ($\text{м}^{-1} \text{ с}^{-1}$, см. формулу 4.4). Черные стрелки – пути преимущественного движения медди.

Принимая $Z = 2500 \text{ м}$ и используя климатологию температуры и солёности MEDTRANS (Bashmachnikov et al., 2015a), оценим Π_{int} по формуле (4.4). Преимущественно зональная ориентация изолиний Π_{int} (рис. 4.12), в отсутствие влияния на нее рельефа дна, обусловлена тем, что бароклинный β -эффект в несколько раз меньше планетарного. Наличие бароклинного β -эффекта, тем не менее, приводит к некоторому наклону изолиний Π_{int} к кругам широты. Таким образом можно ожидать наличие южной составляющей в движении медди даже в отсутствии вторичных эффектов, обуславливающих отклонение движения антициклонов к югу. Северный и Центральный

пути движения медди над глубоким океаном направлены вдоль изолиний Π_{int} . В районах поднятий движение медди будет определяться топографией дна. На Южном маршруте медди движутся через изолинии Π_{int} . Видимо здесь важную роль играет перенос медди течениями (Dewar and Meng, 1995; Morel, 1995). На рисунке не учтено влияние относительной завихренности, которое играет принципиальное значение при пересечении медди Азорского течения (Vandermeirsch et al., 2003a,b).

4.3.3 ЭВОЛЮЦИЯ ПАРАМЕТРОВ МЕДДИ С УВЕЛИЧЕНИЕМ ИХ ВОЗРАСТА

Ядра медди, отделенные от окружающих вод большими градиентами потенциальной завихренности, представляют собой довольно устойчивые структуры, время жизни которых зачастую составляет не более года (Hebert et al., 1990; Bashmachnikov et al., 2015c). Механизмы разрушения ядер медди разнообразны. Важную роль может играть двойная диффузия (Hua et al., 2013), потеря вещества и количества движения при взаимодействии с фоновым течением (Mariotti et al., 1994), рассеивание энергии во внутренних волнах на границе ядра медди и в волнах Россби (Flierl, 1984; Biescas et al., 2008; Early et al. 2011; Бенилов и др., 2020), изопикнические боковые интрузии (Hebert et al., 1990), динамическая неустойчивость медди, приводящая к деформации ядра и формированию филаментов (Menesguen et al., 2012), расщепление или полное разрушение медди при взаимодействии с подводными горами и другими неровностями топографии (Richardson et al., 2000; Cenedese, 2002; Bashmachnikov et al., 2009a; Sokolovskiy et al., 2013).

Единственные длительные и подробные наблюдения за медди были проведены для медди Sharon, который отслеживался в течении 2х лет (Hebert et al., 1990). Результаты позволили предположить, что боковые изопикнические интрузии являются наиболее эффективным механизмом постепенного разрушения ядра медди в глубоком океане. Взаимодействию с подводной горой часто является наиболее критичным для существования медди. Такое взаимодействие может быть интенсивным и приводить либо к полному коллапсу ядра медди, либо к потере существенной части объема ядра, может быть умеренным и приводить к расщеплению ядра с возможным воссоединением вновь образованных ядер на противоположной стороне горы, или может быть слабым и приводить к вращению медди вокруг горы с последующим отрывом от топографии без существенного изменения своих характеристик (Shapiro et al., 1996a; Richardson et al., 2000; Cenedese, 2002; Herbette et al., 2003; Adduce and Cenedese, 2004; Bashmachnikov et al., 2009b; Sokolovskiy et al., 2013). Интенсивность взаимодействия зависит от горизонтальных размеров подводной горы в сравнении с радиусом медди, глубины вершины подводной горы в сравнении с глубиной ядра медди (van Geffen and Davies, 2000; Sokolovskiy et al., 2013), наличия фонового течения (Cenedese, 2002). Предположительно интенсивность аномалии потенциальной завихренности ядра медди тоже существенным образом определяет результаты столкновения медди с подводной горой (Bashmachnikov et al., 2015c). Наблюдения *in situ* и данные численного моделирования дают основания полагать, что при взаимодействии с горой медди часто теряет от 25 до 40% объема своего ядра (Shapiro et al., 1996a; Richardson et al., 2000; Wang et al., 2003; Bashmachnikov et al., 2009b).

4.3.3.1 КОЛИЧЕСТВО МЕДДИ КАК ФУНКЦИЯ РАССТОЯНИЯ ОТ ПИРЕНЕЙСКОГО ПОЛУОСТРОВА. ВРЕМЯ ЖИЗНИ МЕДДИ

Несмотря на значительный прогресс в нашем понимании средних характеристик и динамики медди в последние десятилетия, наблюдениями охватывались только часть жизненного цикла различных медди (Shapiro et al., 1996b; Richardson et al., 2000; Demidov et al., 2012; Филюшкин и Кожелупова, 2020). В настоящей работе приведен наиболее полное на данный момент и систематическое исследование жизненного цикла ядер медди на основе изучения характеристик ядер медди в зависимости от их расстояния от районов их генерации. Такая постановка задачи оказалась возможной благодаря ограниченности районов генерации медди континентальным склоном Пиренейского полуострова и уникальности характеристик медди в субтропической Атлантике.

Рисунок 4.13 показывает вероятность обнаружить медди как функцию расстояния от Пиренейского полуострова (см. границы районов на рис. 4.8(a) и методику расчета в приложении 4.6.3). Средняя вероятность обнаружения медди при случайном зондировании снижается от 10-15% на расстоянии до 1200 км от Пиренейского полуострова до 1-2% и менее на удалении 1600 км и более (рис. 4.13a). Средняя по всему региону вероятность равна примерно 8%, несколько выше аналогичной оценки 5% (Richardson et al., 1991). Некоторое увеличение вероятности обнаружения медди на расстоянии 100-300 км от континентального склона Пиренейского полуострова к северу от мыса Эстремадура (рис. 4.13a,b) может быть отчасти связана с тем, что часть медди аккумулируется здесь, приходя из более южных районов (рис. 4.11a). Отчасти это также может быть связано с методикой выделения медди, где, во избежание ошибки, исключалась окрестность MUC (см. раздел 2.3.1). Также может играть роль относительно малые размеры вновь сформировавшихся медди (рис. 4.14), что затрудняет их обнаружение, и быстрое перемещение медди прочь от материкового склона при взаимодействии с сопутствующим его образованию циклоном (Richardson et al., 2000; Serra et al. 2002; Aiki and Yamagata, 2004). Далее от склона медди обычно стагнируют и скапливаются в Иберийском бассейне, будучи остановлены цепями подводных гор или захвачены циклонической циркуляцией в Кадисском заливе (Richardson et al., 2000; L'Negaret et al., 2014). Очень малая вероятность встретить медди над САХ или к западу от него означает, что САХ представляет собой барьер на пути зонального распространения медди. Вероятность встретить медди быстро спадает и к югу от Азорского течения, которое, как было сказано выше, представляет собой частично проницаемый барьер на пути меридионального перемещения медди (рис. 4.13b).

По изменению вероятности обнаружения медди с расстоянием от Пиренейского полуострова (рис. 4.13) и скорости перемещения медди (рис. 4.11) можно оценить продолжительность существования медди. Вероятность встретить медди особенно быстро уменьшается между 900 и 1600 км от Пиренейского полуострова. Этот диапазон можно принять за расстояние, на котором разрушается большинство медди. При средней медди скорости перемещения 2.3 ± 0.5 см с⁻¹, для прохождения 900 км потребуется в среднем 15 месяцев (с учетом ошибки определения скорости – от 12 до 19 месяцев), 1200 км – 20 месяцев (16-26 месяцев), 1600 км – 26 месяцев (22-34 месяца). Таким образом, время жизни типичного медди составляет 1-2 года, и только немногие медди, прошедшие расстояние более 1600 км от Пиренейского полуострова, могут существовать свыше 2.5-3 года. Время

жизни медди, зафиксированного McDowell and Rossby, (1978) у Багамских островов, оценивается в 5 лет и более.

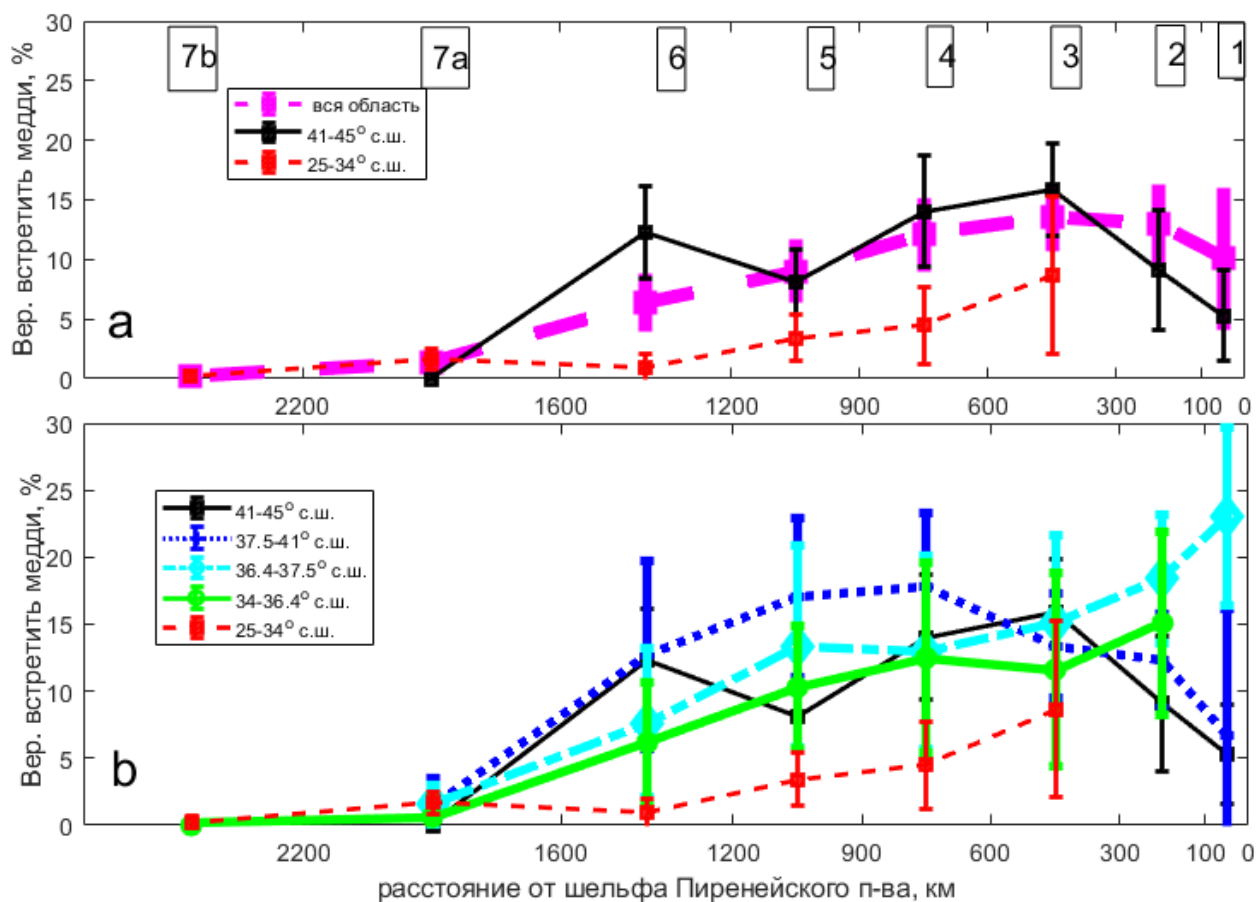


Рис. 4.13. Вероятность обнаружить медди в субтропической северо-восточной Атлантике как функция расстояния до Пиренейского полуострова (ось X, км). Цифры отмечают районы 1-7, границы которых показанные красными полукружьями на рис. 4.8а. (а) Среднее по всем широтам (розовая линия), только в северной части региона (черная линия) и только в южной части региона (красная линия). Диапазоны широт приведены в легенде. (б) То же, что и в (а), но добавлены промежуточные широтные зоны. Осреднение проводилось вдоль основных путей движения медди. Вертикальные отрезки характеризуют ошибку среднего согласно *t*-критерию Стьюдента.

4.3.3.2 ГЕОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ МЕДДИ

Средний динамический радиус медди меняется от 10 км до 70-100 км (рис. 4.14а). Малые радиусы медди наблюдаются у Пиренейского полуострова, прежде всего, у южной его оконечности, а также в Иберийском бассейне и Кадисском заливе. Вдоль континентального склона Пиренейского полуострова радиусы медди растут в северном направлении (рис. 4.14б) примерно от 10 км на юге полуострова (13 наблюдений медди) до 20 км между мысом Сен-Винсент и поднятием Эстремадура (55 наблюдений медди) и 30 км и более к северу от поднятия Эстремадура (9 наблюдений медди). В эти данные не включены медди, находящиеся в непосредственном контакте с МUC, которые фильтровались в связи со сложностью их отделения от МUC (см. раздел 2.3.1). Однако данные литературных источников, где, в том числе, фиксировались медди находящиеся в

непосредственном контакте с MUC (Zenk et al., 1992; Prater and Sanford, 1993; Pingree, 1995; Bower et al., 1997; Cherubin et al., 2000), показывают ту же тенденцию (зеленая линия на рис. 4.14b).

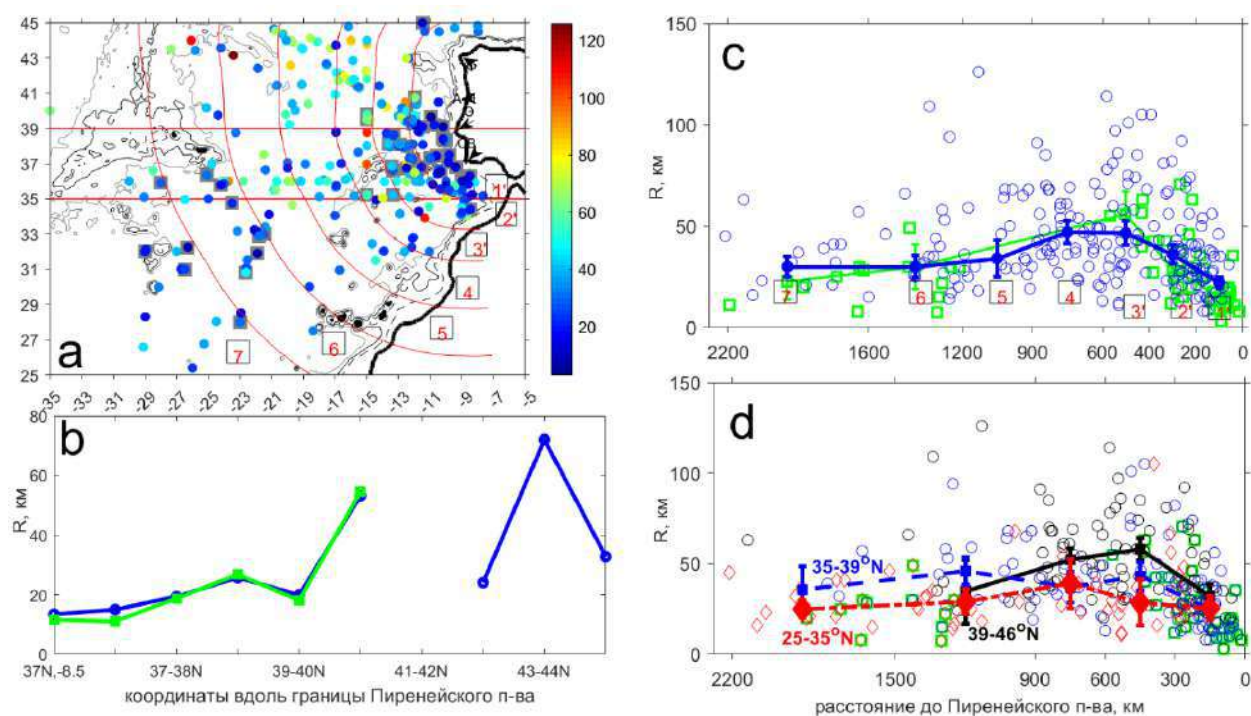


Рис. 4.14. Радиусы медди (R , км). (а) Пространственное распределение R . Φ = мыс Финистерре, А-П = каньоны Авейро-Порто, Э = поднятие Эстремадура, СВ = мыс Сен-Винсент; показаны изобаты 1000 м (серая пунктирная линия), 2000 м (жирная серая линия) и 3000 м (тонкая серая линия). (б) Изменение радиуса ядер медди вдоль Пиренейского полуострова, в пределах 100-километров от континентального склона: синяя линия – данные этой работы, зеленая – по данным литературных источников. (с) R как функция расстояния от Пиренейского полуострова: синяя линия и синяя круги – данные этой работы, зеленая линия и зеленые квадраты – данные литературных источников. (д) радиус R как функция расстояния от Пиренейского полуострова в трех широтных полосах, отмеченных на графике (а): 25-35°с.ш. (красным), 35-39°с.ш. (синим), 39-45°с.ш. (черным), по литературным данным (зеленым). Вертикальные отрезки – ошибка среднего; красные цифры в квадратах – номер области на графике (а) (из Bashmachnikov et al., 2015c).

По мере удаления от Иберийского берега радиус медди R увеличивается в пределах первых 600 км, причем во всех широтных зонах (рис. 4.14c,d). Последовательное увеличение радиусов медди было связано с их частыми слияниями, на что указывают изменение и других характеристик медди, описываемое ниже. Слияниям способствует высокая концентрация медди в этом районе (рис. 4.14a), тогда как многочисленные поднятия рельефа дна (банки и подводные горы) на западе бассейна ограничивают западный дрейф и способствуют накоплению медди. В пределах первых 900 км от Пиренейского полуострова у северных медди радиусы обычно больше, чем у южных (рис. 4.14a,d), повторяя аналогичную тенденцию вдоль континентального склона (рис. 4.14b).

На удалении более 900 км доминирует тенденция к уменьшению R с расстоянием от Пиренейского полуострова, что говорит о преобладании процесса разрушения и распада

ядер меди. Наиболее быстрое уменьшение радиусов меди наблюдается на севере региона (рис. 4.14с,d). Это согласуется с быстрым уменьшением аномалии потенциальной завихренности ядер меди вдоль Северного маршрута (см. ниже рис. 4.22d) и свидетельствует о более быстром разрушении меди вдоль этого маршрута. К югу от Азорского течения радиус меди меньше, чем вдоль Центрального маршрута, что позволяет предположить потерю части объема ядра при пересечении Азорского течения.

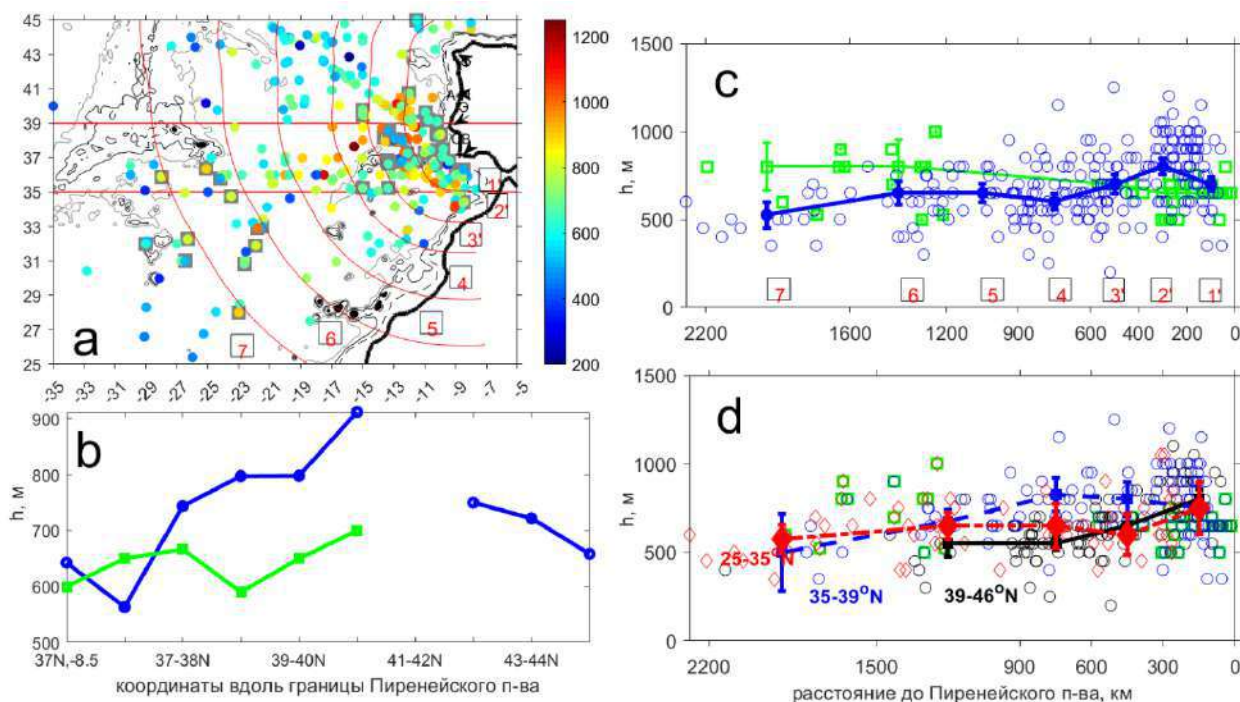


Рис. 4.15. Вертикальная мощность ядра меди (h , м). (а) Пространственное распределение h . (б) h вдоль Пиренейского полуострова, в пределах 100-километровой зоны: синяя линия – данные этой работы, зеленая – по данным литературных источников. (с) h как функция расстояния от Пиренейского полуострова: синяя линия и синяя круги – данные этой работы, зеленая линия и зеленые квадраты – по литературным данным. (д) h как функция расстояния от Пиренейского полуострова в трех широтных полосах. См. обозначения на рис. 4.14 (из Bashmachnikov et al., 2015c).

Вертикальная мощность ядра меди (h) составляет от 300 до 1000 м, в среднем 600 м (рис. 4.15а). Вертикальная мощность ядер меди в 100-километровой зоне от берега (рис. 4.15b) сначала возрастает, до области поднятия Эстремадура (и немного к северу от него), а затем начинает уменьшаться, следуя изменениям вертикальной мощности MUC (рис. 4.3b, Bashmachnikov et al., 2015c). Это еще раз свидетельствует о локальном происхождении наблюдаемых вблизи MUC меди. С расстоянием от берега h несколько уменьшается, в среднем, от 700-800 м у Пиренейского полуострова до 500 м на удалении более 2000 км от берега (рис. 4.15c). В согласии с изменчивостью h вдоль MUC, максимальные значения h наблюдаются вдоль Центрального маршрута, между 37 и 41°с.ш., и, прежде всего, в Иберийском бассейне (рис. 4.15a,d). Вдоль Северного маршрута меди, средние значения h уменьшается на протяжении первых 900 км от берега быстрее, чем вдоль других маршрутов. Это подтверждает выводы об ускоренной диссипации северных меди вдоль Северного маршрута.

Отношения h/R показывает, что, в среднем, горизонтальные размеры ядра медди на 2 порядка превышают вертикальные (рис. 4.16а,с). Тенденция h/R к уменьшению в северном направлении наблюдается, как вдоль Пиренейского полуострова, так и на удалении от него (рис. 4.16b,d). Т.е. на севере медди более крупные и плоские, чем на юге. h/R быстро убывает на протяжении первых 600 км от Пиренейского полуострова (рис. 4.16с), что характерно для слияния вихрей (Reinaud and Dritschel, 2002; Bambrey et al., 2007). Дальнейшая эволюция h/R идет по-разному для разных широт, медленно убывая на Северном и Центральном маршрутах под влияние постепенной деградации характеристик ядер медди (см. Nebert et al., 1990), но оставаясь на прежнем уровне, и даже несколько возрастая с дальнейшим увеличением расстояния от Пиренейского полуострова к югу от Азорского течения (рис. 4.16b,d). Вероятно, последнее связано с непрерывной подпиткой наиболее интенсивными медди с севера (рис. 4.9), т.к. слабые медди не могут пересечь Азорское течение. Это сдвигает статистику в сторону наиболее интенсивных медди.

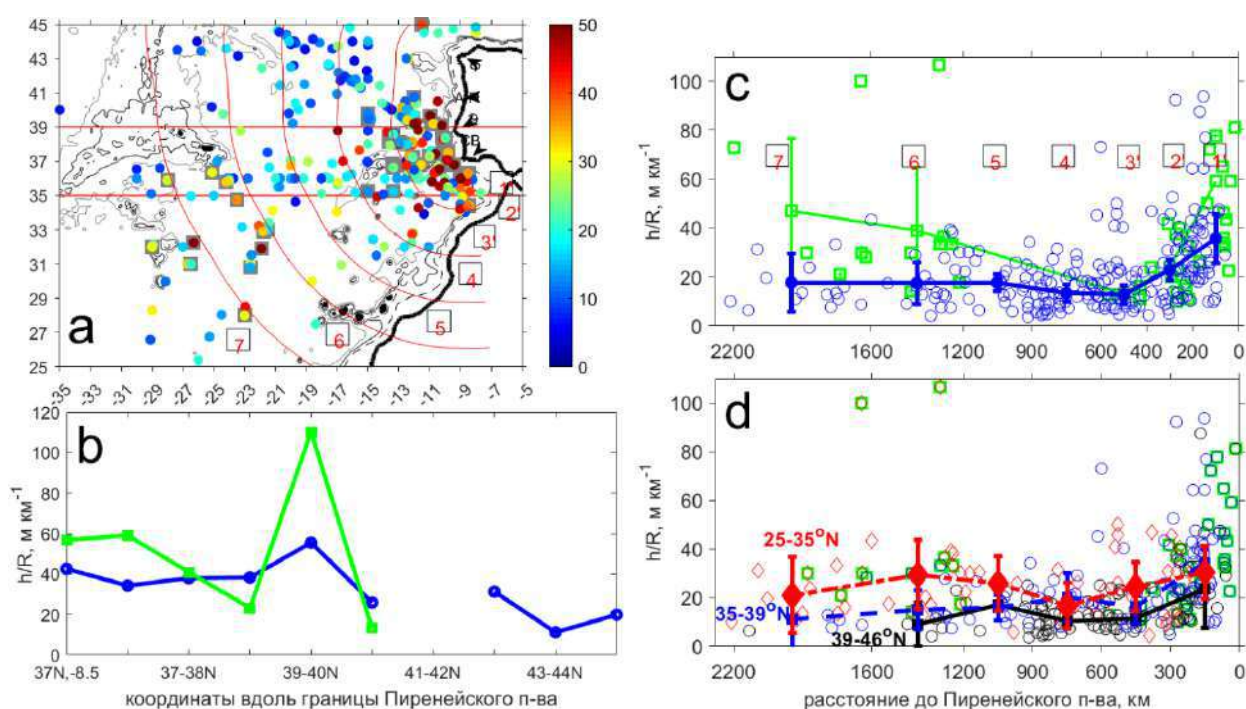


Рис. 4.16. Отношение вертикального и горизонтального масштабов ядра медди (h/R , м км^{-1}). (а) Пространственное распределение h/R . (б) h/R вдоль Пиренейского полуострова, в пределах 100-километровой зоны: синяя линия – данные этой работы, зеленая – по данным литературных источников. (с) h/R как функция расстояния от Пиренейского полуострова: синяя линия и синяя круги – данные этой работы, зеленая линия и зеленые квадраты – по данным литературных источников. (d) h/R как функция расстояния от Пиренейского полуострова в трех широтных полосах. См. подробнее обозначения на рис. 4.14 (из Bashmachnikov et al., 2015c).

С удалением от берега наблюдаемая изменчивость отношения h/R не согласуется с теоретической (Hassanzadeh et al., 2012): $h/R = f\sqrt{Ro/(N_0^2 - N_m^2)}$, хотя средние теоретические значения по порядку величины и близки к наблюдаемым. Здесь Ro – число Россби вихря, N_m^2 – частота плавучести в ядре вихря, N_0^2 – частота плавучести океана вокруг вихря (фон). Так, вдоль Центрального маршрута аномалия частоты плавучести ядра

медди относительно фона ($N_o^2 - N_m^2$) уменьшается с $1,74 \text{ с}^{-2}$ на 300-600 км до $0,88 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-2}$ на 1200-1600 км от берега, а Ro остается равным 0.125; $f = 8.5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Соответственно теоретическое отношение h/R увеличивается с расстоянием от Пиренейского полуострова с 0.023 (на 300-600 км) до 0.032 (на 1200-1600 км), тогда как наблюдаемое отношение остается равным 0.015-0.016. Это расхождение может быть как следствием неточности оценки изменчивости параметров (особенно Ro), так и особенностей диссипативных процессов в медди (Бенилов и др., 2020), не учитываемых в теоретическом соотношении.

4.3.3.3 СОЛЕННОСТЬ ЯДЕР МЕДДИ

Распределение солёности для 241 медди (рис. 4.17а, см. также рис. 4.8а для 775 медди) показывает уменьшение солёности на север вдоль склона Пиренейского полуострова, хорошо соответствуя изменению солёности МУС (рис. 4.3с и 4.17с). Несмотря на некоторый разброс (рис. 4.3с), как правило, солёность в ядрах медди оказываются на 0.1 ниже, чем среднеклиматическая солёность в ближайшей точке МУС (рис. 4.17б). Это значение несколько превышает локальное стандартное отклонение изменчивости солёности МУС (± 0.08) и является результатом вовлечения менее солёной окружающей воды в ядро медди при его формировании (Prater, 1992). Выделяется особенность на траверзе каньонов Авейро и Порто, где солёность ядер медди явно выше, чем в МУС (рис. 4.17с). Аналогичная, хотя и не такая сильная аномалия, отмечается также в районе мыса Финистерре и Галисийской банки (рис. 4.3д и 4.17с). Это подтверждает предположение, что часть медди в этих районах не генерируются локально, а приходят с юга, от поднятия Эстремадура (см. пути распространения медди на рис. 4.11а).

В пределах первых 900 км от Пиренейского полуострова солёность в ядрах медди довольно заметно падает (рис. 4.17д). Причем солёность (и ее аномалия) уменьшается наиболее быстро вдоль Северного маршрута, менее быстро – вдоль Центрального, и остается практически неизменной к югу от Азорского течения (рис. 4.17е,ф). Первое наблюдение говорит об усиленном размывании ядер северных медди, а второе подтверждает предположение о пересечении Азорского течения только наиболее сильными медди. Именно такие медди наиболее долго сохраняют аномалию солёности ядра. На расстоянии 1500 и 2200 км от Пиренейского полуострова, ускоренное уменьшение солёности ядер медди вдоль Центрального маршрута (рис. 4.17е) говорит о начале ускоренного разрушения медди, что, в том числе, является следствием их взаимодействия с поднятиями Срединно-Атлантического хребта (рис. 4.17а,б).

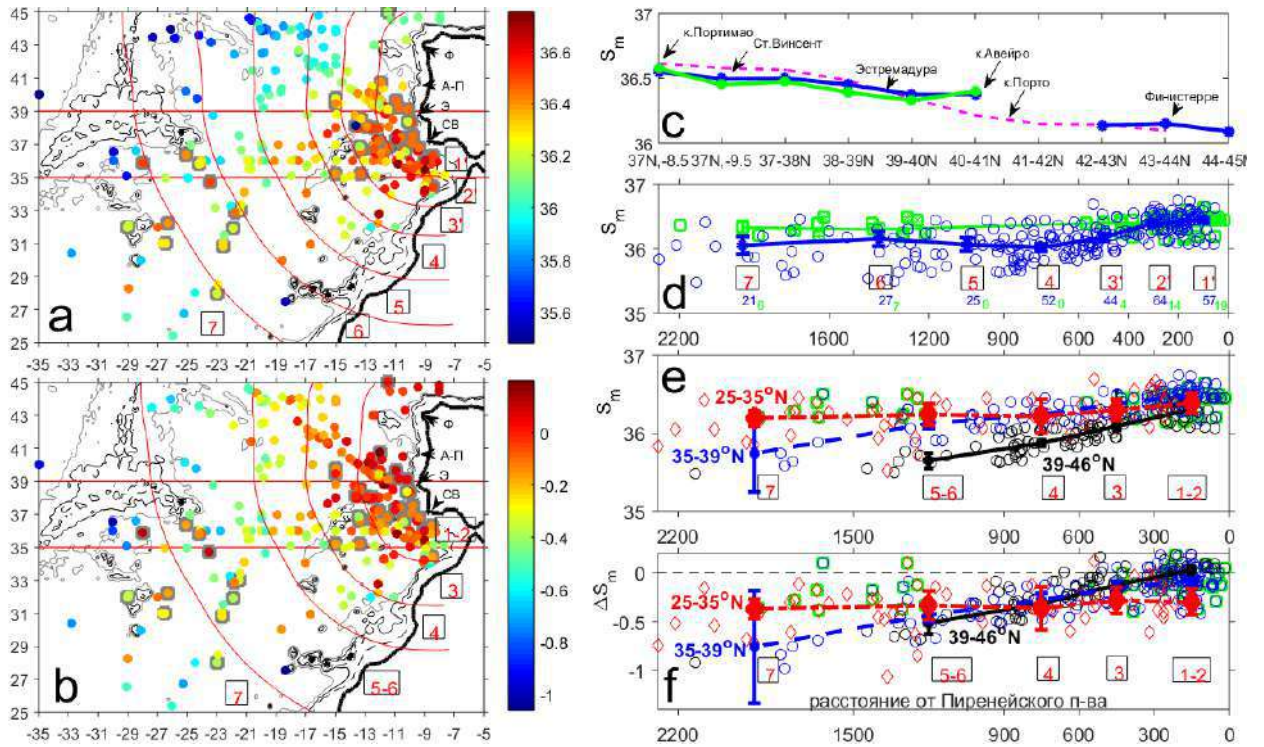


Рис. 4.17. Соленость в ядрах медди. (а) Пространственное распределение максимума солености в ядрах медди (S_m , цвет); кружки обозначают медди, обнаруженные в данном исследовании; серые квадраты – медди по литературным данным. (б) То же, что и (а), но для максимальной аномалии солености в ядрах медди относительно ближайшей точки MUC (ΔS_m). (с) Максимальная соленость MUC (розовая линия) и S_m в ядрах медди в 100-км зоне вдоль Пиренейского полуострова: синяя линия – данные этой работы, зеленая – по данным литературных источников. (д) S_m как функция расстояния от Пиренейского полуострова: синяя линия и синяя кружки – данные этой работы, зеленая линия и зеленые квадраты – по данным литературных источников. (е) S_m как функция расстояния от Пиренейского полуострова в трех широтных полосах, отмеченных на графике (а). (ф) то же, что и (е), но для аномалии солености (ΔS_m). См. подробнее обозначения на рис. 4.14 (по Bashmachnikov et al., 2015c).

Слияние медди в пределах первых 600 км, выявленное по изменчивости радиусов вихрей, наиболее ясно подтверждается изменением интегрального количества соли в ядрах медди (S_v) с расстоянием от Пиренейского полуострова. При радиальном гауссовском распределении соли вихрей Релея (см. раздел 1.3), интегральное количество соли в медди определяется как (Bashmachnikov et al., 2014):

$$S_v = S_m \iint_{|x|,|y| < \sqrt{2}R_m} e^{-x^2/(2R_m^2) - y^2/(2R_m^2)} dx dy \int_{|z| < \sqrt{2}\delta h} e^{-z^2/(2\delta h^2)} dz = 0.5 (2\pi)^{3/2} \text{erf}(1)^3 S_m h R_m^2 \sim 4.71 S_m h R_m^2 \quad (4.5)$$

Здесь $\delta h = h/2$ означает половину толщины ядра медди, а $\text{erf}(x) = \frac{2}{\pi} \int_0^x e^{-t^2} dt$ – функция ошибок. Количество соли в ядре медди меняется в интервале 10^{10} - 10^{12} тонн, составляя в среднем $1.4 \cdot 10^{11}$ тонн (рис. 4.18а). Эта оценка близка к оценке 10^{10} - 10^{11} тонн по L'Negaret

et al. (2014), хотя превышает оценку 10^9 тонн по Shapiro et al. (1996a,b). В северной части района значения S_v больше, чем в южной. Это отражает увеличение объема медди (увеличение R и h), компенсирующее уменьшение S_m ядра медди к северной части региона (рис. 4.18b). Увеличение в S_v на запад к северу от Азорского течения в пределах первых 600 км от Пиренейского полуострова (рис. 4.18c,d) убедительно свидетельствует о доминировании здесь процесса слияния медди над распадом. В литературе описано несколько наблюдения слияний медди, причем все наблюдались в только этом районе (Schultz Tokos et al., 1994; Richardson et al., 2000; L'Hegaret et al., 2014). Далее на запад S_v уменьшается в связи с обменом медди солью с окружающей средой и дроблением медди (Herbert et al., 1990). Особенно быстро это происходит на севере региона (рис. 4.18d). Локальное увеличение S_v южнее Азорского течения ($25-35^\circ\text{N}$) между 600 и 900 км предположительно происходит из-за активного движения медди вдоль южной окраины банки Горринж и дальнейшего их пересечения на юг Азорского течения, более слабого в этом районе (см. рис. 4.11, а также Armi et al., 1989, Richardson et al., 2000).

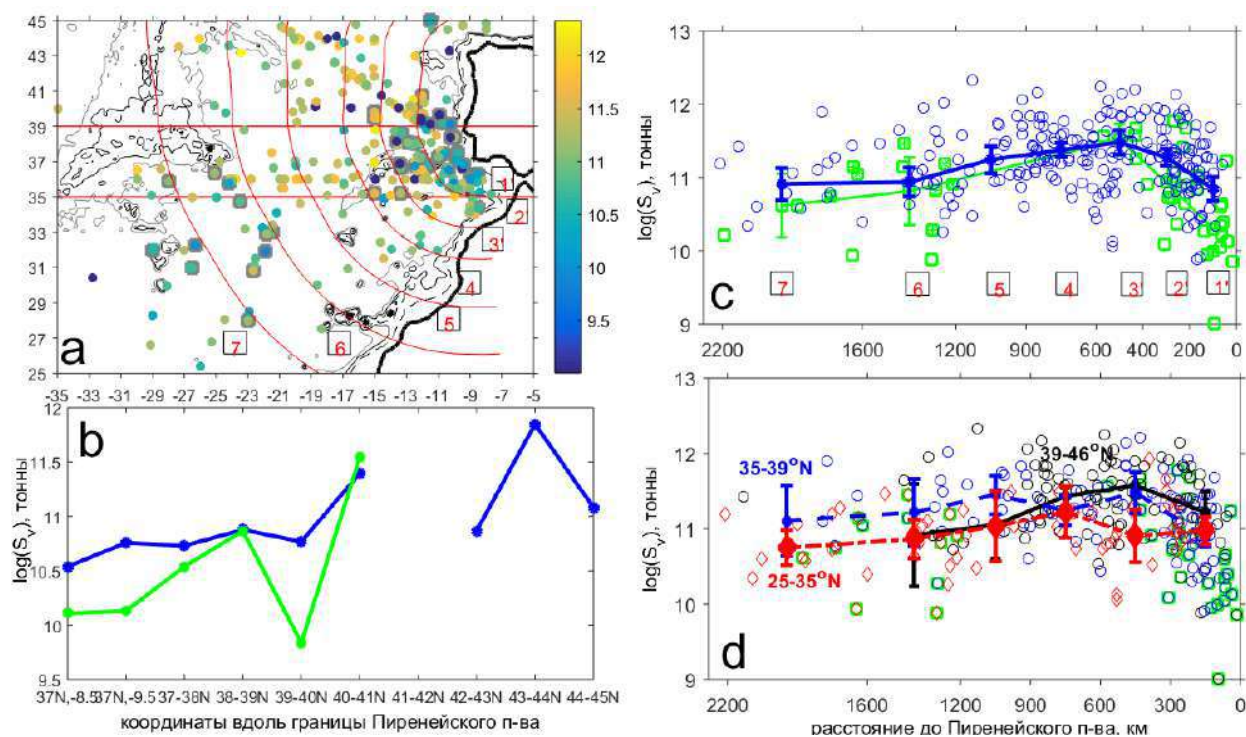


Рис. 4.18. Логарифм количества соли в медди (S_v , тонны). (а) Пространственное распределение S_v . (б) S_v вдоль Пиренейского полуострова, в пределах 100-километровой зоны: синяя линия – данные этой работы, зеленая – по данным литературных источников. (с) S_v как функция расстояния от Пиренейского полуострова: синяя линия и синяя круги – данные этой работы, зеленая линия и зеленые квадраты – по данным литературных источников. (д) S_v как функция расстояния от Пиренейского полуострова в трех широтных полосах. См. подробнее обозначения на рис. 4.14 (по Bashmachnikov et al., 2015c).

4.3.3.4 ДИНАМИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕР МЕДДИ

Максимальная азимутальная скорость в ядрах медди (v_θ) может быть определена для сравнительно небольшого подмножества медди, которые отслеживались с помощью поплавков RAFOS (рис. 4.9). Т.к. RAFOS остаются внутри медди достаточно долго, лишь

если они находятся внутри ядра, то вычисляемая по вращению поплавок азимутальная скорость, как правило, будет меньше v_θ . Это определяет несколько заниженные v_θ по сравнению с описываемыми в литературе (рис. 4.19).

При довольно существенном разбросе значений, v_θ составляет в среднем 20 см с^{-1} , достигая для отдельных медди 30-40 см с^{-1} . Вблизи Пиренейского полуострова самые энергично вращающиеся медди наблюдаются у мыса Эстремадура (рис. 4.19a,b). В пределах первых 600 км от берега происходит двукратное уменьшение v_θ (рис. 4.19c). Это согласуется с предположением о слиянии медди, при котором увеличивается радиус и падает отношение h/R . Как следствие, уменьшаются азимутальные градиенты плотности и падает v_θ . На большем удалении от берега, наоборот, азимутальная скорость имеет небольшую тенденцию к увеличению с расстоянием от района генерации медди. Это согласуется с более быстрым сокращением размеров медди по горизонтали, чем по вертикали при их диссипации путем внедрения горизонтальных интрузий на периферии (см. также Hebert et al., 1990). Южнее Азорского течения медди, в целом, менее интенсивны, чем к северу от него (рис. 4.19d). Ранее говорилось, что только наиболее интенсивные медди пересекают Азорское течение, однако при пересечении течения медди теряют часть массы и кинетической энергии, как это, например, наблюдалось для медди Ceres (Richardson and Tychensky, 1997; Филюшкин и др., 2002; Bashmachnikov et al., 2014).

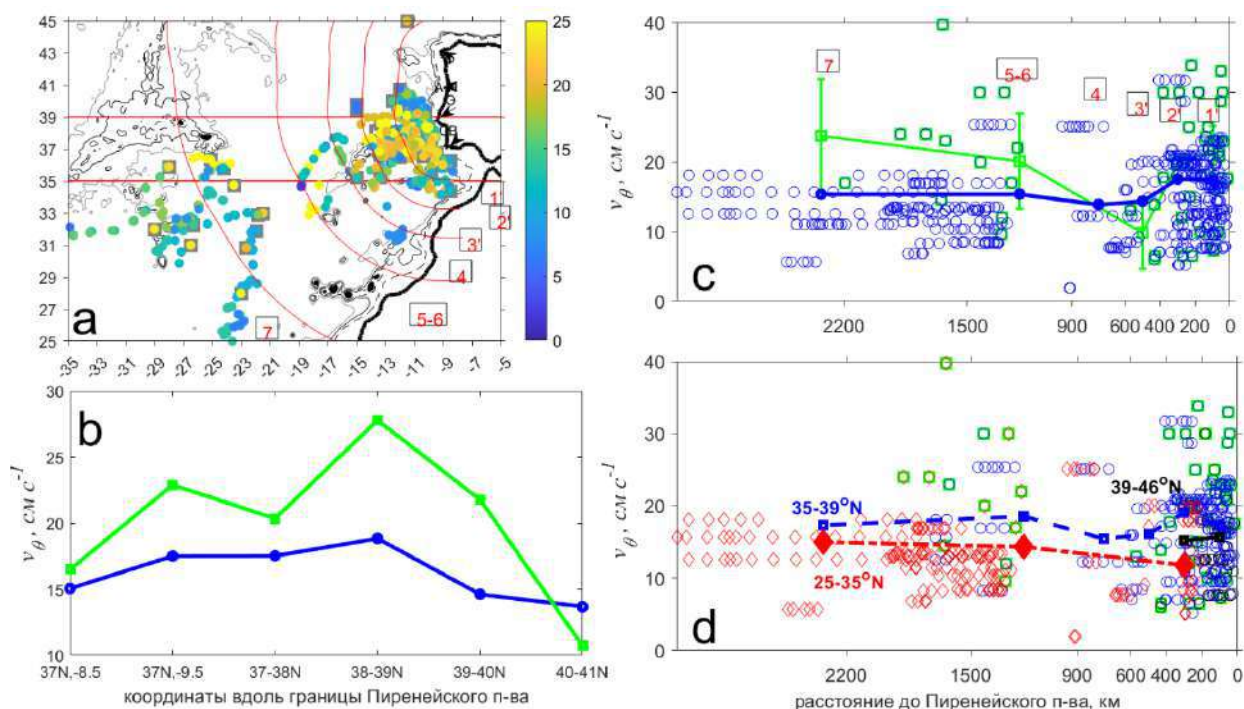


Рис. 4.19. Максимальная азимутальная скорость в ядрах медди v_θ (см с^{-1}). (a) Пространственное распределение v_θ . (b) v_θ вдоль склона Пиренейского полуострова, в пределах 100-километровой зоны: синяя линия – данные этой работы, зеленая – по данным литературных источников. (c) v_θ как функция расстояния от Пиренейского полуострова: синяя линия и синяя круги – данные этой работы, зеленая линия и зеленые квадраты – по данным литературных источников. (d) v_θ как функция расстояния от Пиренейского полуострова в трех широтных полосах. См. подробнее обозначения на рис. 4.14 (по Bashmachnikov et al., 2015c).

Данные поплавок RAFOS позволяют определить период вращения ядра медди (τ), и рассчитать число Россби:

$$Ro = \frac{2\pi}{f\tau}, \quad (4.6)$$

которое представляет собой отношение относительной завихренности ядра медди к параметру Кориолиса. Ro позволяет оценить степень нелинейности вихря.

Полученные результаты (рис. 4.20) сравнивались с литературными данными, где число Россби вычислялось как:

$$Ro = \frac{v_\theta}{fR}. \quad (4.7)$$

Вычисленные по данным наблюдений и литературным источникам значения Ro были одного порядка, в среднем 0.14 при максимальных значениях около 0.30 (рис. 4.20b,c). Малые значения Ro характеризуют квазигеострофические долгоживущие вихри (Carton, 2001). В целом, крупномасштабная изменчивость Ro определялась его обратной пропорциональностью радиусу медди, и, в меньшей степени, изменчивостью v_θ . В меридиональном направлении числа Россби минимальны на севере Пиренейского полуострова (рис. 4.20b), в связи с обратной зависимостью Ro от f и R при почти постоянном v_θ . С расстоянием от области генерации медди, в целом высокие значения Ro вновь сформированных медди, в пределах первых 200-600 км быстро убывали с удалением от Пиренейского полуострова (рис. 4.20c). Такое поведение согласуется с доминированием слияния медди на начальном этапе их эволюции. При последующей медленной диссипации медди начиная с периферии их ядер на больших расстояниях, Ro начинали медленно расти. Это говорит о росте нелинейности и динамической неустойчивости медди по мере удаления от Пиренейского полуострова.

Число Бюргера вихря:

$$Bu = \frac{\nabla^2 \psi}{\frac{f^2}{N_m^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}} \sim \left(\frac{N_m h}{f R} \right)^2 \quad (4.8)$$

представляет собой отношение относительной завихренности к степени деформации изопикн в ядре вихря, т.е. отношение кинетической к доступной потенциальной энергии вихря (Cushman-Roisin and Beckers, 2011). Выражение (4.8) равносильно другому используемому определению: $Bu' = \left(\frac{Rd}{R} \right)^2$, где $Rd = \frac{N_m h}{\pi f}$ – первый бароклинный радиус деформации Россби для медди, N_m – частота плавучести в ядрах медди.

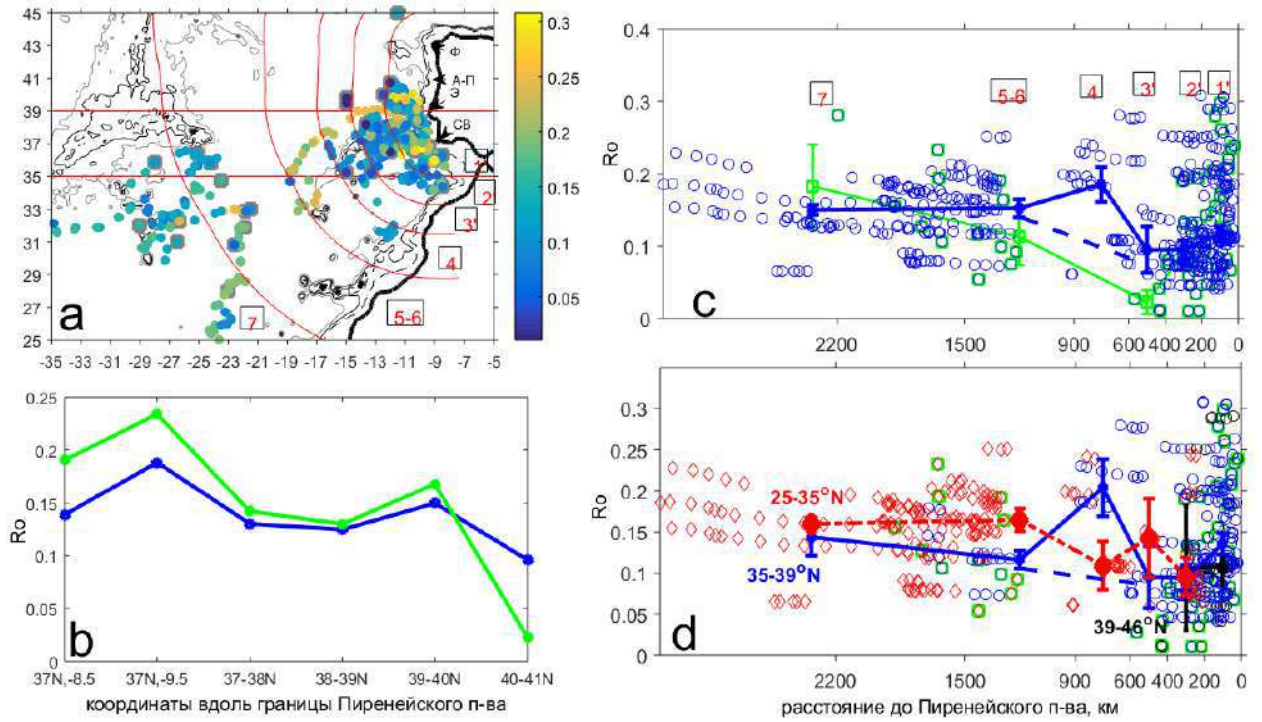


Рис. 4.20. Число Россби ядер меди R_o . (a) Пространственное распределение R_o . (b) R_o вдоль Пиренейского полуострова, в пределах 100-километровой зоны: синяя линия – данные этой работы, зеленая – по данным литературных источников. (c) R_o как функция расстояния от Пиренейского полуострова: синяя линия и синяя круги – данные этой работы, зеленая линия и зеленые квадраты – по данным литературы. (d) R_o как функция расстояния от Пиренейского полуострова в трех широтных полосах. Выброс вдоль Центрального маршрута на 600-900 км связан с наблюдениями только 2х медди (см. график (a)). См. подробнее обозначения на рис. 4.14 (по Bashmachnikov et al., 2015c).

Среднее значение Vi для меди по региону составляет 0.47 (рис. 4.21), что говорит о большей относительной роли потенциальной энергии и значительной стабильности ядра. Следуя изменениям Rd , Vi убывает вдоль кромки Пиренейского полуострова к северу (рис. 4.16b). Уменьшение относительной роли кинетической энергии в формировании аномалии потенциальной завихренности соответствует уменьшению скорости MUC от 20 см с⁻¹ у мыса Сен-Винсент (Ambar and Howe, 1979a,b; Bower et al., 2002) до 6-8 см с⁻¹ к северу от поднятия Эстремадура (Daniault et al., 1994). С удалением от берега пределах первых 600км, уменьшение отношения h/R (рис. 4.16c) вследствие слияния меди приводит к уменьшению Vi (рис. 4.21c). Таким образом, слияние увеличивает динамическую устойчивость ядер меди. Далее на запад Vi начинает медленно расти вслед увеличению h/R , а также в связи с усилением аномалии стратификации ядер меди (рис. 4.22). Эта тенденция выражена к югу от Азорского течения. Она подтверждается более чем двухлетними наблюдениями за эволюцией меди Sharon (рис. 4.9), для которого наблюдалось более быстрое уменьшение горизонтальных размеров ядра по сравнению с вертикальными, а также более быстрое уменьшению кинетической энергии вихря сравнительно с доступной потенциальной энергией (Hebert et al., 1990; см. также Menesguen et al., 2012). К югу от Азорского течения, где наблюдаются только те медди, которые смогли пересечь это струйное течение, значения Vi резко возрастают. Это можно интерпретировать как результат потери внешней части ядра (уменьшении R) на сдвиговом потоке, которая неоднократно наблюдалась в

численных экспериментах (Максименко и Орлов, 1991; Menesguen et al., 2012; Sokolovskiy et al., 2013).

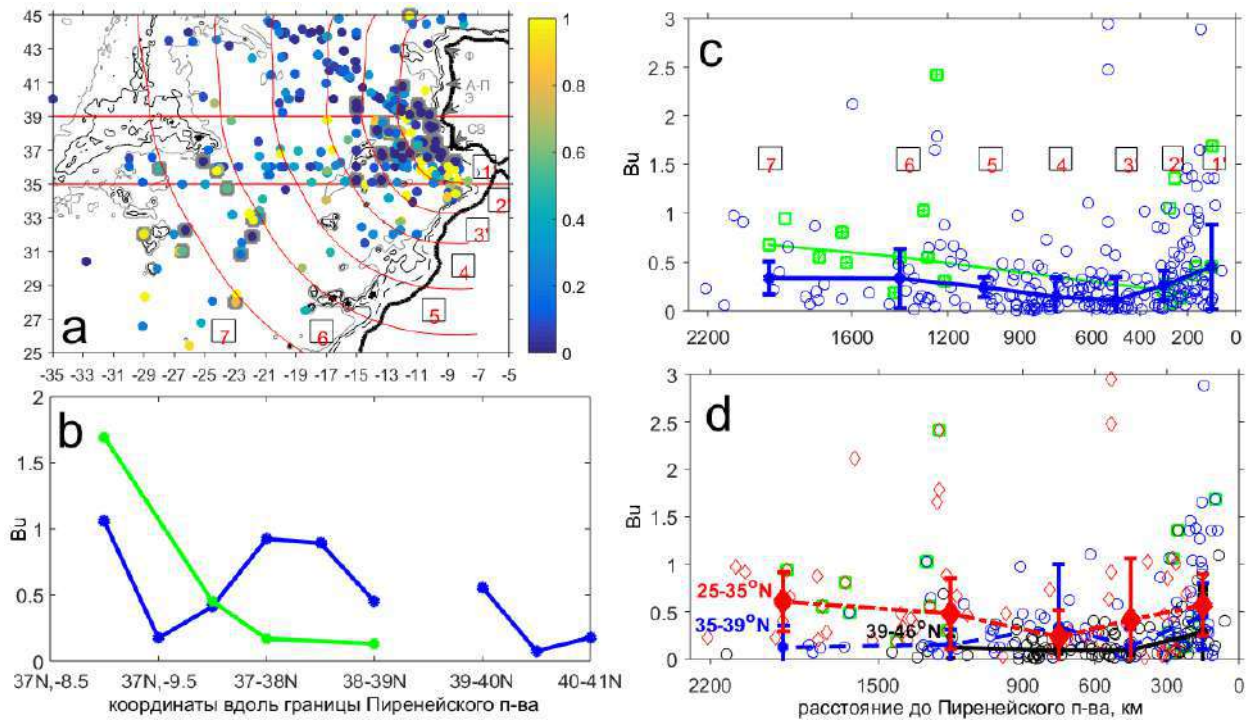


Рис. 4.21. Число Бюргера ядер меди (Bu). (a) Пространственное распределение Bu . (b) Bu вдоль Пиренейского полуострова, в пределах 100-километровой: синяя линия – данные этой работы, зеленая – по данным литературных источников. (c) Bu как функция расстояния от Пиренейского полуострова: синяя линия и синие круги – данные этой работы, зеленая линия и зеленые квадраты – по данным литературных источников. (d) Bu как функция расстояния от Пиренейского полуострова в трех широтных полосах. См. подробнее обозначения на рис. 4.14 (по Bashmachnikov et al., 2015c).

Длительное существование меди, как изолированных структур, связано с присущей их ядрам сильными аномалиями потенциальной завихренности ($d\Pi$) (Carton, 2001):

$$d\Pi = \frac{N_m^2}{g}(\omega + f) - \frac{N_0^2}{g}f \approx \frac{(N_m^2 - N_0^2)f}{g}, \quad (4.9)$$

где N_m^2 характеризует стратифицированность вод в ядре меди, N_0^2 характеризует стратифицированность окружающей среды на уровне ядра меди по данным климатологии MEDTRANS (Bashmachnikov et al., 2015a). Ядра меди первоначально отличаются аномально низкими значениями N_m^2 , которое связано со слабой стратификацией МУС. Эта аномалия, как известно, сохраняется на удалении на одну-две тысячи километров от Пиренейского полуострова (Tuchensky and Carton, 1998; Бенилов и др., 2020). Наблюдения показывают, что пиковая относительная завихренность ядер меди $|\omega| \ll f$ (рис. 4.20). Поэтому, учитывая слабую изменчивость N_m^2 , $d\Pi$ определяется, главным образом, пространственной изменчивостью N_0^2 (рис. 4.22a,b).

К северу от Азорского течения N_0 на промежуточных горизонтах меньше, чем к югу от него (рис. 4.22b). Действительно, рис. 4.22(c,d) показывает, что, в среднем, к югу от

Азорского течения ΔN^2 остается почти постоянным (порядка -0.2), тогда как вдоль Центрального маршрута ($35-39^\circ\text{с.ш.}$) ΔN^2 уменьшается по крайней мере вдвое на расстоянии $600-900$ км от Пиренейского полуострова (рис. 4.22d). Это связано с ростом к западу N_0 , которое компенсирует уменьшение N_m , связанное с обменом между ядрами медди и окружающей средой. Увеличение ΔN^2 способствует сохранению устойчивости ядер медди, несмотря на увеличение Vi , к югу от Азорского течения. Вдоль Северного маршрута (к северу от 39°с.ш.), имея исходно низкие значения, ΔN^2 приближается к 0 уже на расстоянии порядка 1000 км от Пиренейского полуострова, несмотря на некоторый (существенно более слабый, чем на юге) рост N_0 на запад. Поэтому можно ожидать, что большинство северных медди будет разрушаться гораздо быстрее, чем южные.

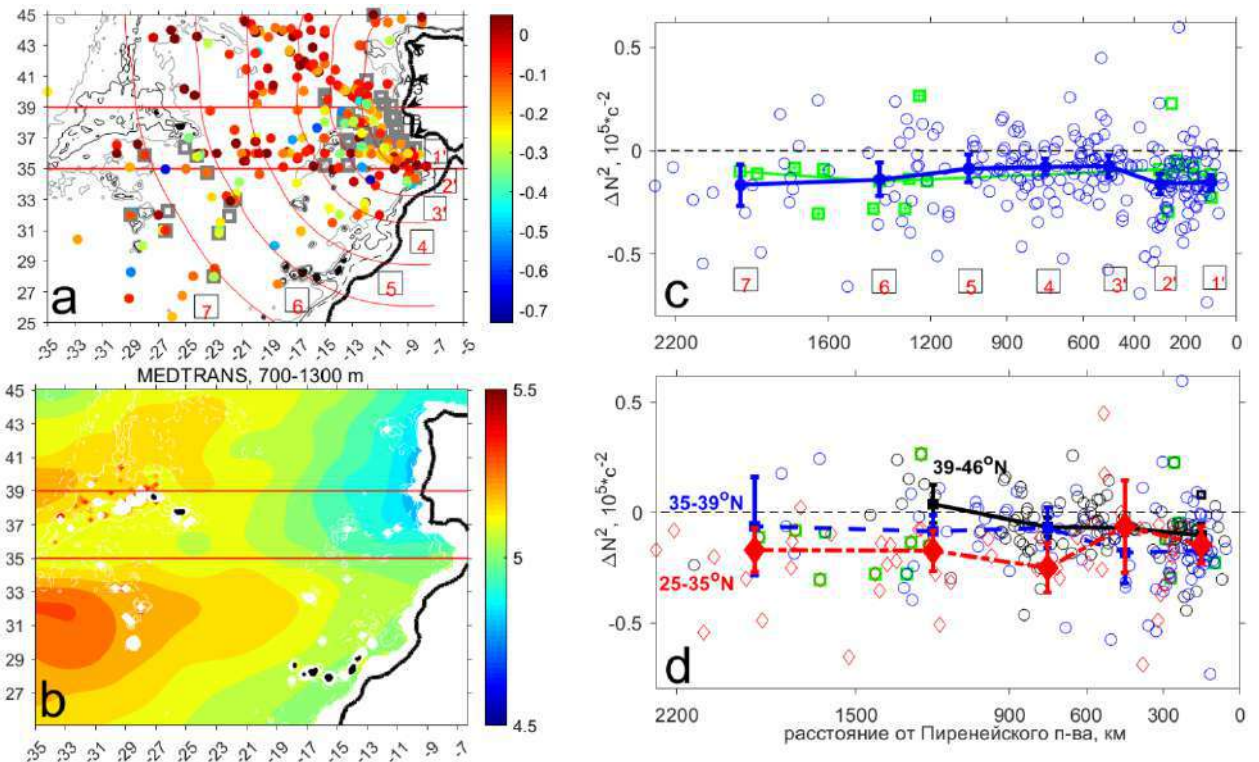


Рис. 4.22. Аномалия частоты плавучести в ядрах медди сравнительно с ближайшими климатологическими значениями в слое СВМ ($\Delta N^2 = N_m^2 - N_0^2$, 10^5 с^{-2}). (a) Пространственное распределение ΔN^2 . (b) климатологическое значение N_0^2 (10^5 с^{-2}) в слое 700-1300 м, по данным климатологии MEDTRANS. (c) ΔN^2 как функция расстояния от Пиренейского полуострова: синяя линия и синяя круги – данные этой работы, зеленая линия и зеленые квадраты – по данным литературных источников. (d) ΔN^2 как функция расстояния от Пиренейского полуострова в трех широтных полосах. См. подробнее обозначения на рис. 4.14 (из *Bashmachnikov et al.*, 2015c).

Из динамических соображений следует ожидать отрицательную аномалию потенциальной завихренности в антициклонических вихрях, какими являются медди. Между тем, рис. 4.22(c,d) показывает, что 45 медди (около 18%) имеют положительные значения ΔN^2 . Это автоматически не означает положительную аномалию $d\Pi$ так как в приближенном выражении (4.9), на основе которого выполнен рисунок 4.22, не учитывается вклад антициклонической относительной завихренности $N_m^2/g \omega$. Предполагая

радиальный профиль Рэлея азимутальной скорости в медди, пиковое значение относительной завихренности (Bashmachnikov and Carton, 2012): $\omega = 2\sqrt{e} v_{\theta} / R_{vm}$. Здесь R_{vm} – расстояние от центра медди, где азимутальная скорость достигает своего пикового значения v_{θ} . Не имея данных о v_{θ} большинства медди, примем ее характерное значение $v_{\theta} = -20 \text{ см с}^{-1}$ (рис. 4.19). Для полной формулы $d\Pi$ в выражении (4.9), только 8 ядер медди (3%) будут иметь положительные скорректированные значения $d\Pi$, и то в пределах погрешности расчета $d\Pi$, составляющей $5 \times 10^{-2} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Этим случаям могут отвечать медди с исключительно сильным вращением или с нерэлеевским радиальным распределением азимутальной скорости. Так, для двух описанных в литературе медди Ulla и Encelade расчеты показывают $\Delta N^2 > 0$ (2 зеленых квадрата на рис. 4.22с,d выше штриховой линии), однако данные наблюдений свидетельствуют о наличии отрицательных $d\Pi$ в их ядрах (Tychensky and Carton, 1998, Paillet et al., 2002).

4.3.3.5 ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕДДИ С ПОДВОДНЫМИ ГОРАМИ

Согласно наблюдениям, взаимодействие с особенностями рельефа дна может являться эффективным механизмом разрушения вихрей (включая медди) и может приводить к полному их распаду (Журбас и др., 1991; Shapiro et al., 1996a; Richardson and Tychensky, 1998; Bashmachnikov et al., 2009b; Cenedese, 2002; Филюшкин и др., 2011; Bashmachnikov and Carton, 2012; Sokolovskiy et al., 2013).

В работе Bashmachnikov et al. (2009b) анализировались результаты взаимодействия медди с двумя подводными горами: Седло (у САХ, к северу от Азорских островов) и Сейн (в Иберийском бассейне, вблизи Пиренейского полуострова) по данным многократных натурных съемок и буйковых станций (рис. 4.23). Медди отслеживались как по натурным наблюдениям, так и по их поверхностным проявлениям по данным спутниковой альтиметрии (см. главу 6).

В районе подводной горы Седло был зафиксирован медди радиусом порядка 50 км, центр ядра которого находился на глубине 900 м, вертикальная мощность ядра составляла 400 м, а максимальная аномалия солёности в ядре – около 0.4. Для оценки количества переносимой соли, медди был представлен как эллипсоид с однородным ядром, где аномалия солёности была постоянной и равной 0.4, размером 15% от общего объема медди. Вне ядра аномалия линейно убывала до нуля на расстоянии 200 м от центра ядра по вертикали и в пределах радиуса 50 км по горизонтали. Общее количество соли в медди оценивалось в $4 \cdot 10^8$ тонн (такого же порядка, что и для 1-2х-летнего медди в работе Armi et al., 1989). Медди взаимодействовал с юго-восточным пиком подводной горы Седло глубиной 780 м. Перемещения медди оценивались по данным натурных наблюдений *in situ* и по перемещениям его следа на поверхности моря в данных спутниковой альтиметрии AVISO, а результаты взаимодействия медди с подводной горой – по изменениям фоновой солёности промежуточных слоев океана в районе юго-восточной вершины Седло по данным съемок июля 2003 года (до столкновения медди с горой), ноября 2003 г. (во время столкновения) и июля 2004 года (после столкновения) (рис. 4.23b-4.25).

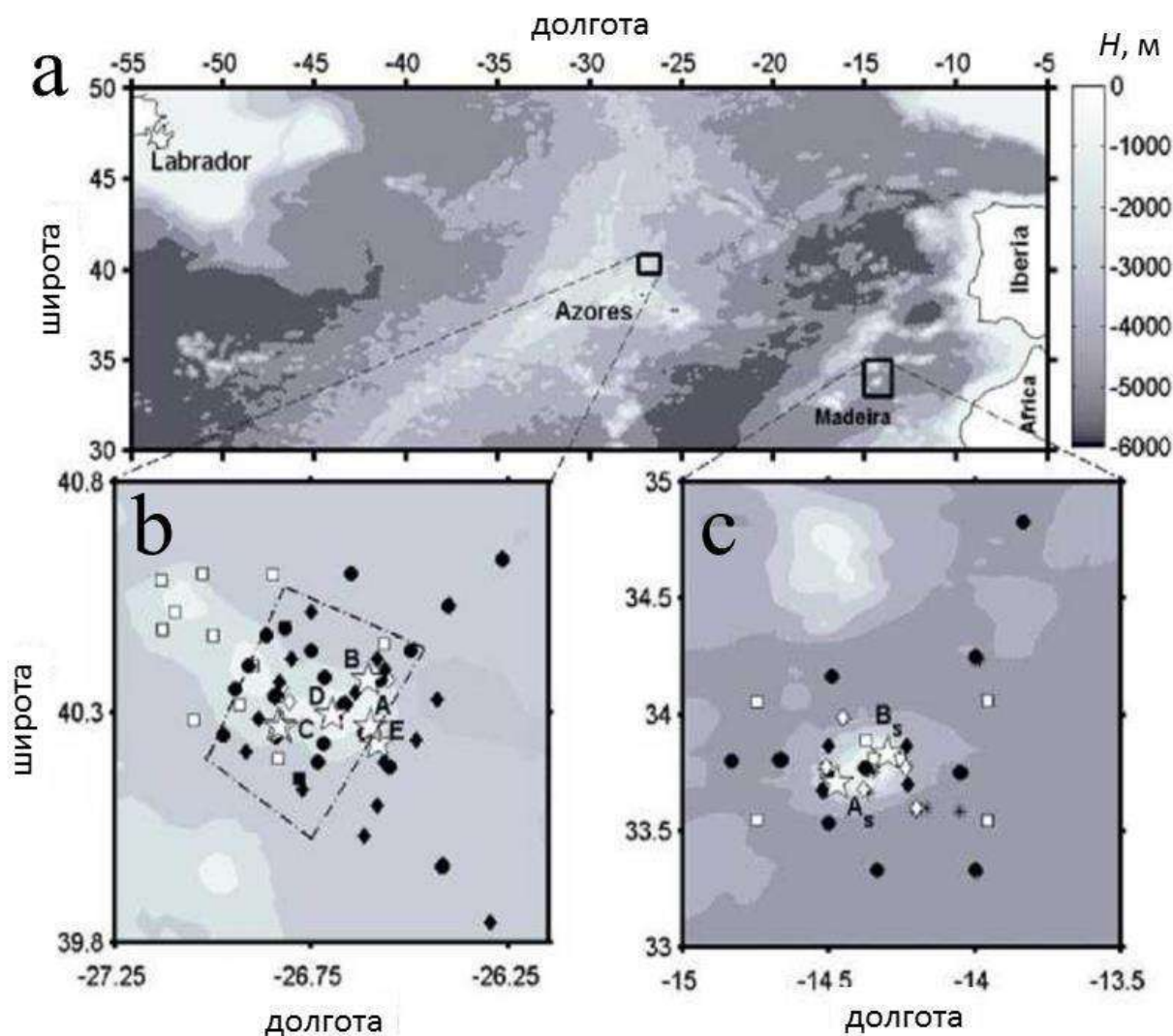


Рис. 4.23. Натурные наблюдения в районах подводных гор Седло и Сейн: (а) районы исследования в субтропической Северной Атлантике; станции наблюдений в окрестности (b) подводной горы Седло, (с) подводной горы Сейн. Цветом показана батиметрия (м). Места постановки буйковых станций помечены звездочками и обозначены буквами (А, В и т.д.). Символами (квадратами, кругами и ромбами разного цвета) отмечены места вертикальных зондирований разных натурных съемок 2003-2005 гг. (из Bashmachnikov et al., 2009b).

Данные наблюдений свидетельствуют о 2х контактах медди с подводной горой Седло в течение периода наблюдений (рис. 4.24). Первый контакт вихря с подводной горой происходил с середины мая до конца июня 2003 года. В точке максимального приближения к Седло медди находился примерно в 200 км от его юго-восточной вершины (рис. 4.24а). Соленость на буйковой станции С, после некоторого роста в период максимального сближения медди с горой, затем понизилась до первоначальных значений (рис. 4.25). Это говорит о том, что взаимодействие медди с горой не привело к заметной потере вихрем соли. При втором столкновении с Седло в сентябре-ноябре 2003г. (рис. 4.24b), медди подошел в Седло с юга, под воздействием фонового течения северного направления. Медди некоторое время находился над юго-восточной вершиной Седло, после чего ушел на юго-запад. В это время наблюдался существенный рост солености на всех буйковых станциях, сохранившийся и после того, как медди покинул вершину горы (рис. 4.25). Натурными

съемками сразу после взаимодействия было зарегистрировано несколько относительно небольших антициклонических вихрей (радиусом не более 10 км) с повышенной соленостью в их ядрах (рис. 4.24b), которые через некоторое время исчезли. При этом средняя соленость на горизонтах 800-1100 м вокруг вершины подводной горы увеличилась примерно на 0.2 единицы (рис. 4.24c), а доминирующая антициклоническая завихренность над вершиной на некоторое время сменилась циклонической (Mohn et al., 2009). Рост солености в окрестности вершины Седло интерпретируется как результат частичного разрушения ядра медди при его взаимодействии с горой (Bashmachnikov et al., 2009b).

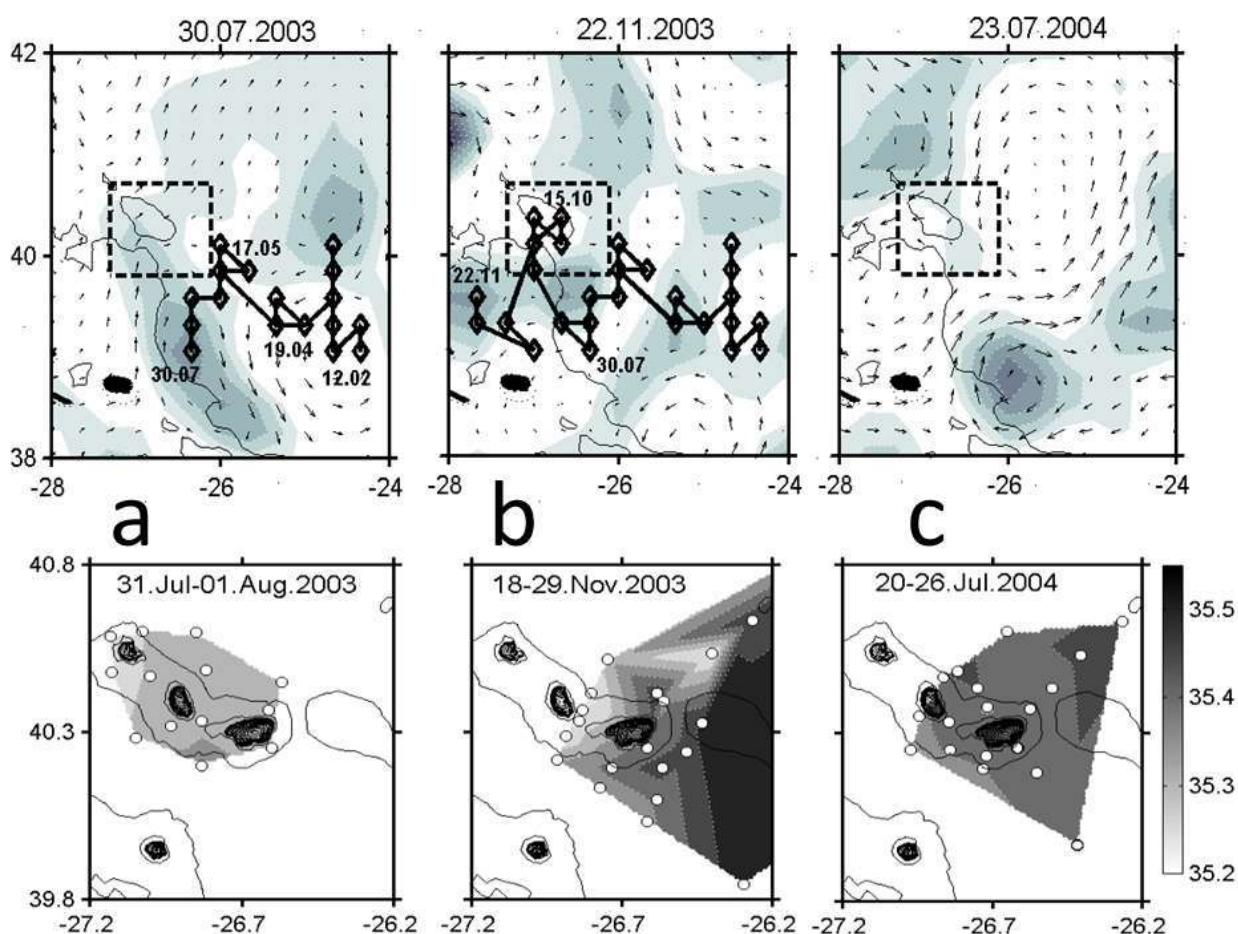


Рис. 4.24. На верхних врезках (a), (b) и (c) показаны поля относительной завихренности и течений AVISO на периоды натурных съемок, показанных на нижних врезках. Значения относительной завихренности меняются в пределах от $-2 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ до 0; и темный цвет соответствует отрицательным значениям завихренности. Черная линия с ромбами отмечает траекторию движения медди на поверхности моря; тонкая сплошная линия – изобата 2000 м. Пунктирные прямоугольники указывают район натурных съемок. Нижние врезки (a), (b) и (c) показывают распределение солености на горизонте 900 м по данным вертикальных зондирований (станции наблюдений показаны белыми точками).

Увеличение солености наблюдалось в слое толщиной 300 м на площади 75 км^2 , что позволяет оценить увеличение содержания соли вокруг юго-восточной вершины горы Седло в $1 \cdot 10^8$ тонн. Это составляет 20-25% от общего количества соли в медди до его столкновения с горой. Анализ показал, что полученный результат слабо зависел от выбора объема внутреннего однородного ядра медди, но был чувствителен к оценке максимальной

аномалии солёности в ядре. Если положить, что изначальная пиковая аномалия солёности была в пределах 0.3-0.6 единиц, то потеря массы медди составила от 15 до 30%. Этот результат потери объема вихря при взаимодействии его с горой согласуется с данными численных экспериментов Wang and Dewar (2003), а также с модельными данными Филлюшкин и др. (2014).

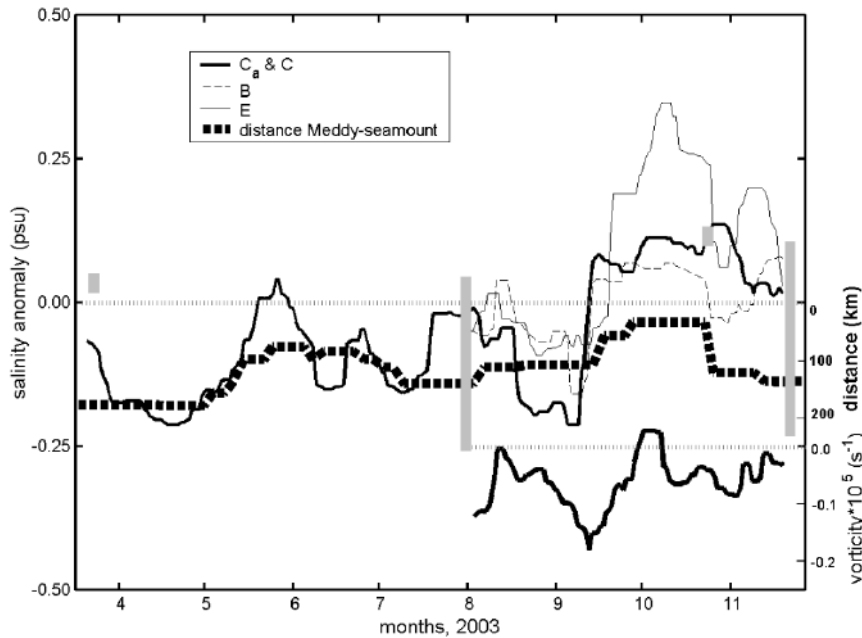


Рис. 4.25. Временные ряды аномалий солёности (сглаженные 9-суточным медианным фильтром) над подводной горой Седло по данным буйковых станциях C_a/C , B и E в слое 800-900 м (рис. 4.23b). Толстая пунктирная линия показывает расстояние (км, правая шкала) между юго-восточной вершиной горы Седло и центром медди (рис. 4.24). Центр медди определялся как локальный минимум завихренности поверхностного сигнала над медди, отслеженного по данным альтиметрии AVISO. Жирная черная сплошная линия в правом нижнем секторе рисунка и правая вертикальная шкала внизу соответствует изменчивости 9-суточной медианной относительной завихренности (s^{-1}), вычисленной по показаниям измерителей течений в треугольнике буйковых станций A, B и C (рис. 4.23b). Периоды натурных съемок нанесены в виде серых вертикальных линий. Вертикальная протяженность линии соответствует диапазону аномалий солёности вблизи горы в слое 800-900 м на период каждой из съемок.

Аналогичны наблюдения столкновение медди с подводной горой Сейн (глубина вершины горы 170 м при глубине окружающего океана около 2000 м) не показало никаких косвенных признаков сколь-либо существенной потери массы медди после столкновения, несмотря на тесный и довольно длительный контакт. Анализ данных наблюдений позволил предположить, что медди совершил один или несколько оборотов вокруг горы (рис. 4.26). После того, как медди отделился от подводной горы, в окрестности горы не было зафиксировано следов повышения фоновой солёности на промежуточных горизонтах. Это интерпретировалось как признак сохранения исходной массы соли в медди.

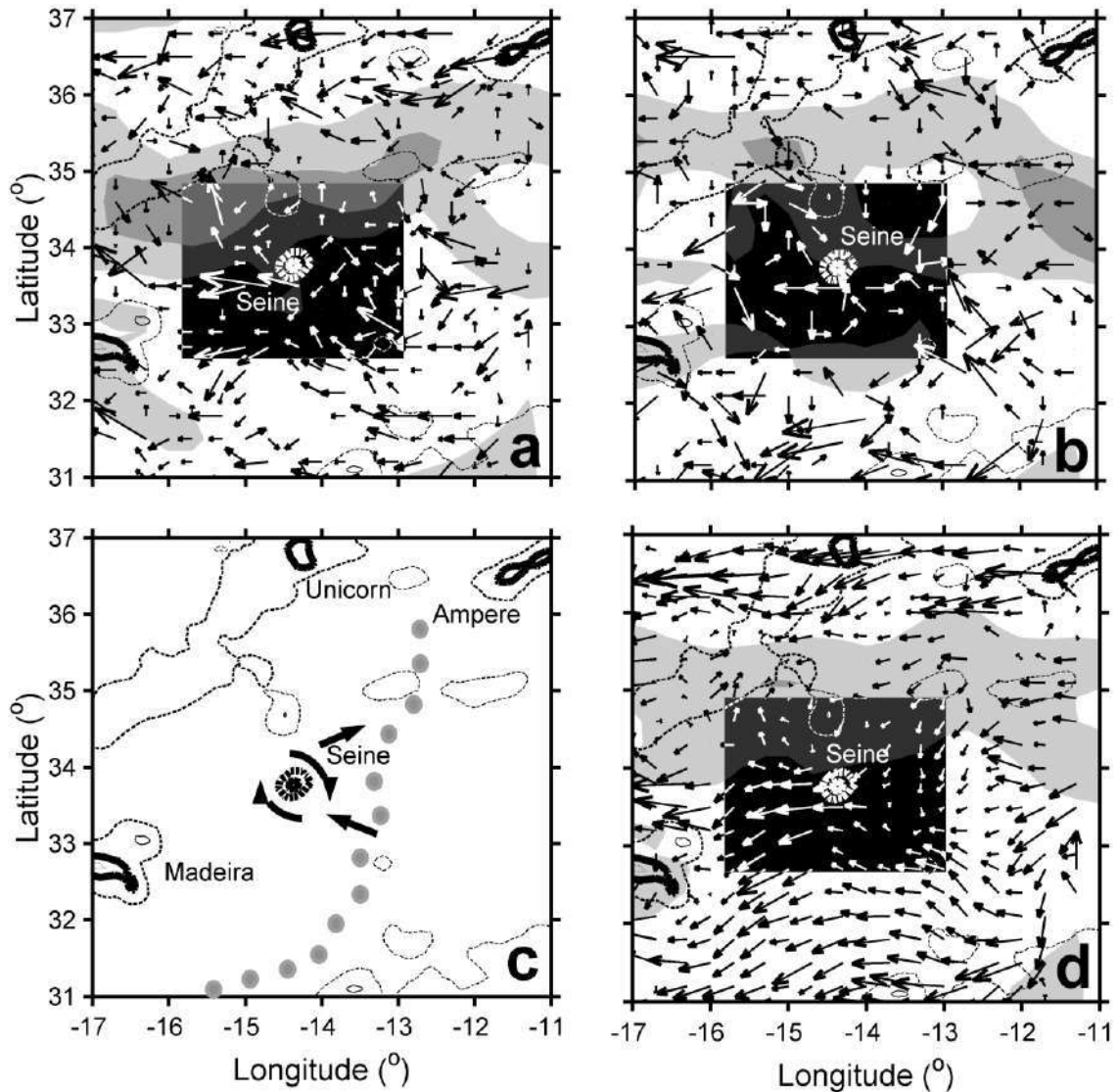


Рис. 4.26. Направления переноса минимумов относительной завихренности на поверхности моря в окрестности горы Сейн по данным спутниковой альтиметрии AVISO (a) в апреле 2003-августе 2004 (когда возле горы наблюдался медди) и (b) с января по декабрь 2005. Черными прозрачными прямоугольниками показаны области вращения векторов переноса вихрей вокруг подводной горы. (c) Схематично показано движение медди с марта 2003 по июль 2005 гг. (серые стрелки). (d) Направления переноса минимумов относительной завихренности на поверхности моря за январь 2003 - декабрь 2005, сглаженные фильтром Савицкого-Голея 4-го порядка с 5-точечным окном.

Различное поведение медди на подводных горах Седло и Сейн может быть связано с несколькими факторами. У горы Седло медди взаимодействовал с вершиной горы, находящейся на уровне ядра медди, что определило активное взаимодействие медди с топографией и усиленной циркуляцией у вершины горы (Ciani et al., 2017). У горы Сейн медди взаимодействовал со склоном горы, что обычно не приводит к существенным последствиям массы ядрами вихрей (Wang and Dewar 2003; Филюшкин и др., 2011). Большие горизонтальные размеры горы Седло также способствовали более интенсивному ее воздействию на ядро вихря (Van Geffen and Davies, 2000; White et al., 2007). Более интенсивному взаимодействию также способствовало и более интенсивная динамика в районе вершины горы, по сравнению с ее склоном, связанная как с взаимодействием горы

с набегающим потоком, так и с интенсифицированными приливными движениями и внутренними волнами (White et al., 2007; Mohn et al., 2009; Bashmachnikov et al., 2013a). И, наконец, гора Седло гораздо дальше удалено от районов генерации меди, чем Сейн. Это говорит о большем возрасте взаимодействующего с горой меди. Наблюдения же свидетельствуют, что старые меди у САХ значительно чаще демонстрируют распад ядра при взаимодействии с подводными поднятиями, чем молодые меди в Иберийском бассейне (Richardson et al., 2000).

4.3.4 ЖИЗНЕННЫЕ ЦИКЛЫ СЕВЕРНЫХ И ЮЖНЫХ МЕДИ

Меди формируются в результате неустойчивости Средиземноморского подповерхностного течения (MUC) вдоль континентального склона Пиренейского полуострова (Prater and Sanford, 1993; Richardson et al., 2000; Serra and Ambar, 2002 и др.), наиболее активно к югу от мыса Эстремадура (рис. 4.2). На это указывает примерно в 3 раза большая встречаемость меди в непосредственной близости от Пиренейского полуострова между каньоном Портимао и мысом Эстремадура, по сравнению с районами каньонов Порто-Авейро (Cherubin et al., 1997), мыса Финистерре и Галисийской банки (Paillet et al., 2002; Carton et al., 2002; Demidov et al., 2012). Это соотношение, вероятно, еще выше, т.к. характеристики меди и направление дрейфа части меди указывает на то, что многие меди, зафиксированные к северу от поднятия Эстремадура, пришли сюда от южной части Пиренейского полуострова.

Меридиональная изменчивость характеристик меди вдоль Пиренейского полуострова довольно точно повторяет изменчивость соответствующих характеристик MUC от мыса Сен-Винсент до мыса Финистерре (количество ядер, S_m , ΔN^2 , H), что говорит о преимущественно локальном происхождении меди, выявленных вблизи полуострова. Меридиональное изменение солёности ядер меди соответствует таковому вдоль MUC и в среднем на 0.1 единицу меньше солёности соответствующего участка MUC. Это следствие захвата некоторого количества окружающих вод ядрами меди в процессе их формирования. Вертикальная мощность новообразованных меди достигает максимума между 38° и 41° с.ш., а затем уменьшается, что также контролируется соответствующим изменением вертикальной мощности MUC (Bashmachnikov et al., 2015a,c). Сильное перемешивание вод MUC на начальном этапе его формирования, когда поток средиземноморских вод сбегает вниз по континентальному склону в непосредственной близости от пролива Гибралтар (Baringer and Price, 1997), определяет аномально слабую стратификацию ядер меди. Вниз по течению, от мыса Сен-Винсент до мыса Финистерре, стратификация MUC возрастает в 3-4 раза (Daniault et al., 1994) и приближается к стратификации для окружающих вод на промежуточных глубинах. Это уменьшает аномалию потенциальной завихренности меди и снижает устойчивость (Бенилов и др., 2020) меди, формируемых вдоль северной части Пиренейского полуострова по сравнению с южной.

Численные эксперименты показывают, что благодаря стабилизирующему влиянию планетарного или топографического β -эффектов характерные радиусы образующихся вихрей должны быть несколько больше бароклинного радиуса деформации Россби (McWilliams, 1985; D'Asaro, 1988; Aiki and Yamagata, 2004; Cherubin et al., 2007; Cushman-Roisin and Beckers, 2011). Ввиду своей внутритермоклинной природы, меди должны иметь

радиусы порядка второго радиуса деформации Россби (Rd_2), который уменьшается от 13 км на юге до 10 км на севере Пиренейского полуострова (Chelton et al., 1998). В южной части это неплохо согласуется с наблюдаемыми радиусами вновь образованных медди, полученным по литературным источникам (рис. 4.14). Однако выраженная тенденция к увеличению радиусов медди вдоль западной окраины Пиренейского полуострова с 12 до 40 км (на 130% средней величины) противоречит как теории, так и наблюдаемому уменьшению к северу поперечных размеров MUC. Наблюдения показывают, что в северном направлении отношение h/R уменьшается вдвое, с 0.04 у южной оконечности Пиренейского полуострова до 0.02 у северной, тогда как согласно теоретическому соотношению (4.10) и оно, напротив, должно расти (Hassanzadeh et al., 2012):

$$h/R = f \sqrt{Ro / (N_0^2 - N_m^2)} \quad (4.10)$$

В северном направлении уменьшается как аномалия стратификации в ядрах медди ($N_0^2 - N_m^2$), с 1.8 до $1.2 \times 10^{-6} \text{ c}^{-2}$ (на 40% средней величины), так и Ro , с 0.15 до 0.10 (на 40%). При росте f с 8.7 до $10.1 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ (на 16%), теоретическое отношение вертикальных к горизонтальным размерам медди должно было бы расти с 0.025 до 0.028 (на 10-15%). Предположительно наблюдаемые тенденции R и h/R являются результатом ранней эволюции медди. В процессе геострофического приспособления обычно происходит вертикальное сплющивание вихрей и потеря ими энергии на излучение внутренних волн (McWilliams, 1988). Увеличение кинетической энергии у северных медди в процессе их формирования означает более резкое уменьшение их потенциальной энергии сравнительно с южными медди, т.е. более сильное вертикальное сплющивание северных медди, которое отмечалось выше при обсуждении аномально малых значений h/R северных медди. Это должно приводить к ускорению вращения их ядер. В самом деле, к югу от мыса Эстремадура пиковая азимутальная скорость в ядрах медди $v_\theta \sim 15\text{-}20 \text{ cm c}^{-1}$, что сравнимо со скоростью MUC, составляющую немногим более 20 cm c^{-1} (Ambar and Howe, 1979a,b; Bower et al., 2002a), тогда как севернее мыса Эстремадура медди $v_\theta \sim 15 \text{ cm c}^{-1}$, что существенно превосходит локальную скорость MUC в $5\text{-}8 \text{ cm c}^{-1}$ (Danialt et al., 1994).

От мест своей генерации медди распространяются преимущественно на запад (рис. 4.12) сохраняя особенности своих характеристик районов их образования у Пиренейского полуострова. Из Кадисского залива и Иберийского бассейна наиболее интенсивные медди распространяются также на юго-запад, пересекая Азорское течение по всей его длине и теряя при этом часть своей массы и энергии.

По особенностям своих характеристик, связанных с условиями генерации и начального этапа эволюции, медди можно условно разделить на две группы: северные и южные. У южных медди часто имеется 2 ядра, тогда как у северных медди двойные ядра встречаются редко. Южные медди в сравнении с северными, более компактны (средний радиус порядка 30 км против 50 км у северных медди), имеют бóльшую вертикальную мощность (800 м против 600 м у северных медди), бóльшую соленость ядра (в среднем на 0.3 единицы, по сравнению с северными медди), бóльшую динамическую устойчивость (примерно в 3 раза бóльшую аномалию частоты плавучести в ядре, чем у северных медди) и несколько бóльшую скорость вращения ядра. Наблюдаемая меридиональная изменчивость Vi показывает, что аномалия плавучести играет ведущую роль в формировании аномалии потенциальной завихренности северных медди, несмотря даже на

некоторое ускорение их вращения в процессе сплющивания при их формировании, тогда как для южных медди наблюдается примерно одинаковый вклад вращения и аномалии плавучести в $d\Pi$, что говорит о захвате ими части кинетической энергии MUC. Однако активно идущее слияние южных медди в Иберийском бассейне приводит к уменьшению скорости их вращения и повышению устойчивости медди, которые прошли через этот процесс. Среднее время жизни таких медди составляет от 1 до 2х лет. Главной причиной разрушения южных медди предположительно является столкновение с подводными горами и другими поднятиями топографии. Разрушение же ядер северных медди обычно происходит над сравнительно глубокими областями океанической котловины, еще до их приближения к САХ. Можно предположить, что разрушение северных медди происходит в результате роста неустойчивости внутри ядра, которая особенно усиливается при встрече с южной ветвью Северо-Атлантического течения (рис. 2.7а). В самом деле, количество северных медди (к северу от 41°с.ш.) резко убывает практически до нуля уже при прохождении 25°з.д. (рис. 4.8а), где наблюдается ветвь Северо-Атлантического течения, тогда как изобата 2000 м восточного склона САХ на этих широтах проходит примерно по 30°з.д.

4.4 ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ГЛАВЫ 4

В этой главе описана изменение относительной концентрации средиземноморской водной массы (СВМ) в субтропической Северной Атлантике на основе объективных данных Оптимального мультипараметрического анализа (ОМР). СВМ распространяется в диапазоне глубин, где другие атлантические водные массы имеют существенно меньшую температуру и соленость, что определяет относительно высокую точность и объективность выделения СВМ. ОМР анализ проводился по вновь созданной климатологии MEDTRANS с улучшенными характеристиками по сравнению с другими климатологиями, особенно в районе подповерхностного топографически захваченного глубинного течения (Mediterranean Undercurrent – MUC) (см. раздел 2.2). Как следствие, удалось впервые получить объективную изменчивость концентрации СВМ во всей субтропической северо-восточной Атлантике. Улучшенная климатология послужила также основой для более объективного выделения медди в данных наблюдений, что позволило снизить порог идентификации медди по аномалии солености по сравнению с предыдущими работами (Richardson et al., 1991, Richardson et al., 2000).

Было показано, что по мере движения от Гибралтарского пролива вдоль континентального склона Пиренейского полуострова нижняя ветвь MUC (на горизонте 1300м) и верхняя ветвь MUC (на горизонте 400-500 м) сходятся к северу от мыса Эстремадура Пиренейского полуострова, формируя единое течение с осью на глубине 800-1000 м. Это происходит, прежде всего, за счет уменьшения глубины нижней ветви MUC, причем изменения глубины MUC происходят скачками в окрестности мысов и каньонов (мысы Сен-Винсент и Финистерре, каньоны Порто-Авейро), также являющихся районами интенсивного формирования медди. Вероятной причиной является локальное ослабление топографического β -эффекта по сравнению с объединенным эффектом бароклинности и рельефа дна (JEBAR), когда последний стремится отклонить MUC в сторону открытого океана (рис. 4.7). Вероятно, изменения глубины ветвей топографически захваченного MUC

проявляются вследствие создания благоприятных условий для развития неустойчивости в MUC, благодаря которой также происходит формирование медди.

Исследования жизненного цикла вихрей в океане обычно затруднено сложностью их отслеживания и неясностью областей их происхождения. В этом смысле медди представляют собой благодатный материал. Источники их генерации на MUC локализованы у континентального склона Пиренейского полуострова, а сами медди формируют хорошо выраженную положительную аномалию температуры и солёности, легко обнаруживаемую по данным натурных наблюдений, и которую невозможно спутать ни с другими вихрями субтропической северной Атлантики, наблюдаемыми на этих глубинах. Медди распространяются на сотни и тысячи километров от мест генерации, позволяя отслеживать процесс эволюции их ядер. Долгое время жизни медди (как правило мезомасштабные вихри в океане существуют не более 1 месяца – Chelton et al., 2011), связано с высокой аномалией потенциальной завихренности их ядер, следствия захвата сильно перемешанных вод MUC, которое усиливается антициклоническим вращением ядер медди. Перемешивание также препятствует устойчивости циклонических образований MUC. Поэтому на удалении от MUC наблюдаются только медди-антициклоны.

Регулярное наличие двойного ядра у южных медди, вероятно, может быть следствием лучшего разделения верхней и нижней ветвей MUC вдоль южной и юго-западной части склона Пиренейского полуострова, а также следствием частого слияния медди, ядра которых находятся на разных горизонтах (Belkin et al., 2020; Chouksey et al., 2023). Наличие двух ядер на уровне верхней и нижней ветвей MUC непосредственно в районах формирования медди (Prater, 1992) говорит о генерации медди одновременно обеими ветвями MUC, хотя разные ветви захвачены разными областями континентального склона Пиренейского полуострова и несколько разнесены в пространстве.

Большая устойчивость южных медди является не только следствием более сильных аномалий потенциальной завихренности их ядер и поддержания этих аномалий за счет усиления стратификации океана к западу и югу вдоль основных путей движения медди, но и результатом их регулярных слияний. Небольшой быстро вращающийся вихрь, в котором доминирует кинетическая энергия, распадается достаточно быстро, если только он не сольётся с другим вихрем в более устойчивый крупный вихрь с более низкой пиковой относительной завихренностью. Теория квазигеострофической 2D турбулентности утверждает, что диссипативная эволюция поля хаотической турбулентности приводит к уменьшению энтропии (интегрированной по объёму медди относительной завихренности), кинетической и потенциальной энергии вихрей, но энтропия убывает быстрее всего, кинетическая энергия вихрей убывает несколько медленнее, а потенциальная энергия вихрей – наиболее медленно (Cushman-Roisin and Beckers, 2011). Действительно, статистический анализ данных показал, что по мере удаления от 100 до 600 км от Пиренейского полуострова радиус южных медди увеличивался в два раза, вертикальная мощность ядра возрастала на 15% (т.е. существенно уменьшалась отношение h/R), максимальная солёность ядра почти не изменялась, а интегральное количество соли в медди (S_v) возрастало на порядок. Также отмечается двукратное уменьшение v_θ , что также обычно является следствием слияния вихрей (Polvani et al., 1989). При этом уменьшались числа Ro (степень нелинейности) и Bu (отношение кинетической энергии к доступной потенциальной) медди. Таким образом, кинетическая энергия слившихся вихрей падала быстрее, чем потенциальная, что согласуется с теорией. Несмотря на то, что процесс

эволюции системы вихрей в сторону увеличения их размера за счет слияний давно известен из теоретических и модельных результатов (Каменкович и др., 1987; Chouksey et al., 2023), для медди существенная роль слияний в их динамике выявлена впервые. Эпизодические наблюдения слияний медди в Иберийском бассейне дополнительно подтверждают эти выводы (Schultz Tokos et al., 1994; Richardson et al., 2000; L'Hegaret et al., 2014).

Чтобы вихри начали сливаться, их центры должны быть удалены друг от друга не более чем на 3 радиуса вихря (Polvani et al., 1989; Филюшкин и др., 2010). В полученном массиве более чем 200 медди (рис. 4.8b) было зафиксировано 15 случаев, когда центры двух медди были расположены не более чем в 150 км друг от друга, причем более 90% этих случаев приходилось на Иберийский бассейн. Частому слиянию южных медди способствовало относительно большое количество медди вблизи района генерации, а также топография Иберийского бассейна, ограниченного с запада и юга цепью подводных возвышенностей – система «Подкова» (Филюшкин и др., 2017). Большие уклоны топографии могут захватывать медди, приводя к локальному накоплению медди вследствие их стагнации вблизи сложной топографии, уменьшая степень свободы их перемещения и способствуя их слиянию (Richardson et al., 2000; Carton et al., 2017; Belonenko et al., 2021). В районах подводных гор также наблюдалось расщепление медди горами (Shapiro et al., 1996a; Sokolovskiy et al., 2013; Филюшкин и др., 2014), однако полученные выше результаты (рис. 4.14с, 4.18с) свидетельствуют, что в Иберийском бассейне доминируют слияния медди.

Сравнивая статистики изменения радиусов медди с результатами анализа взаимодействия медди с подводными горами (раздел 4.3.3.5), можно предположить, что взаимодействие медди с поднятиями рельефа дна приводит к эффективному разрушению, прежде всего, уже ослабленных медди, существующих свыше года (Shapiro et al., 1996a; Richardson and Tychensky, 1998; Richardson et al., 2000; Wang et al., 2003; Bashmachnikov et al., 2009a; Бенилов и др., 2020). Свидетельством роли топографии в разрушении старых, но не молодых, медди служит практически полное отсутствие медди к западу от САХ и над Азорском плато, при том, что количество медди к западу и к востоку от цепи гор «Подкова» (рис. 4.2) было практически одинаковым (рис. 4.8а, 4.13). В самом деле, многочисленные наблюдения вблизи Пиренейского полуострова свидетельствуют о том, что встреча с подводной горой молодого медди, как правило, проходит без особых последствий для ядра медди (Richardson et al., 2000; Bashmachnikov et al., 2009a,b). По мере удаления от места генерации происходит постепенное ослабление аномалий кинетической и доступной потенциальной энергии медди. Это, например, наблюдалось у медди Sharon, отслеживаемого в течении 1.5 лет на удалении 1300 - 1700 км от южной оконечности Пиренейского полуострова (Armi et al., 1989; Hebert et al., 1990; Menesguen et al., 2012). При взаимодействии с подводной горой старых медди вероятно дисперсия существенной части объема, описанная в разделе 4.3.3.5 (Bashmachnikov et al., 2009b), а также полный коллапс ядра, описанный для медди Encelade и Ceres при их взаимодействии с подводными горами Ирвинг и Круизер к югу от Азорского плато (Richardson and Tychensky, 1998; Richardson et al., 2000). При этом, находившийся в том же районе более интенсивный медди Hyperion выдержал (хоть и не без потерь) тесное взаимодействие с подводной горой Платона (Richardson and Tychensky, 1998; Bashmachnikov and Carton, 2012). Помимо уменьшения аномалии стратификации ядра (Bashmachnikov et al., 2015с), разрушению старых медди способствует наблюдаемое уменьшение их вертикальной мощности (Бенилов и др., 2020).

Помимо возраста медди важным фактором, определяющим взаимодействие медди с подводной горой, служат геометрические характеристики горы, и особенно положение вершины горы. Интенсивная динамика в районе вершины горы (White et al., 2007; Mohn et al., 2009; Bashmachnikov et al., 2013a) способствует разрушению медди у горы, вершина которой расположена на уровне ядра медди.

Полупроницаемой преградой для медди является Азорское течение, в связи с чем количество медди к югу от течения существенно меньше, чем к северу (рис. 4.8а). Это связано с тем, что пересечь этот струйный поток могут не все медди, а только достаточно интенсивные (Vandermeirsch et al., 2003a,b). При пересечении Азорского течения медди теряют часть массы (1,5-3-кратное уменьшение R и S_v , уменьшение $v\theta$) и динамическую устойчивость (рост Ro и Bi при пресечении течения), при этом сохраняя целостность ядра (S_m в центре ядра практически не меняется по разные стороны от оси течения). Это свидетельствует о преимущественно латеральном разрушении медди на больших градиентах скорости Азорского течения (Максименко и Орлов, 1991).

4.5 ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 4

1. Процентное содержание средиземноморской водной массы на глубине своей максимальной концентрации уменьшается примерно в 5-6 раз от континентального склона Пиренейского полуострова до Срединно-Атлантического хребта (в районе Азорских островов), со скоростью 2% на каждые 100 км.
2. Верхнее ядро средиземноморской водной массы (800-1000 м) распространяется преимущественно на запад, а нижнее ядро (1200-1500 м) – на юго-юго-запад.
3. Основные направления распространения средиземноморской водной массы у Пиренейского полуострова соответствуют направлениям основных течений на промежуточных горизонтах, но адвекция не объясняет характера распространения соленого языка средиземноморских вод на расстояниях более 500-600 км от полуострова. В этих районах перенос средиземноморских вод осуществляется медди.
4. Отрыв топографически захваченного подповерхностного средиземноморского течения (MUC) от континентального склона Пиренейского полуострова происходит в областях, где эффект JEBAR существенно превышает топографический β -эффект. Эти районы также являются районами интенсивной генерации медди.
5. Изменения характеристик медди с широтой согласуются с изменениями соответствующих характеристик MUC вдоль Пиренейского полуострова. Медди сохраняют меридиональные различия в особенностях характеристик своих ядер на расстояниях в тысячи километров от полуострова. Это позволяет разделить все медди на 2 группы: северные и южные. По сравнению с северными, южные медди имеют меньшие радиусы и стратифицированность ядра, а также бóльшую вертикальную мощность, соленость ядра, азимутальную скорость, относительную завихренность, аномалию потенциальной завихренности, отношение кинетической энергии к доступной потенциальной. За счет большей аномалии потенциальной завихренности южные медди распространяются на большие расстояния от мест генерации по сравнению с северными.

6. В пределах первых 600 км от Пиренейского полуострова (в Иберийском бассейне) в динамике меди преобладает слияние ядер, что приводит к росту среднего радиуса меди и интегрального количества соли их ядер.
7. Выделено 3 основных маршрута перемещения меди: Северный (44-45°с.ш.), Центральный (состоящий из Центральный-Юг на 35-36° и Центральный-Север на 39-40°с.ш.) и Южный (южнее 34°с.ш.). Также выявлены области частого обмена меди между Центральным и Северным маршрутами. Среднее время жизни меди составляет 1-2 года, но отдельные медди могут существовать до 2-3^х лет.
8. Показано, что при пересечении Азорского течения медди теряют часть своего объема.
9. Взаимодействие меди с подводными горами различно для молодых и старых медди: молодые медди, как правило, огибают подводные горы вдоль склона без существенных последствий, тогда как для старого медди встреча с подводной горой является наиболее вероятной причиной существенной потери объема или полного коллапса ядра.

4.6 ПРИЛОЖЕНИЯ ГЛАВЫ 4

4.6.1 ПРИЛОЖЕНИЕ: СХЕМА ОПТИМАЛЬНОГО МУЛЬТИПАРАМЕТРИЧЕСКОГО АНАЛИЗА (ОМР)

В ОМР анализе, наблюдаемые характеристики вод (температура, соленость кислород и т.д.) в каждой точке и на каждом горизонте представляются как результат смешения заранее выбранного набора водных масс с известными характеристиками, но в неизвестных пропорциях. В анализе определяется вклад каждой из водных масс в известный результат их смешения (наблюдения) путем решения следующей системы линейных уравнений (Karstensen and Tomczak, <http://omp.geomar.de>):

$$\begin{aligned}
 x_1\theta_1 + x_2\theta_2 + x_3\theta_3 + x_4\theta_4 + x_5\theta_5 &= \theta_{obs} + R_\theta \\
 x_1S_1 + x_2S_2 + x_3S_3 + x_4S_4 + x_5S_5 &= S_{obs} + R_S \\
 x_1[PO_4]_1 + x_2[PO_4]_2 + x_3[PO_4]_3 + x_4[PO_4]_4 + x_5[PO_4]_5 + \Delta P &= [PO_4]_{obs} + R_{PO_4} \\
 x_1[NO_3]_1 + x_2[NO_3]_2 + x_3[NO_3]_3 + x_4[NO_3]_4 + x_5[NO_3]_5 + \mathfrak{R}_{N/P}\Delta P &= [NO_3]_{obs} + R_{NO_3} \\
 x_1[O_2]_1 + x_2[O_2]_2 + x_3[O_2]_3 + x_4[O_2]_4 + x_5[O_2]_5 - \mathfrak{R}_{O/P}\Delta P &= [O_2]_{obs} + R_{O_2} \\
 x_1[Si]_1 + x_2[Si]_2 + x_3[Si]_3 + x_4[Si]_4 + x_5[Si]_5 &= [Si]_{obs} + R_{Si} \\
 x_1 + x_2 + x_3 + x_4 + x_5 &= 1 + R_\Sigma
 \end{aligned} \tag{4.11}$$

Здесь приведены уравнения для используемых в этом исследовании характеристик водных масс: потенциальной температуры (θ), солености (S), кислорода (O_2), нитратов (NO_3^-), фосфатов (PO_4^{3-}) и кремния ($Si(OH)_4$, далее обозначаемый как Si). В левой части системы (4.11) приводятся известные характеристики водных масс ($\theta_1, \theta_2, \dots, S_1, S_2, \dots, [Si]_1, [Si]_2, \dots, [Si]_5$), в правой части – известные данные наблюдений этих характеристик ($\theta_{obs}, \dots, [Si]_{obs}$). Квадратные скобки означают концентрации биогенов.

Неизвестными параметрами являются процентные вклады различных водных масс x_1, \dots, x_5

в формирование наблюдаемых значений параметров. Остаточные слагаемые $(R_\theta, \dots, R_{Si})$ связаны с ошибками измеренных параметров, недостаточно полным набором водных масс в анализе или недостаточно точным определением их характеристик. Взаимное соотношение остатков определяется заранее задаваемым относительным весом каждого из уравнений (последняя строчка в таблице 4.3). На x_n накладываются дополнительные ограничения: вклады всех используемых в анализе водных масс (x_1, \dots, x_5) должны быть неотрицательными и в сумме составлять 100%. Отклонение от 100% составляет общую погрешность анализа R_Σ .

Относительная роль (вес) каждого из уравнений системы (4.11) в конечный результат определяется из соображений надежности и репрезентативности данных *in situ* наблюдений характеристики вод, описываемой каждым уравнением системы (4.11), а также степенью пространственно-временной изменчивости этой характеристики в районах генерации анализируемых водных масс, по сравнению с другими используемыми характеристиками вод. Как правило, по сравнению с наблюдениями температуры и солености, профилей биогенов меньше по количеству, определения концентраций биогенов по натурным данным менее надежна, их консервативность меньше, а также пространственно-временная изменчивость больше. Поэтому, следуя работам Tomczak and Large (1989), Alvarez et al. (2004), Barbero et al. (2010) и Louarn and Morin (2011), уравнениям для температуры и солености были приданы наибольшие веса, биогенам – меньшие. Наименьшие веса были у наименее точно определяемых силикатов (табл. 4.3).

Классический ОМР анализ предполагает, что все характеристики вод ведут себя как пассивные трассеры (см., например, Klein and Tomczak, 1994; Gasparin et al., 2014). Однако в применении ОМР к пространственным масштабам, сравнимым с размерами океанических бассейнов, необходимо также учитывать возраст водной массы, который выражается в изменении концентраций биогенов не только за счет смешения вод, но за счет биохимических процессов. Для их учета в систему уравнений (4.11) вводится дополнительная переменная – неизвестная скорость изменения концентраций биогенов в результате окисления взвешенного органического вещества (которое в открытом океане имеет преимущественно фитопланктонное происхождение) и пропорциональная скорость расходования кислорода на окисление (Karstensen and Tomczak, 1997; Poole and Tomczak, 1999). Предположения о равенстве скоростей минерализации всех биогенов и скорости убыли растворенного кислорода в процессе окисления, позволяет выразить биохимическую изменчивость концентраций биогенов в системе (4.11) через изменчивость только одного параметра – скорость минерализации фосфатов ΔP (Karstensen and Tomczak, 1997; Poole and Tomczak, 1999). Скорость минерализации нитратов (и потребления кислорода) определяются через произведение ΔP на относительную массовую долю этих биогенов в фитопланктоне в районах генерации водной массы – стехиометрические отношения Редфилда (\mathcal{R}) (Redfield et al., 1963). Для анализа использовались отношения Редфилда $O_2:NO_3:PO_4=150:16:1$, представляющее собой баланс между оценками \mathcal{R} для различных участков региона исследования и различных глубин (Anderson and Sarmiento, 1994; Dafner et al., 2003; Perez et al., 1998, 2001). Si рассматривался как консервативный трассер (van Aken, 2000a; Alvarez et al., 2004), что связано, во-первых, в связи с низкой интенсивностью процессов минерализации кремния по сравнению с другими биогенами, во-вторых, в связи

с тем, что оценки минерализации Si затруднены зависимостью этого процесса от глубины, и в-третьих, в связи с сильной региональной вариативностью отношения содержания кремния к другим биогенам в фитопланктоне. Это делает малоэффективным единообразный учет скорости минерализации Si в водных массах различного происхождения (van Aken, 2000a). Описанный выше алгоритм учета минерализации вещества, примененный в настоящем исследовании, известен как расширенный ОМР анализ (Extended OMP analysis) (Karstensen and Tomczak, 1997). Нетривиальное значение R_{Σ} требует, чтобы система была переопределенной. Иначе говоря, семь уравнений системы (4.11) допускают одновременный анализ не более пяти различных типов водных масс.

Характеристики водным масс выбирались по данным литературных источников на границах исследуемого района, а не в области их формирования (табл. 4.3). Таким образом, отсутствует необходимость учитывать трансформацию этих характеристик на пути в исследуемый район. В частности, характеристики СВМ выбирались на континентальном склоне Пиренейского полуострова, примерно в 150 км к западу от Гибралтарского пролива. Это позволяет игнорировать начальный этап смешения средиземноморской воды и североатлантической водой, который не представляет интереса в данной работе, и где климатология неточна в связи с узостью МУС (см. раздел 4.2.2). Выполнялась проверка, чтобы все точки наблюдений находились внутри треугольников смешения, формируемых водными массами (рис. 4.27a-b). Если было необходимо, то характеристики водных масс слегка корректировались.

Таблица 4.3. Основные типы водных масс и их характеристики, использованные в ОМР анализе: субтропическая поверхностная (*subtropical Mode Water – StrMW*), североатлантическая центральная, ее верхняя, средняя и нижняя фракции (*North Atlantic Central Water – NACW_u, H и NACW_l*), средиземноморская (*Mediterranean Water – CBM*), модифицированная антарктическая промежуточная (*modified Antarctic Intermediate Water – mAAIW*), арктическая промежуточная (*Subarctic Intermediate Water – SAIW*), лабдорская (*Labrador Sea Water – LSW*), верхняя фракция североатлантической глубинной (*upper North Atlantic Deep Water – NADW_u*).

водная масса \ характеристика вод	T (°C)	S	O ₂ (μмоль/л)	PO ₄ (μмоль/л)	NO ₃ (μмоль/л)	Si (μмоль/л)
StrMW	19.0	36.70	100	0.16	2.0	2.0
NACW _u	18.0	36.45	250	0.15	2.0	2.0
H	12.2	35.60	230	0.70	12.0	4.5
NACW _l	8.8	35.15	195	1.20	20.0	12.0
CBM	13.2	37.10	170	1.00	16.0	7.0
mAAIW	6.5	34.90	110	2.10	32.0	23.0
SAIW	5.6	34.70	280	1.00	15.0	6.0
LSW	3.4	34.89	295	1.10	17.0	12.0
NADW _u	2.5	34.94	250	1.30	20.0	35.0
вес уравнения характеристики	24	22	7	2	7	1

Предварительный выбор 5 основных водных масс проводился отдельно для 3х слоев, на которые был разбит интервал глубин анализа (0-2000 м), и в каждом из $5^\circ \times 5^\circ$ квадратов. На рисунке 4.27(c-d) представлены глубины границ между верхним, средним и нижним слоями. Изначальный выбор базировался на предыдущих исследованиях в регионе (Tsuchiya et al., 1992; Perez et al., 1998, 2001; Poole and Tomczak, 1999; van Aken, 2000a,b, 2001; Cabeçadas et al., 2002; Alvarez et al., 2004; Barbero et al., 2010; Louarn and Morin, 2011; Carracedo et al., 2014) и на анализе диаграмм рассеяния разных сочетаний характеристик вод (см. примеры на рис. 4.27a-b). При этом одни и те же водные масс присутствовали в разных слоях и разных $5^\circ \times 5^\circ$ квадратах таким образом, чтобы с запасом охватить область их предполагаемого распространения. После первых пробных прогонов ОМР анализа, области распространения водных масс корректировались для минимизации ошибки R_Σ . Область распространения каждой из водных масс расширялась от района ее максимальных значений до тех пор, пока ее концентрация не падала до незначимых величин ($<10\%$).

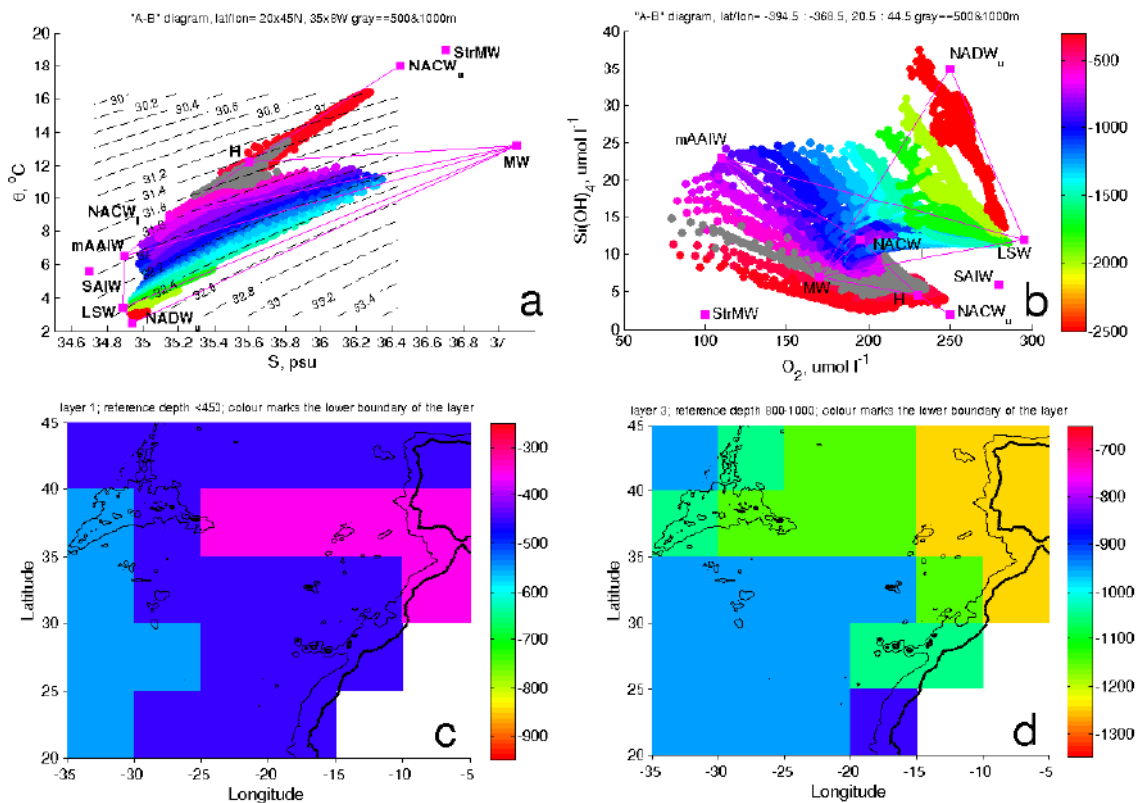


Рис. 4.27. Примеры (a) θ -S диаграммы и (b) Si-O₂ диаграммы, используемые для определения набора водных масс в ОМР анализе. Цветная шкала – глубина наблюдений. Условная потенциальная плотность воды на рисунке (a) относятся к 1000 м (σ_1). (c) Глубина нижней границы верхнего слоя (м); (d) глубина нижней границы среднего слоя (м).

Основная формальная погрешность ОМР-аппроксимации R_Σ не должна превышать 10-15% (Karstensen and Tomczak, 1997). Полученные значения R_Σ были менее 6% (рис. 4.28), что свидетельствует об адекватном выборе основных типов водных масс в пределах 5 -градусных квадратов и вертикальных слоев. Максимальные погрешности приходились на границы между слоями 1 и 2, где число различных типов водных масс с ненулевой концентрацией может превышать их предельное допустимое количество в системе (4.11).

Полученные значения R_{Σ} позволяют считать 10% порогом концентрации водной массы в анализе.

Дополнительно проводился анализ чувствительности ОМР анализа к изменчивости характеристик водных масс. Характеристики водных масс варьировались в пределах изменчивости их задания разными авторами для района исследований (Karstensen and Tomczak, 1997; Perez et al., 1998, 2001; Poole and Tomczak, 1999; van Aken, 2000a,b, 2001; Cabecadas et al., 2002; Alvarez et al., 2004; Barbero et al., 2010; Louarn and Morin, 2011; Carracedo et al., 2014): $\pm 0.2^{\circ}\text{C}$ по температуре, ± 0.05 по солености, ± 20 $\mu\text{моль/л}$ по кислороду, ± 0.1 $\mu\text{моль/л}$ по фосфатам, ± 1.5 $\mu\text{моль/л}$ по нитратам и ± 2.0 $\mu\text{моль/л}$ по силикатам. Чувствительность СВМ к изменению характеристик различных водных масс была наименьшей и составляла не более 3%. Однако, в отдельных случаях, LSW и NADW_u могли обмениваться значительной долей своего процентного содержания, тогда как погрешности суммы процентных содержаний обоих этих водных масс находились в пределах точности анализа (<10%). Поэтому в результатах анализа рассматривалась сумма полученных процентных содержаний концентраций LSW и NADW_u, обозначенная как NADW (North Atlantic Deep Water – североатлантическая глубинная водная масса). По той же причине результирующие концентрации StrMW, NACW_u, H и NACW_l объединялись в NACW (North Atlantic Central Water – североатлантическая центральная водная масса).

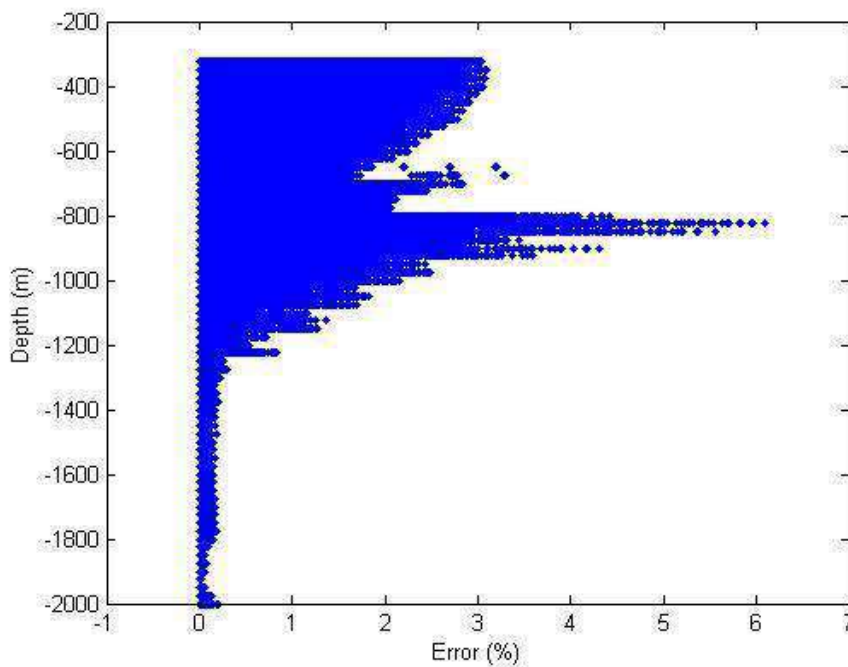


Рис. 4.28. Остатки (R_{Σ}) уравнения сохранения массы в ОМР анализе.

Независимыми подтверждениями достоверности результатов ОМР является согласованное изменение глубины СВМ с изменениями глубины поверхностей нейтральной плотности и преимущественного распространения СВМ, SAIW и mAAIW вдоль основных течений, полученных по данным траекторий поплавков на промежуточных глубинах.

4.6.2 ПРИЛОЖЕНИЕ: МЕТОД ВЫЧИСЛЕНИЯ СКОРОСТЕЙ СРЕДНИХ ТЕЧЕНИЙ ПО ТРАЕКТОРИЯМ ПОПЛАВКОВ RAFOS И ARGO

Массив данных RAFOS (по данным WOCE Subsurface Float Data Assembly Center, <http://wfdac.who.edu/>) включал в себя данные 353 поплавков нейтральной плавучести за 1982-2002 гг., дрейфующих в интервале глубин 400-1700 м. Типичные временные интервалы между определениями координат поплавков составляли от 6 до 24 часов, а общая продолжительность отслеженных траекторий составила 6700 месяцев. Массив данных ARGO (по данным Coriolis operational data center, <ftp://ftp.ifremer.fr>) состоял из 242 поплавков за 1999-2013 гг., дрейфующих на фиксированных глубинах того же диапазона (400-1700 м). Типичные интервалы между наблюдениями положений поплавков составляли 10-15 суток, а общая продолжительность отслеженных траекторий была 6560 месяцев.

Для отслеживания средних течений сначала удалялись части траекторий поплавков в пределах мезомасштабных вихрей. Это необходимо для того, чтобы избежать сопутствующих искажений, поскольку известно, что мезомасштабные вихри часто имеют скорости, сильно отличающиеся от скоростей среднего потока, и могут даже двигаться против течения (Morel, 1995). В частности, отфильтровывались средиземноморские вихри (медди), которые представляют собой очень интенсивные вихри в промежуточных слоях субтропической части северо-восточной Атлантики. Т.к. характерные периоды вращения ядра медди составляют от 3х до 10и суток, их вращение может регистрироваться по данным RAFOS, но не ARGO. Поплавок RAFOS считался захваченным в вихре, если он совершил, по крайней мере, два полных вращения в течение 20 суток. Сравнение с литературными данными показывает, что большинство внутритермоклинных вихрей, обнаруженных в нашем исследовании, ранее уже определялись как медди (Richardson et al., 2000; Ambar et al., 2001; Bashmachnikov et al., 2015b). RAFOS регистрирует только температуру (не всегда) и давление на глубине дрейфа поплавка. В данных профилирующих поплавков ARGO предоставляются также вертикальные профили температуры и солёности до глубины 2000м. Аналогично другим данным *in situ*, медди в вертикальных профилях ARGO выявлялись как аномалии солёности порядка 0.2 или более, наблюдаемые в слое не менее 200 м толщины и расположенные в интервале глубин 500-1500 м (Richardson et al., 1991; Bashmachnikov et al., 2015c). Аномалии рассчитывались относительно полученной ранее климатологии MEDTRANS (см. раздел 2.2). Причем к медди относились только наблюдения, где приводимые критерии выполнялись не менее чем для 3х последовательных профилей, т.е. в течение не менее чем 20-суточного периода.

Далее все траектории поплавков из интервала глубин ± 500 м вокруг фиксированных отсчетных горизонтов (1000 или 1500 м) приводились к заданной отсчетной глубине, используя геострофические соотношения:

$$\frac{\partial \vec{V}}{\partial z} = -\frac{g}{f \bar{\rho}} (\vec{k} \times \nabla \rho), \quad (4.12)$$

где \vec{V} – лагранжева горизонтальная скорость поплавка, g – ускорение силы тяжести, f – параметр Кориолиса, ρ – плотность воды (по климатологии MEDTRANS), $\bar{\rho} = 1030 \text{ кг м}^{-3}$ – характерное значение плотности воды. Затем в каждом квадрате $1^\circ \times 1^\circ$ вычислялись средние эйлеровы скорости и соответствующие погрешности. Использование поплавков из

вместо фиксированного горизонта позволило значительно увеличить число поплавков в каждом квадрате, что увеличило достоверность результатов анализа. Чтобы учесть разницу в периодах зондирования поплавков RAFOS и ARGO, используемых для вычисления средних эйлеровых скоростей, лагранжевы скорости поплавков обоих типов домножались на весовые функции, пропорциональные соответствующим временным интервалам зондирования (Lavender et al., 2005). При построении полей средней скорости выбросы исключались методом Discrete cosine transform - penalized least square method (Garcia, 2011). Эта фильтрация не применялась возле крутых уклонов рельефа дна, где ожидается быстрая изменчивость средней скорости топографически захваченных течений.

Погрешности средних скоростей вычислялись по их составляющим как:

$$v_{err} = z_{95}SD/\sqrt{n}, \quad (4.13)$$

где n – количество данных, SD – стандартное отклонение (среднее по меридиональной или зональной составляющим скорости течения) и z_{95} – 95% доверительный интервал t -распределения Стьюдента. На рисунках 4.6 и 4.11(a) показаны средние скорости течений только в ячейках сетки, где полученные средние превышали v_{err} .

Базовые погрешности в оценке скоростей течений по данным поплавков ARGO, в основном, связаны с дрейфом поплавков во время восходящего и нисходящего циклов и в среднем находятся в пределах 4 см с^{-1} (Rosell-Fieschi et al., 2015). Принимая $SD=4 \text{ см с}^{-1}$, можно вычислить минимальное число выборочных значений скорости, необходимое для определения скорости течения по данным ARGO с заданной точностью. Погрешность скорости течения в 1 см с^{-1} и менее требует, как минимум, 60 наблюдений скорости в ячейке сетки, для 1.5 см с^{-1} – 30 наблюдений и для 2 см с^{-1} – 18 наблюдений. На глубине 1000 м примерно 40% ячеек сетки отвечают первому критерию, 60% – второму и 80% – третьему. На глубине 1500 м эти величины равны 15%, 40% и 70%, соответственно. Таким образом, точность оценок средней скорости течения по поплавкам ARGO можно оценить в $1.5\text{-}2.0 \text{ см с}^{-1}$. За величину v_{err} принимался 2.0 см с^{-1} для ARGO или, если там присутствовали также поплавки RAFOS, то максимальное из полученных значений ошибки.

4.6.3 ПРИЛОЖЕНИЕ: МЕТОД РАСЧЕТА ВСТРЕЧАЕМОСТИ МЕДДИ

Вероятность обнаружения меди на рисунке 4.11(b) вычислялась как отношение числа зондирований при фиксации меди к общему числу зондирований в ячейках размером $1^\circ \times 1^\circ$. Чтобы избежать смещений в распределении вероятностей, возникающих из-за многократных зондирований одного и того же меди, зондирования, выполненные примерно в одном и том же месте и в одно и то же время, считались за зондирования одного и того же меди. Такая кластеризация выполнялась отдельно для профилей меди и профилей «не-меди». Пространственно-временное окно кластеризации центрировалась в случайно выбранной точке данных зондирований и в нем объединялись данные за период ± 30 суток и в радиусе ± 50 км для точек, расположенных в пределах 300 км от Пиренейского полуострова, и в радиусе ± 75 км – на большем удалении. Выбранный радиус составляет $\sqrt{2}$ типичного динамического радиуса меди на разных удалениях от Иберийского

полуострова. Во избежание эффекта непрерывного повторного зондирования одного и того же медди профилирующим поплавком AGRO, захваченным в ядре медди, ширина окон увеличивалась по сравнению с описанными выше в 3 раза. При средней скорости перемещения медди $2-5 \text{ см с}^{-1}$ (Richardson et al., 2000), этого времени достаточно, чтобы медди прошел около 300 км, – поперечный размер области осреднения статистических свойств медди с удалением от Пиренейского полуострова (рис. 4.8а). Таким способом было получено 775 независимых наблюдений ядер медди, выделенных по данным, по меньшей мере, одного вертикального зондирования (рис. 4.8а).

Глава 5. Механизмы разрушения и регенерации вихрей в океане на примере квазипостоянного Лофотенского вихря Норвежского моря

5.1 КВАЗИПОСТОЯННЫЙ ВИХРЬ ЛОФОТЕНСКОЙ КОТЛОВИНЫ НОРВЕЖСКОГО МОРЯ

В этом разделе исследуются процессы разрушения и регенерации квазипостоянного Лофотенского вихря (ЛВ) в Лофотенской котловине Норвежского моря (рис. 1.6) путем анализа расчетов по полной системе уравнений Навье-Стокса гидродинамической модели Массачусетского технологического института (Massachusetts Institute of Technology Global Climate Model – MIT GCM, Marshall et al., 1997), а также анализа численных экспериментов квазигеострофической (QG) модели М.А.Соколовского (Sokolovskiy, 1997a,b; Bashmachnikov et al., 2017; Сантьева и др., 2021).

5.1.1 ХАРАКТЕРИСТИКИ ЛОФОТЕНСКОГО ВИХРЯ В ДАННЫХ *IN SITU*, СПУТНИКОВОЙ АЛЬТИМЕТРИИ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ

Динамика Лофотенского вихря анализировалась по данным региональной реализации MIT GCM с пространственным разрешением 4x4 км (Volkov et al., 2015), которая позволяет исследовать крупные мезомасштабные вихри радиусом более 2х радиусов деформации Россби. К ним относится ЛВ и крупные вихри Норвежского течения, поддерживающие регенерацию ЛВ. Анализировалось 15 лет модельных расчетов (1998-2012 гг.). Подробное описание модели приведено в разделе 2.3.7.

В ряде работ было проведено детальное сравнение результатов используемой здесь конфигурации MIT GCM с данными спутниковых и натуральных наблюдений (см., например, Kohl, 2007; Soiland and Rossby, 2013; Volkov et al., 2015; Bashmachnikov et al., 2017; Travkin and Belonenko, 2019). Было показано, что результаты MIT GCM адекватно воспроизводят наблюдаемые особенности крупномасштабной и мезомасштабной динамики Лофотенской котловины, в том числе основные термохалинные и динамические характеристики ЛВ и их изменчивость во времени, а также сезонный ход относительной завихренности ядра ЛВ (см. также Volkov et al., 2015). Как в натуральных наблюдениях, так и в модели, динамический радиус ЛВ равен $R \sim 30 \text{ км} \sim 4 R_d$ (рис. 5.1a). В вертикальной структуре ЛВ, помимо баротропной компоненты, выделяется заметная бароклинная составляющая. Подповерхностная интенсификация ядра ЛВ (максимум азимутальной скорости и относительной завихренности и минимум динамического радиуса) наблюдается в слое между 50-200 м и 1000-1100 м (рис. 5.1b-c). На этих же глубинах зафиксированы и наиболее интенсивные термохалинные аномалии ЛВ (рис. 1.7). Динамический сигнал вихря распространяется до дна, хотя ниже 1200 м относительная завихренность ЛВ ослабевает более чем в 5 раз (рис. 5.1b-c). Радиальная/вертикальная скорости и структура плотности ядра ЛВ в модели тоже весьма точно воспроизводят результаты анализа данных вертикальных профилей термохалинных характеристик *in situ* (по данным зондов STD) и скорости течения (по данным ADCP) (Soiland and Rossby, 2013). Впрочем, в Bashmachnikov et al. (2017) было показано, что MIT GCM несколько занижает азимутальную скорость вращения и пиковую относительную завихренность ядра ЛВ по сравнению с детальными данными натуральных наблюдений, полученные с помощью глайдеров (Yu et al. 2017; Fer et al., 2018; Bosse et al., 2019).

Поля относительной завихренности модели MIT GCM показывают богатую вихревую динамику Лофотенской котловины (рис. 5.1а). В северо-восточной части котловины на Норвежском течении регулярно генерируются антициклонические вихри, особенно активно у Лофотенских островов. Эти антициклоны затем перемещаются на запад вдоль северного склона котловины (см. раздел 3.3).

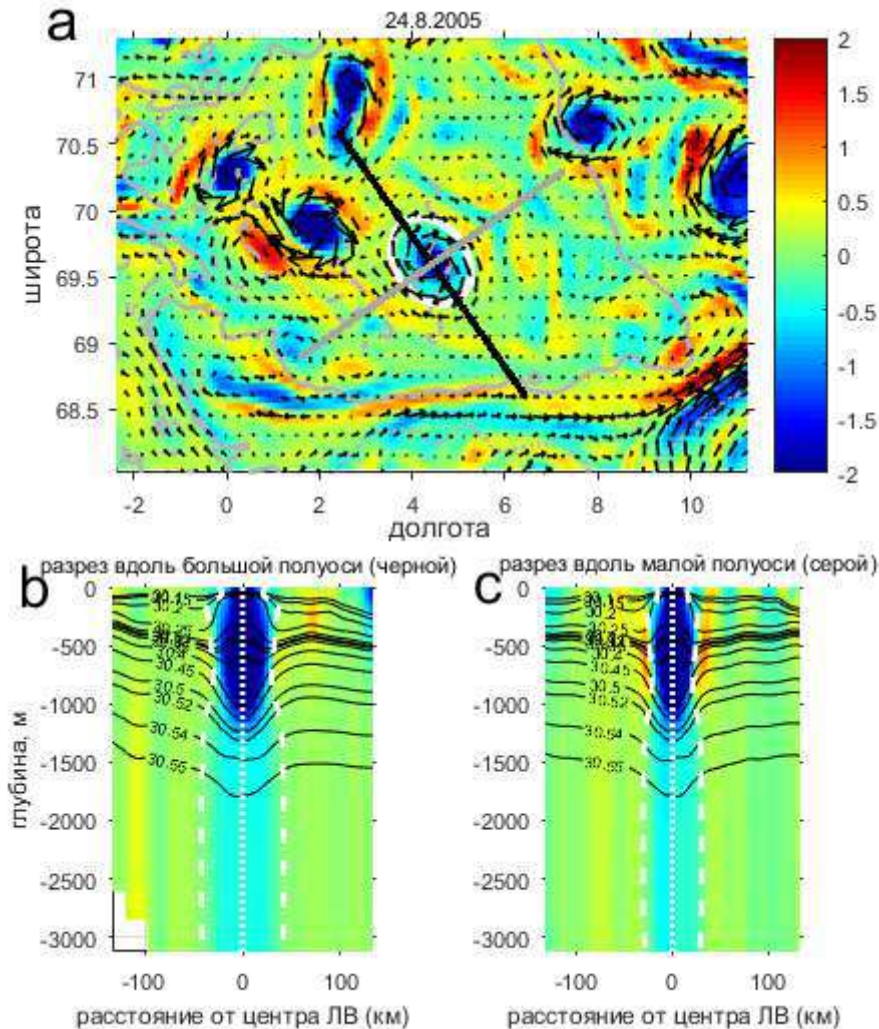


Рис. 5.1. Относительная завихренность в Лофотенской котловине (цветом, 10^{-5} c^{-1}) по данным MIT GCM на 24.08.2005: (а) горизонтальное распределение относительной завихренности (цвет) и течения (черные вектора) на глубине 100 м. Белым эллипсом отмечена граница ЛВ. Вертикальные разрезы сделаны вдоль (b) большой оси эллипса ядра ЛВ (черный отрезок на (а)) и (с) малой оси эллипса ядра ЛВ (серый отрезок на (а)). На (b) и (с) черные изолинии отмечают изопикны $\sigma_{0.5}$ (кг м^{-3}), вертикальный белый пунктир – ось ЛВ, а штриховые белые линии – границы ЛВ, выделяемые по нулевым значениям относительной завихренности.

Устойчивость вихрей связана с интенсивностью аномалии потенциальной завихренности их ядра. Аномалия квазигеострофической потенциальной завихренности для слоя n (Π_n), ограниченного двумя изопикнами, в случае пренебрежения β -эффектом, вычисляется как:

$$\Pi_n(x, y, t) = \omega_n(x, y, t) + f \Delta h_n(x, y, t) / h_n. \quad (5.1)$$

Здесь ω_n – относительная завихренность слоя n , f – параметр Кориолиса, Δh_n – расстояние между изопикнами (толщина слоя n) в данной точке, h_n – средняя по всей выбранной области толщина слоя n .

Исходя из распределения потенциальной завихренности, а также других динамических параметров, в вертикальной структуре ЛВ можно выделить 3 слоя (рис. 5.1b-c, 5.2a). Слой 2 представляет собой ядро ЛВ, расположен между глубинами 200 м и 1000-1200 м и характеризуется отрицательной аномалией потенциальной завихренности (Π_2), а также экстремумами относительной завихренности и азимутальной скорости, достигающих пиковых значений на горизонтах 400-800 м (рис. 5.1, 5.2a). Подповерхностное положение ядра ЛВ прослеживается также по термохалинным аномалиям (рис. 1.7). Для верхнего слоя (0-200 м) потенциальная завихренность (Π_1) положительна и по абсолютному значению почти на порядок меньше, чем Π_2 . Слой 3, от 1000-1200 м до дна океана, характеризуется в 3 раза меньшей пиковой азимутальной скоростью, чем в ядре ЛВ, увеличением R от 25 до 35 км и уменьшением относительной завихренности в 5-6 раз. Выраженные положительные аномалии потенциальной завихренности наблюдаются непосредственно под ядром. Смена знаков Π в окрестности ядра свидетельствуют о том, что ЛВ обладает характеристиками S-вихря (Morel and McWilliams, 1997). В некоторые промежутки времени также наблюдается положительные аномалии потенциальной завихренности в слое 2 по внешнему периметру ядра ЛВ – так называемый «экран» (Жмур и др., 2021). В течении этих периодов ЛВ можно рассматривать как комбинированный S- и R-вихрь.

Сезонная эволюция ЛВ по данным MIT GCM оценивалась по взаимной изменчивости потенциальной завихренности в 2х верхних слоях, где изменчивость во времени была наиболее выражена. С помощью кластерного анализа методом K-средних в пространстве параметров (Π_1, Π_2) было выделено 4 конфигурации (A, B C, D) вертикальной структуры ЛВ (рис. 5.2b,c). Критическое расстояние в пространстве (Π_1, Π_2), определяющее наибольшее расстояние от центра до границы кластера, было принято равным 0.3 c^{-1} . При этом значении были наиболее четко очерчены области с максимальной плотностью точек в пространстве (Π_1, Π_2). Хотя и не все точки были отнесены к одному из кластеров (рис. 5.2b), такой выбор позволил определить разницу конфигураций изопикн для наиболее типичных состояний ЛВ, не искаженных отдельными промежуточными состояниями. В сумме выделенные кластеры A-D покрывали 62% всего периода анализа. Большинство из оставшихся 38% неклассифицированных состояний тяготели либо к кластеру D, либо к кластеру A.

Конфигурации изопикн для кластеров A-D показаны на рисунке 5.3. Изопикны, ограничивающие ядро ЛВ сверху (снизу) выбирались по глубине смены знака потенциальной завихренности над (под) ядром ЛВ (см. Bashmachnikov et al., 2017).

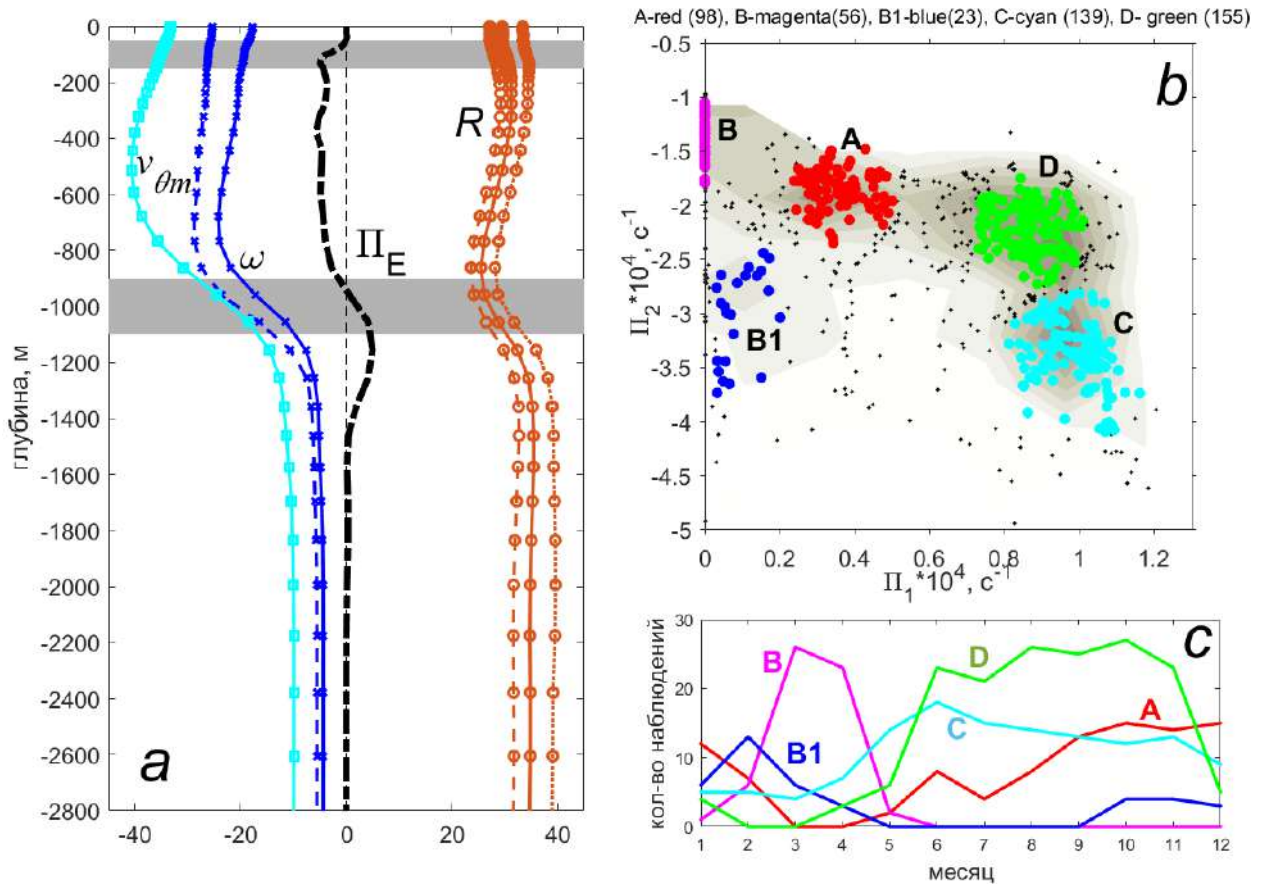


Рис. 5.2. (a) Вертикальные профили средних характеристик ЛВ (1998-2012 гг.): $v_{\theta m}$ – максимальная азимутальная скорость в ядре ЛВ ($cm\ c^{-1}$); ω – относительная завихренность ядра ($10^{-6}c^{-1}$) в круге радиусом $R/2$ (максимальная – синий пунктир и средняя – синяя сплошная линия); Π_E – пиковая потенциальная завихренность Эртеля в ядре вихря ($10^{-11}c^{-1}$); R – динамический радиус ЛВ (км). (b) Кластеры состояний ядра ЛВ (A-D) в пространстве характеристик Π_1 - Π_2 ($10^4\ c^{-1}$). (c) Встречаемость кластеров A-D по месяцам (по Bashmachnikov et al., 2017).

Конфигурация А (рис. 5.2b и 5.3a) охватывала примерно 13% от всего периода анализа еженедельных данных за 1998-2012гг. Она характеризуется небольшими отклонениями изопоикн выше ядра ЛВ (η_1) от средней толщины слоя 1 (h_1). Повторяемость такой конфигурации росла от лета к осени, убывала зимой, а весной она почти не встречалась (рис. 5.2c).

Конфигурация В формируется в холодный период года, особенно ранней весной, вследствие более интенсивной конвекции в ядре ЛВ по сравнению с окружающим океаном (рис. 5.2b,c и 5.3b). Верхний слой ЛВ при этом исчезает ($h_1 = 0$ и $\eta_1 = 0$), а толщина слоя 2 (h_2) становится аномально большой. Похожей является конфигурация В1 (рис. 5.2b, не показана на рис. 5.3), когда можно выделить верхний слой, но ограничивающая его изопоикна расположена существенно ниже глубины верхнего перемешанного слоя в окружающей ЛВ области Лофотенского бассейна. Конфигурация В1 эпизодически наблюдалась с конца осени по конец зимы, до формирования конфигурации В, и характеризовала периодическую рестратификацию верхнего слоя до начала активного

развития глубокой конвекции в ядре ЛВ (рис. 5.2с). Суммарно конфигурации В и В1 охватывали около 13% периода анализа.

Конфигурация С (рис. 5.2b и 5.3с) характеризуется аномально большим подъемом изопикн над ядром ЛВ (η_1), тогда как глубина h_2 возвращается к характерным летним значениям. Эта конфигурация охватывала порядка 16% периода анализа и могла наблюдаться в любой сезон, особенно часто возникая во время весенне-летней рестратификации верхнего слоя океана после активного осенне-зимнего перемешивания (рис. 5.2с).

Конфигурация D (рис. 5.2b и 5.3d) является промежуточной между А и С. Это наиболее часто наблюдаемая конфигурация изопикн, которая охватывала не менее 20% от всего периода анализа и встречалась на протяжении всего теплого периода года (рис. 5.2с).

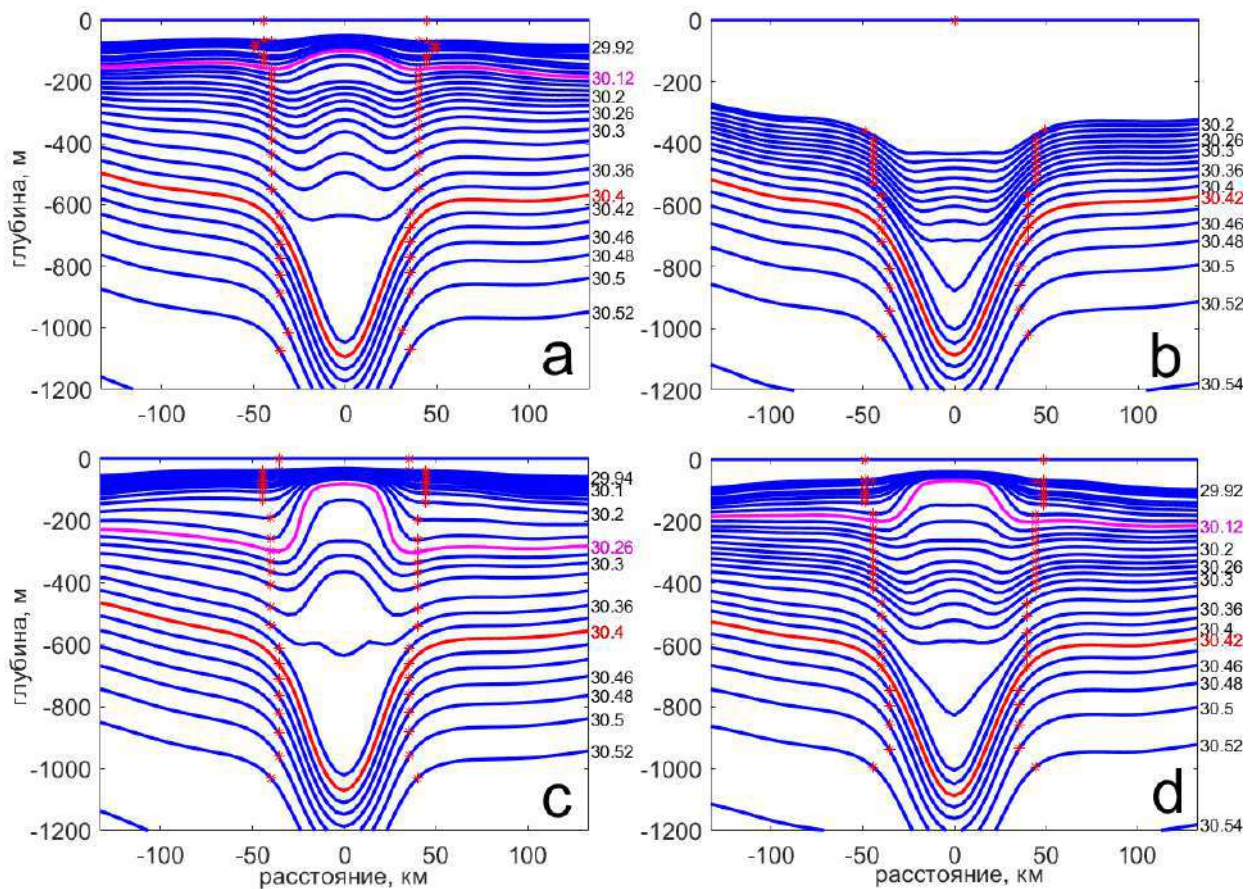


Рис. 5.3. Глубины изопикн (синие линии) на разрезе через ЛВ для кластеров А-D (см. рис. 5.2b,c) а (кластер А) – типичная конфигурация изопикн в области ядра ЛВ для осени - начала зимы, b (кластер В) – для конца зимы - начала весны, с (кластер С) – для конца весны, d (кластер D) – для лета. Пурпурная и красная изопикны отмечают верхнюю и нижнюю границы ядра ЛВ, соответственно; красные точки отмечают границы ядра ЛВ на уровне нарисованных изопикн (из Bashmachnikov et al., 2017).

Наблюдений *in situ* слишком малочисленны, чтобы провести классификацию конфигураций изопикн ЛВ, аналогичную описанной выше по данным MIT GCM. Тем не менее наблюдения подтверждают существование, по меньшей мере, двух предельных состояний – летне-осенних (кластеры А, С, D) и зимних (кластеры В, В1) (Ivanov and Korabev, 1995a, b; Ray et al., 2015). *In situ* разрезы через ЛВ также свидетельствуют, что 3х-

слоистая структура ЛВ может сохраняться в течение всей зимы и весны (типы В1, А или D на рис. 5.3), и только в отдельные годы формируется 2-слоистая структура (типы В на рис. 5.3). В такие периоды заглупление перемешанного слоя в центральной части Лофотенской котловины (район ЛВ) может достигать 500-800 м (Алексеев, 1991; Nilsen and Falck, 2006; Федоров и др., 2019), тогда как типичное заглупление перемешанного слоя вне центральных областей котловины от лета к зиме составляет от 50 м летом до 200-400 м зимой (Nilsen and Falck, 2006; Rossby et al., 2009a).

5.1.2 РЕГЕНЕРАЦИЯ ЛОФОТЕНСКОГО ВИХРЯ

Лофотенский вихрь, как и всякая когерентная динамическая структура океана, постепенно рассеивает энергию в окружающее пространство. Постоянное присутствие ЛВ в Лофотенской котловине является следствием периодической внешней подпитки ядра ЛВ энергией извне. Первые исследования показали, что термохалинная аномалия ЛВ усиливается зимой и весной. При этом уменьшается радиус ЛВ и возрастает максимальная скорость вращения. Была предложена гипотеза о регенерации аномалии потенциальной завихренности ЛВ аномально сильным конвективным перемешиванием в ядре ЛВ в зимний период (Иванов и Кораблев, 1995a,b). Такое усиленное перемешивание в ЛВ по сравнению с окружающими областями Лофотенского бассейна будем называть «дифференцированной конвекцией». Наличие регулярной дифференцированной конвекции приводит к регулярному формированию конфигурации В и ее смене на конфигурацию С в конце весны. Резкий подъем изопикн конфигурации С должен способствовать усилению антициклонического вращения ЛВ (рис. 5.2с и 5.3с). Другим гипотетическим механизмом регенерации ЛВ является механизм слияния ЛВ с антициклонами (Kohl, 2007; Volkov et al., 2015). Подавляющее большинство антициклонов генерируется в области быстрого роста бароклинной неустойчивости Норвежского течения к западу от Лофотенских островов, где очень крутой континентальный склон (Soiland et al., 2008; Koszalka et al., 2011; Isachsen, 2015; Bashmachnikov et al., 2023). Направляемые чашеобразной формой Лофотенской котловины, антициклоны движутся на запад (рис. 5.1) и некоторые из них сливаются с ЛВ (Raj and Halo, 2016; Филюшкин и др., 2017b; Bashmachnikov et al., 2017, 2023). Крупномасштабные особенности топографии котловины являются важнейшей предпосылкой для накопления вихрей и, в конечном итоге, существования ЛВ в котловине (Belonenko et al., 2021).

Для исследования характера изменчивости энергии ЛВ во времени, аномалии потенциальной и кинетической энергии были интегрированы по объему ядра ЛВ (рис. 5.4), т.е. внутри области, ограниченной радиусом $1.6R$ (где R – динамический радиус ЛВ) и промежутком глубин между верхней и нижней границами ядра ЛВ (рис. 5.3). Интегральная кинетическая энергия вычислялась как:

$$KE = 0.5\rho \iiint v_{\theta}^2 dx dy dz, \quad (5.2)$$

интегральная доступная баротропная потенциальная энергия как:

$$PE_s = 0.5 g \rho_s \iint \zeta^2 dx dy, \quad (5.3)$$

а интегральная доступная бароклинная потенциальная энергия как (Oort et al., 1989):

$$PE_i = 0.5 g \iiint \Delta\rho^2 \left/ \left| \frac{\partial\rho}{\partial z} \right| \right. dx dy dz. \quad (5.4)$$

Здесь v_θ – азимутальная скорость ЛВ, g – ускорение силы тяжести, ρ и ρ_s – плотность воды (нижний индекс s обозначает морскую поверхность), ζ – аномалия уровня моря над ЛВ, $\Delta\rho$ – аномалия плотности воды в ЛВ относительно фоновых значений вокруг ЛВ, $\frac{\partial\rho}{\partial z}$ – вертикальный градиент фоновой плотности воды. Аномалии доступной потенциальной энергии в ядре ЛВ вычислялись относительно фона, для оценки которого брались средние характеристики в пределах кольца $[2R:4R]$. Как и следовало ожидать, в изменчивости суммарной энергии ЛВ доминировало PE_i , в то время как KE была почти на порядок меньше, а PE_s – на 4 порядка меньше (рис. 5.4).

В большинстве случаев слияние антициклонов с ЛВ происходило зимой, что затрудняет разделение эффектов слияний и конвекции (вертикальные черные и серые полосы на рис. 5.4, соответственно). Влияние слияний на энергию ЛВ можно определить по редким летним слияниям в 2001, 2003 и 2009 гг. После этого в ядре ЛВ наблюдалось не только увеличение PE_i , но и резкий рост PE_s и KE (см. также Wang et al., 2019). В зимы, когда наблюдалась конвекция, но не было зафиксировано слияний (2000, 2004, 2005, 2010 гг.) наблюдалось увеличение аномалий PE_i и некоторый рост PE_s , тогда как KE почти не менялась. Это объясняет, почему Volkov et al. (2015), используя относительную завихренность в качестве меры интенсивности ЛВ, не обнаружили явного влияния зимней конвекции на ЛВ. Недавно Trodahl et al. (2020) также высказали предположение, что именно слияния усиливают вращение ЛВ, тогда как усиленная зимняя конвекция в ядре ЛВ ведет к вертикальной гомогенизации ядра, нарушенной при вертикальном совмещении ядер поверхностного антициклона с подповерхностным ЛВ. При вертикальном перемешивании в ЛВ растет аномалия потенциальной завихренности его ядра, что увеличивает устойчивость вихря.

Приводимые здесь результаты показывают, что оба механизма, и слияния с антициклонами, и интенсивная зимняя конвекция в ядре ЛВ, приводят к явному росту аномалий доступной потенциальной энергии ЛВ, что является фактором увеличения устойчивости ЛВ через рост связанной аномалии Π . Вне периодов регенерации происходило постепенное уменьшение как потенциальной, так и кинетической энергии ЛВ со скоростью 2-3% в месяц (рис. 5.4). Такая медленная потеря энергии позволила ЛВ просуществовать без существенных изменений своего объема много месяцев (например, с весны 2005 г. по начало зимы 2006 г.), до следующего эпизода регенерации (см. раздел 5.1.3 ниже). Линейно экстраполируя эту скорость разрушения ЛВ, можно ожидать полного исчезновения ЛВ через 2-4 года, в случае прекращения его подпитки энергией извне. Это достаточно большой промежуток времени, т.к. большинство мезомасштабных вихрей живут не более месяца (Chelton et al., 2011). Все же этот промежуток гораздо меньше оценки

полного разрушения ЛВ за 10 лет при рассеянии его энергии исключительно турбулентной диффузией (Soiland and Rossby, 2013).

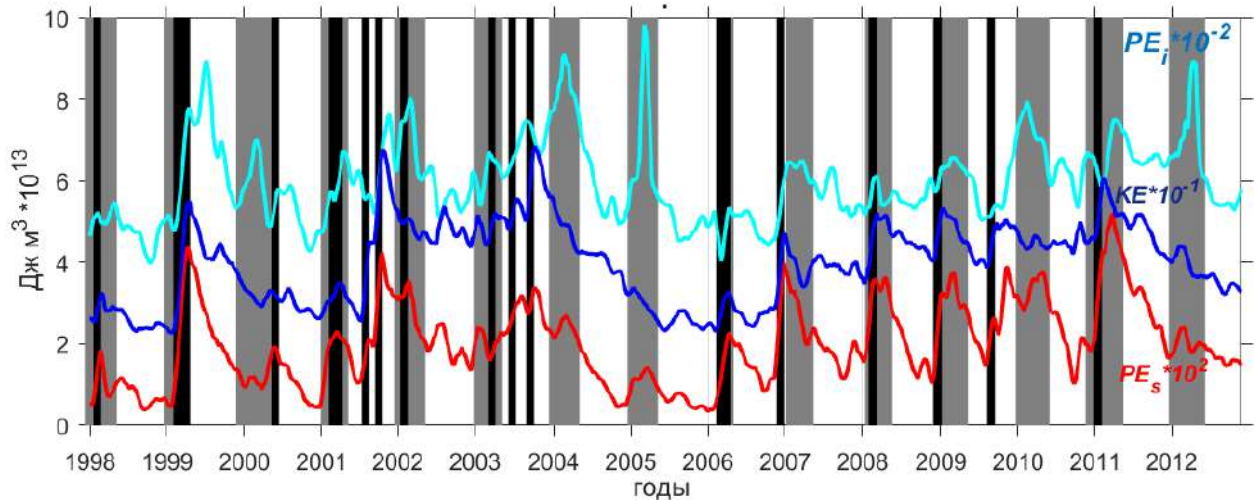


Рис. 5.4. Изменчивость во времени энергии, интегрированной по объему ядра ЛВ ($\cdot 10^{13}$ Дж м^3): доступной баротропной потенциальной энергии ($PE_s \cdot 10^2$), доступной бароклинной потенциальной энергии ($PE_i \cdot 10^{-2}$) и кинетической энергии ($KE \cdot 10^{-1}$). Эпизоды слияний ЛВ с другими антициклонами отмечены черными вертикальными линиями, а серые столбцы показывают периоды, когда в ядре ЛВ фиксировалось глубокое (зимнее) перемешивание (кластер В, рис. 5.3).

Далее подробно исследован процесс слияния ЛВ с поверхностными антициклонами. За 15 лет анализируемой эволюции ЛВ (1998-2012 гг.) в MIT GCM было зарегистрировано 21 слияние (рис. 5.4), в среднем 1-2 слияния в год. Это близко к количеству слияний, выделенных по данным спутниковой альтиметрии, – примерно 0.8 в год (Belonenko et al., 2020), особенно если учесть известные недостатки обнаружения вихрей в данных альтиметрии (см. раздел. 2), которые могли не позволить выделить все имевшиеся эпизоды слияний.

Для детального исследования был выбран промежуток времени с августа 2002 г. по июль 2003 г., в течение которого ЛВ 6 раз взаимодействовал с одним и тем же поверхностным антициклоном (далее обозначаемым АС), сформированном на восточной ветви Норвежского течения. ЛВ и АС имели близкие динамические радиусы (около 30 км) и примерно одинаковые по интенсивности аномалии относительной завихренности в области ядра ($3-4 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$) в течении всего периода анализа (рис. 5.5).

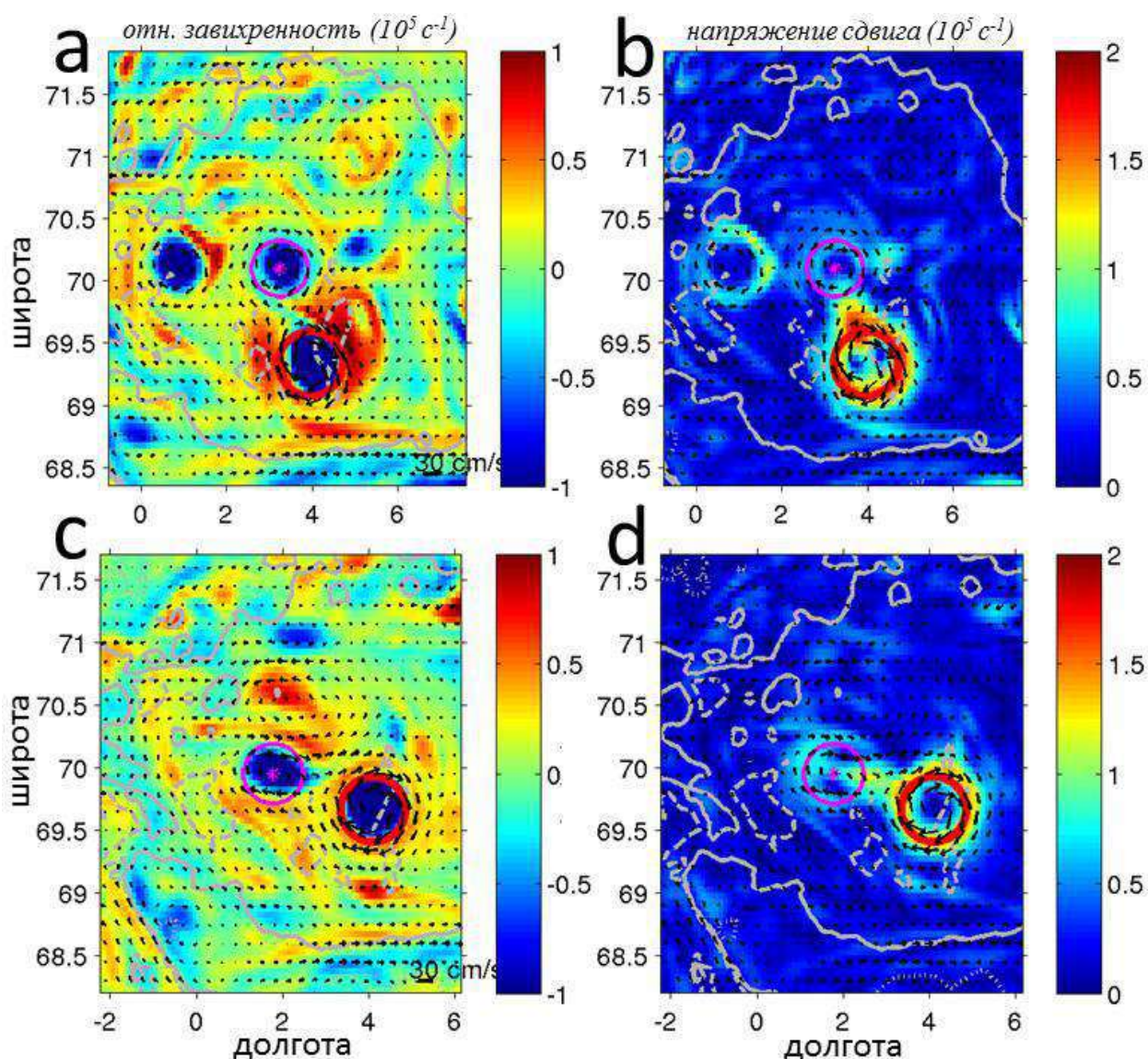


Рис. 5.5. Антициклон АС (розовый круг) и ЛВ (красный круг) в поле относительной завихренности поверхности моря (10^{-5} с^{-1} , графики а-с слева) и в поле интенсивности деформаций сдвига и сжатия (10^{-5} с^{-1} , графики b-d справа); данные MIT GCM. (a-b) – в период 1^{ого} сближения (04.09.2002, модельная неделя 557) с последующим отталкиванием; (c-d) – в период 6^{ого} сближения (11.06.2003, модельная неделя 597), незадолго до слияния. Черные вектора – скорость течения; серые контуры – изобаты 3000 м (сплошная линия) и 3240 м (штриховая линия).

В течение почти года анализа структура поля скорости в АС несколько эволюционировала, в том числе под влиянием слияний самого АС с тремя другими поверхностными антициклонами и, вероятно, зимней конвекции (рис. 5.6a,b). Вертикальная структура как АС, так и ЛВ хорошо описывается экспоненциальной функцией (Morel and McWilliams, 1997): $v_{\theta m}(z) \sim V_{deep} + V_0 \exp\left(-\frac{(z-H)^2}{h_z^2}\right)$, где H – глубина центра ядра вихря, h_z – вертикальный масштаб экспоненциального уменьшения азимутальной скорости течения от центра ядра, V_{deep} – скорость течения ниже ядра (на глубинах более 1500 м) и V_0 – амплитудный множитель. Для ЛВ вертикальный масштаб h_z не менялся в течение всего периода анализа и составлял 650-750 м. Для АС в начале периода анализа $h_z = 350$ м был

существенно меньше, чем в ЛВ, а максимальная азимутальную скорость – существенно выше, чем в ЛВ. Непосредственно перед слиянием характеристики АС были гораздо ближе к таковым ЛВ: h_z увеличился в АС в 1.5 раза (до 530 м), а максимальная азимутальная скорость уменьшилась и стала несколько меньше, чем в ЛВ. На глубине ядра азимутальная скорость каждого из вихрей хорошо аппроксимировалась гауссовым профилем:

$$v_\theta(r) \sim \exp\left(-\frac{r^2}{R^2}\right).$$

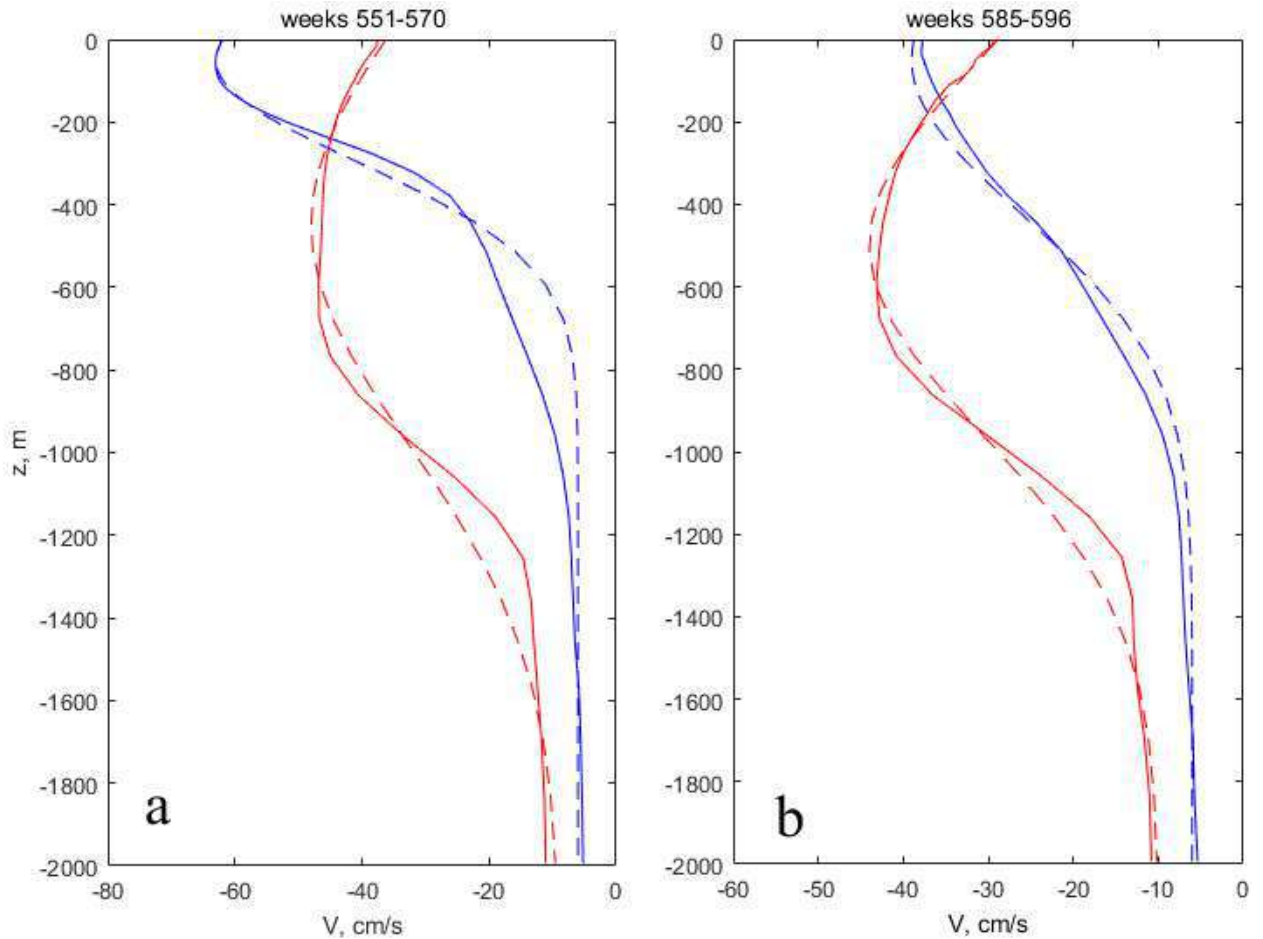


Рис. 5.6. Вертикальная структура азимутальной скорости v_θ : (а) в начальный период анализа (21.08-04.12.2002 – недели 555-570) и (б) непосредственно перед слиянием (19.03-04.06.2003 – недели 585-596). АС (синяя сплошная линия) и ЛВ (красная сплошная линия). Их вертикальные аппроксимации с экспоненциальной функцией (см. текст) представлены штриховыми линиями.

Аномалия потенциальной завихренности рассчитывалась как $\Pi = \frac{N^2(x,y,z)}{g}(f + \omega) - \frac{N_0^2(z)}{g} f_0$, где N_0 – профиль частоты плавучести, осредненный средние за весь период анализа в Лофотенском бассейне вне ядер вихрей (т.е. рассчитанный в точках, где абсолютное значение относительной завихренности ω не превышало выбранный порог $0.5 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$), f_0 – средний по Лофотенскому бассейну параметр Кориолиса. Аномалии Π , отрицательные в ядрах антициклонов и положительные на их границах (так называемый экран), создают мощный барьер, препятствующий обмену вещества ядра вихря с окружающей средой, а также затрудняющий слияние вихрей.

Предыдущие работы по исследованию слияния вихрей показали, что взаимодействие двух вихрей одного знака может привести к следующим последствиям: может произойти упругое отталкивание ядер вихрей, либо их частичное слиянием с частичным обменом веществом, либо их полное слияние с поглощением меньшего вихря большим в случае разного начального объема вихрей (Polvani et al., 1989; Dritschel and Zabusky, 1996; Жмур, 2010; Carton et al., 2016). Модельные результаты предсказывают, что слияние неэкранированных вихрей начинается при расстоянии между их центрами в 3-4 радиуса. Критическое расстояние зависит от характеристик вихрей, а также от наличия или отсутствия поля внешней деформации среды за счет дивергентных или конвергентных средних течений в области взаимодействующих вихрей (Carton et al., 2002; Maze et al., 2004). Для двух экранированных вихрей модели предсказывают возможность слияния при меньшем критическом расстоянии в 2.2-2.5 радиуса вихрей, что означает затруднение процесса слияния (Carton, 1992, Ciani et al., 2016).

Сближение АС и ЛВ на расстояние немногим менее 3^x динамических радиусов наблюдалось 6 раз за период их взаимодействия, но расстояние в 2 радиуса так и не было достигнуто вплоть до момента вытягивания АС в филамент при его слиянии с ЛВ (рис. 5.5-5.6). Одновременно отмечалось, что при сближении вихрей на расстояние порядка 3^x радиусов, периферические области азимутального вращения вихрей накладывались друг на друга. В области их контакта отмечалось резкое усиление тангенциальных напряжений сдвига скорости течения, как у экранированных, так и у неэкранированных вихрей (рис. 5.5, 5.7с,ф). Это говорит о плотном взаимодействии динамических полей вихрей в эти периоды (см. также Maze et al., 2004) и поэтому сближение на 3 радиуса было выбрано за критерий начала взаимодействия вихрей. Из 6 взаимодействий, 5 прошли по сценарию упругого отталкивания и только последнее закончилось слиянием с поглощением АС более мощным ЛВ.

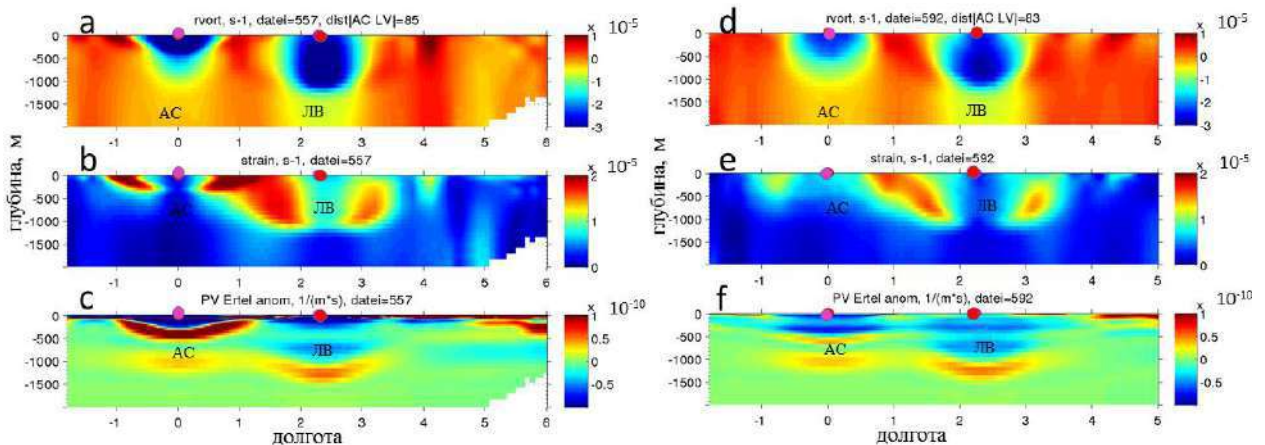


Рис. 5.7. Характеристики ЛВ и АС на вертикальном разрезе, соединяющем центры двух вихрей, во время первого взаимодействия АС с ЛВ (а-с: 28.08.2002 – неделя 556) и непосредственно перед слиянием АС с ЛВ (d-f: 07.05.2003, неделя 592); слияние произошло 25.06-02.07.2003 (недели 599-600 – см. рис. 5.10). Сверху вниз: (а, d) относительная завихренность (10^{-5} c^{-1}), (b, e) интенсивность деформации сдвига (10^{-5} c^{-11}) и (с, f) потенциальная завихренность Эртеля ($10^{-10} \text{ м}^{-1} \text{ c}^{-1}$). Центр ЛВ отмечен красной точкой, АС – пурпурной точкой.

Основные динамические характеристики ЛВ и АС за период их взаимодействия интегрировались в верхнем 500-метровом слое океана, за исключением аномалий потенциальной завихренности, для которых был взят диапазон глубин 100-500 м (рис. 5.2а, 5.7а,d). В радиальном направлении интегрирование проводилось по центральной части ядра (т.е. для $r \leq 0.5R$), по внутренней периферии ($0.5R \leq r \leq R$) и по внешней периферии вихрей ($R \leq r \leq 1.5R$). Циркуляция и интегральный угловой момент инерции АС ($\iiint v_{\theta} r^2 dr d\phi d\theta$), несколько выросшие после слияния с другими антициклонами между 1^{БМ} и 2^{БМ} взаимодействиями, далее все время падали, а характеристики ЛВ оставались практически неизменными вплоть до его слияния с АС (рис. 5.8а). Каждое взаимодействие (с 1^{ОГ} по 6^{ОГ}) приводило к росту напряжений сдвига в области контакта вихрей, особенно на их периферии (рис. 5.7b,e). Все 6 взаимодействий АС-ЛВ можно разделить на два подмножества: 1-3^{ОГ} – АС с экраном, 4-6^{ОГ} – АС без экрана.

В течение первых трех сближений АС с ЛВ (с августа 2002г. (неделя 555) по январь 2003г. (неделя 570)) сильный экран потенциальной завихренности АС (рис. 5.7с) препятствовал слиянию с ЛВ (Carton, 1992). При этом наблюдались слияния АС с другими поверхностными антициклонами. При взаимодействиях АС с ЛВ, напряжения сдвига в области контакта вихрей продолжали расти в течение всего времени взаимодействия (рис. 5.8b). Однако напряжения сдвига концентрировались на периферии, не проникая в ядра вихрей. Еще до начала активного взаимодействия (достижения расстояния 3х радиусов) изначально присутствовавшая тенденция к сближению двух вихрей замедлялась и вскоре сменялось расхождением (рис. 5.10). В результате время контакта вихрей было ограничено, совместное вращение системы АС-ЛВ вокруг общего центра не наблюдалось, момент инерции ядра АС не расходовался на взаимное вращение вихрей и, соответственно, изменение углового момента инерции ядра АС отсутствовало (рис. 5.8а). В экранированном АС круговое движение в ядре быстро восстанавливалось после контакта и искажения осесимметричной формы не проникали в ядро вихря.

С декабря 2002 (неделя 570) по март 2003 года (неделя 582) наблюдалось существенное снижение аномалий потенциальной завихренности как в ядре АС, так и на перифериях АС и ЛВ (рис. 5.7f). Это предположительно связано с уменьшением аномалий вертикального разряжения изопоки в ядре и сближения их на периферии АС относительно фона в процессе зимнего заглубления верхнего перемешанного слоя с 20-50 м до 200-300м. Радиус АС не менялся и уменьшение относительной завихренности ядра и углового момента инерции в АС происходили за счет уменьшения скорости вращения АС (рис. 5.8а). Сразу после первоначального резкого уменьшения аномалии Π в области ядра в зимний период (недели 570-574), наблюдался рост эксцентриситета АС (с 575^й недели), что говорит о развитии эллиптической неустойчивости вихря. Замедление вращения АС зимой видимо было следствием развития неустойчивости на его периферии (см. аналогичный анализ для ЛВ в разделе 5.1.3). Рост эксцентриситета не наблюдался в ЛВ, ядро которого находится глубже уровня зимней конвекции 2002-2003 гг. Таким образом, зимняя конвекция привела к ослаблению отрицательной аномалии Π ядра АС, ослаблению Π -экрана на его периферии, что привело к усилению неустойчивости АС и вкуче сформировало условия для полного сброса вихрем своего Π -экрана.

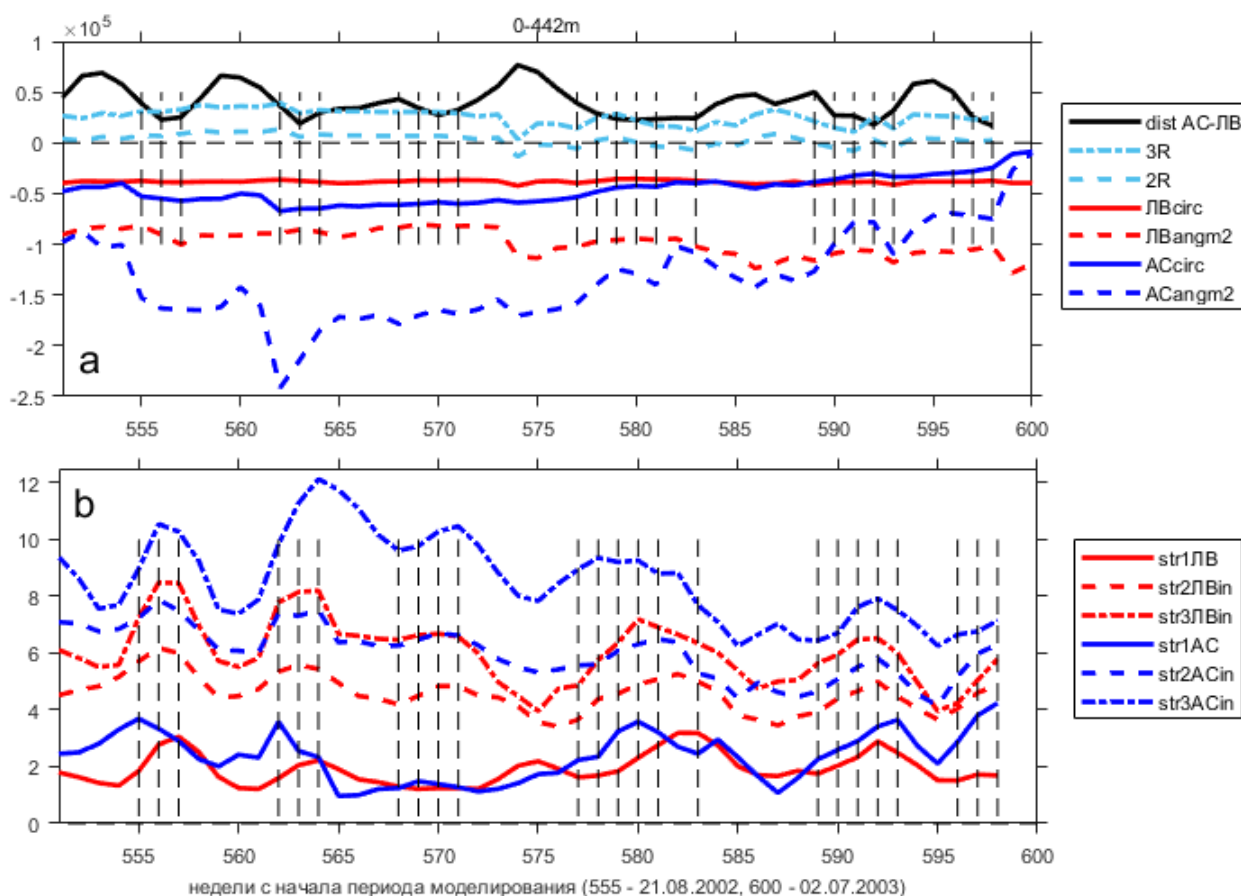


Рис. 5.8. Эволюция характеристик ЛВ и антициклонического вихря (АС), осредненные в слое 0-500м. По оси X показаны недели (август 2002г. - июль 2003г.) от начала периода моделирования MIT GCM. На графике (a): черная сплошная линия – расстояние между центрами АС и ЛВ (не в масштабе: минимальное расстояние между центрами вихрей составило около 80 км), штриховыми вертикальными линиями отмечены недели, когда это расстояние было меньше 3х радиусов ЛВ; критическое расстояние между центрами ЛВ и АС в 3 радиуса ЛВ (голубой штрихпунктирная линия) и в 2 радиуса ЛВ (голубая штриховая линия); циркуляции ядра ЛВ ($m^2 c^{-1}$, красная сплошная линия) и ядра АС ($m^2 c^{-1}$, синяя сплошная линия), интегральный момент инерции ядра ЛВ ($m^4 c^{-1}$, красная штриховая линия) и ядра АС ($m^4 c^{-1}$, синяя штриховая линия). На графике (b) показаны среднее напряжение сдвига ($5 \cdot 10^5 c^{-1}$) вдоль линии, соединяющей АС и ЛВ (см. рис. 5.7): в ядрах вихрей (сплошные линии), во внутренних областях периферий вихрей (пунктирные линии) и во внешних областях периферий вихрей (штрихпунктирные линии). Данные ЛВ (красные линии) и АС (синие линии).

Окончательный сброс P -экрана АС произошел во время 4^{ого} взаимодействия с ЛВ. Усилению взаимодействия способствовало поле деформации еще одного антициклона к северу от пары АС-ЛВ. ЛВ захватил часть положительной аномалии P периферийной области АС и вынес ее к северо-западу. Это, вероятно, стало причиной образования циклона к северо-западу от АС, который способствовал дальнейшему сближению вихрей и ускорению сброса P -экрана АС (рис. 5.9).

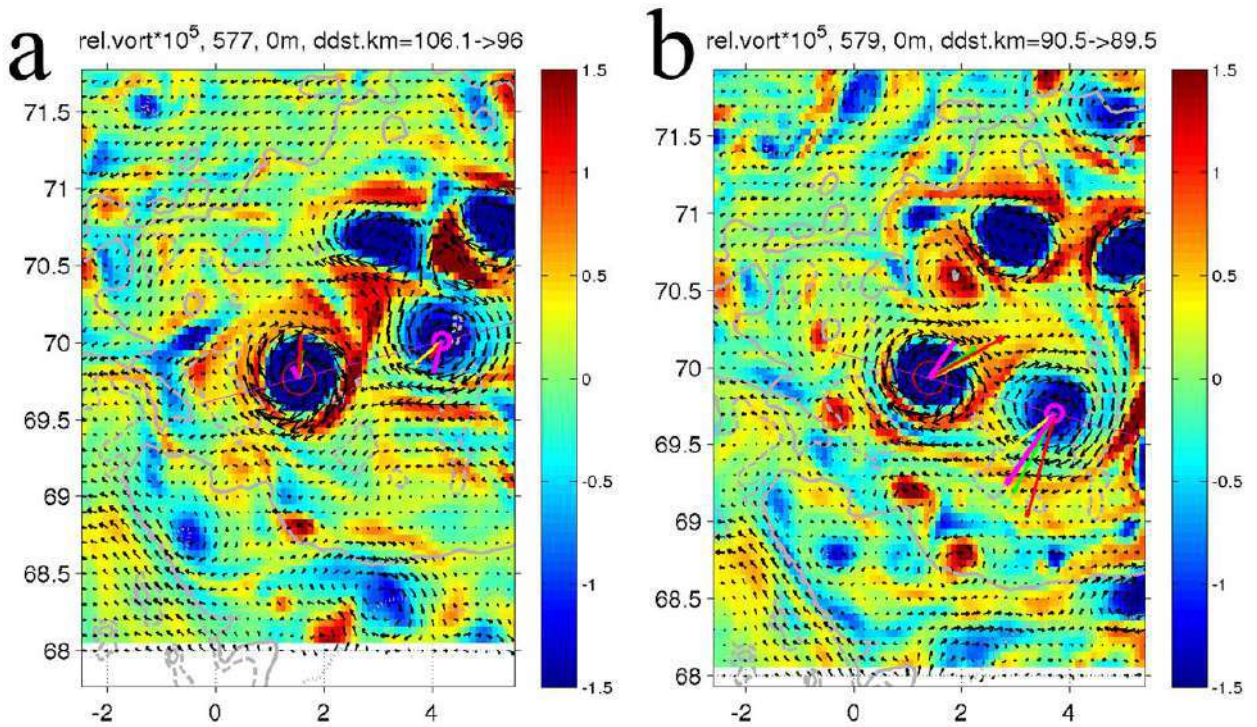


Рис. 5.9. Два последовательных изображения взаимной динамики АС (красный круг, вихрь слева) и ЛВ (розовый круг, вихрь справа) в поле относительной завихренности (цвет, 10^{-5} c^{-1}) при 4^{ом} сближении: а) модельная неделя 577 и б) 579. Розовые стрелки обозначают направления движения центров вихрей, красные - направления фонового течения (внешнего форсинга), осредненное вокруг границ вихрей.

С 4^{ого} по 6^{ое} взаимодействия экран потенциальной завихренности АС отсутствовал (рис. 5.7f). Во время этих взаимодействий напряжения сдвига достигали пика в ядре АС не в самом начале взаимодействия (как для 1^{ого}-2^{ого} эпизодов), но в середине или в конце эпизодов взаимодействия (рис. 5.8b). Также, в отличие от первых 3х сближений, скорость сближения вихрей после достижения критического расстояния уменьшалась медленнее, а период взаимодействия возрос с 3-4 недель до 5 недель при 5^м и 6^м сближениях (рис. 5.10). Начиная с 4^{ого} сближения, когда АС находился на стадии перехода от экранированного к неэкранированному, при взаимодействии вихрей стало наблюдаться совместное вращение АС и ЛВ вокруг общего центра (рис. 5.9). Скорость совместного вращения вихрей одного знака вокруг общего центра была пропорциональна циркуляции взаимодействующих вихрей $\Omega \sim \Gamma$ (Meunier et al., 2005). При этом циркуляция ЛВ практически не изменялась, а циркуляция и угловой момент инерции АС существенно уменьшались при каждом таком взаимодействии, что являлось результатом передачи углового момента инерции АС совместному вращению взаимодействующих вихрей (рис. 5.8a). При взаимодействиях наблюдалось также образование филаментов и субмезомасштабных вихрей, что не было характерно для первых 3^х взаимодействий экранированных вихрей. Эти структуры тоже рассеивали часть углового момента инерции АС (рис. 5.9).

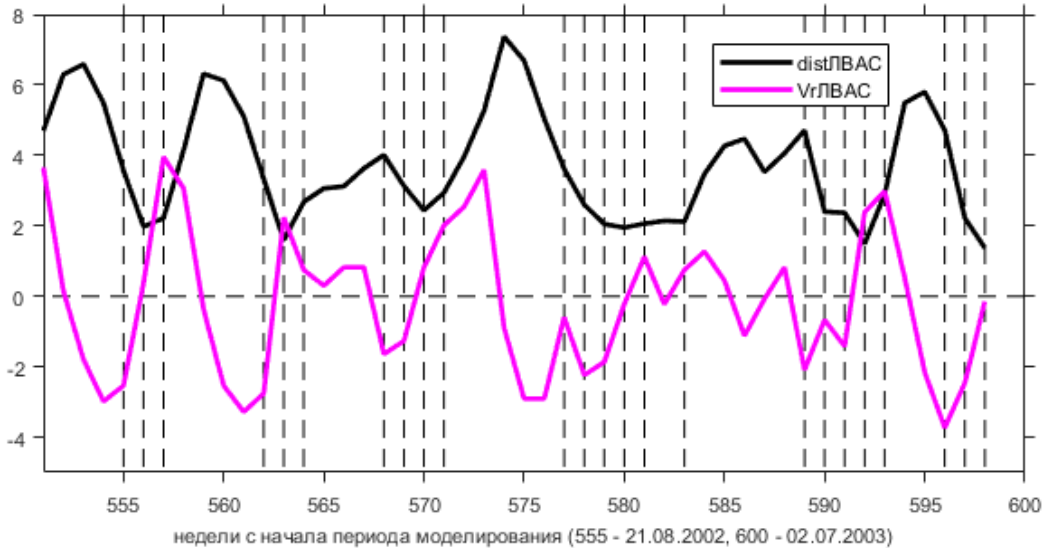


Рис. 5.10. Эволюция скорости сближения АС и ЛВ вдоль линии, соединяющей центры вихрей (см с^{-1} , пурпурная линия, отрицательные значения характеризуют приближение АС к ЛВ). Черная сплошная линия – расстояние между центрами АС и ЛВ (не в масштабе; минимальное расстояние ~ 80 км), штриховыми вертикальными линиями отмечены недели, когда это расстояние было меньше $3x$ радиусов ЛВ. По оси X показаны недели от начала моделирования MIT GCM (с августа 2002г. по июль 2003г.).

Во время последнего ($6^{\text{ого}}$) сближения вихрей, непосредственно перед их слиянием, АС был существенно ослаблен (рис. 5.7а). В процессе взаимодействия деформации сдвига проникла глубоко в ядро АС (рис. 5.7е), изменяя пространственную структуру азимутальных скоростей вокруг центра вихря с первоначально почти круговой на выраженную эллиптическую (рис. 5.5с,д). Т.е. происходил быстрый рост амплитуды эллиптической азимутальной моды неустойчивости в поле взаимной деформации взаимодействующих вихрей (см. Maze et al., 2004).

Ослабление летнего экрана потенциальной завихренности зимой является характерной особенностью вихрей этого региона. Это связано с сезонным заглублением верхнего перемешанного слоя в среднем на 200-400 м. Так, в верхнем 100-м слое над ЛВ аномалия потенциальной завихренности летом была в 2.5 раза больше, чем зимой (см. пример на рис. 5.11). Это представляло сильное препятствие для слияния. Моделирование сближения ЛВ с антициклоном в рамках QG-модели показало, что при отсутствии экрана антициклон сливался с ЛВ при сближении вихрей на расстояние 3^x радиусов ЛВ, тогда как при наличии экрана даже непосредственный контакт периферий вихрей, когда расстояние между их центрами составляло 2 радиуса ЛВ, не приводил к слиянию (X.Carton, личное сообщение, см. также Ciani et al., 2016).

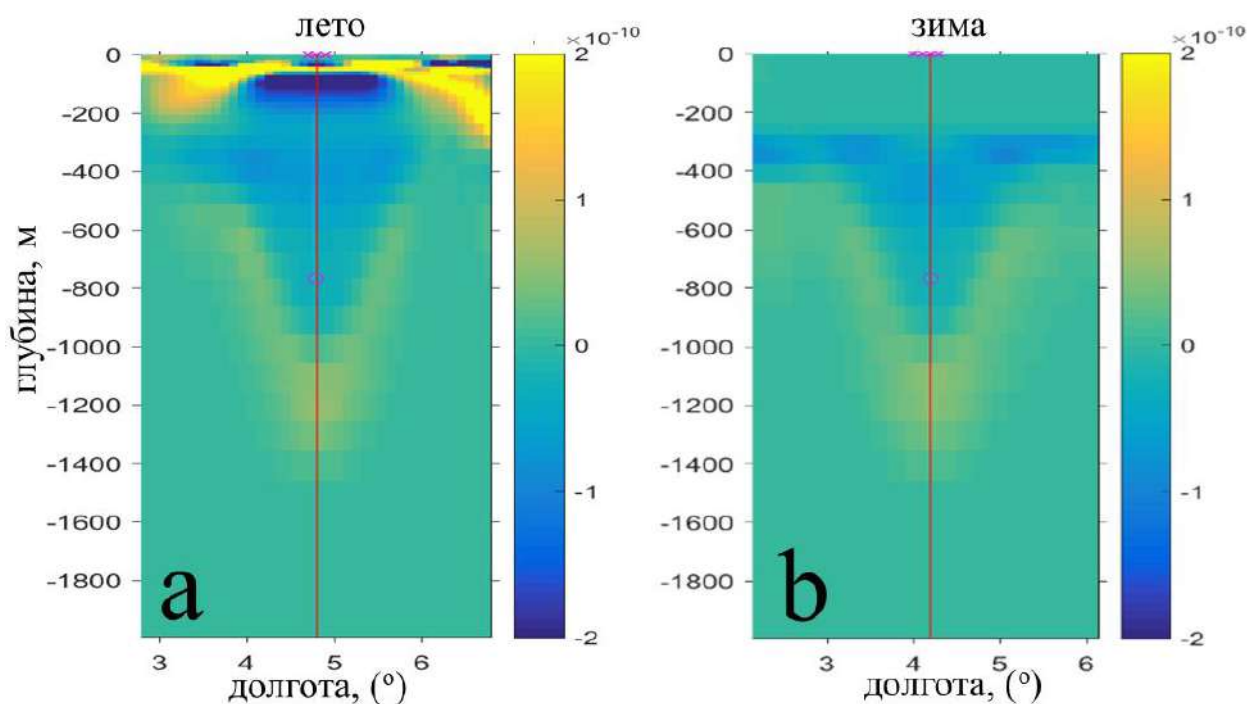


Рис. 5.11. Потенциальная завихренность Эртеля ($m^{-1} s^{-1}$) на зональных разрезах через центр ЛВ: а) летом (пример от 03.09.2008); б) зимой (пример от 02.04.2008)

Несмотря на то, что АС потерял свой P -экран уже во время 4^{ого} взаимодействия с ЛВ, слияния его с ЛВ не произошло ни во время 4^{ого}, ни во время 5^{ого} взаимодействия. Это означает, что наличие P -экрана было не единственным препятствием для слияния вихрей. В начальный период каждого взаимодействия составляющая взаимной скорости сближения вихрей вдоль линии, соединяющей их центры, отрицательна (сближение АС с ЛВ) и сравнительно велика (рис. 5.10). Скорость сближения уменьшается, а затем становится положительной в период взаимодействия вихрей, т.е. взаимодействующие вихри одного знака через некоторое время начинают взаимно отталкиваться. Для неэкранированного АС эта тенденция выражена несколько слабее. Слияние АС с ЛВ произошло только тогда, когда интенсивный циклон к северо-востоку от АС подталкивал его к ЛВ (рис. 5.5с). За счет этого первоначальная скорость сближения АС с ЛВ была в 1.5 раза выше, чем при других эпизодах сближения (рис. 5.10). Аналогичное влияние циклона, способствующего слиянию двух антициклонов, наблюдалось в упрощенных квазигеострофических моделях взаимодействия трех вихрей (Dritschel, 1995; Dritschel and Zabusky, 1996; Reinaud and Carton, 2023). Впрочем, наблюдался и противоположный эффект – когда циклон препятствовал слиянию антициклонов (Rodriguez-Marroyo et al., 2011). Результат слияния сильно зависит от взаимного положения и параметров взаимодействующих вихрей (Reinaud and Carton, 2023).

Таким образом, финальному слиянию антициклонов (АС и ЛВ) способствовало, как минимум, два обстоятельства: отсутствие периферийного P -экрана у обоих вихрей и наличие внешнего поля течений соседних вихрей, которое способствовало сближению АС и ЛВ, а также увеличению времени их взаимодействия. При взаимодействии, момент инерции АС уменьшался, переходя в момент инерции взаимного вращения АС и ЛВ. Одновременно наблюдалось проникновение напряжения сдвига глубоко в ядро АС с последующим вытягиванием ядра, вероятно, как следствие развития эллиптической неустойчивости АС. Все это способствовало уменьшению обособленности АС и

дальнейшему вытягиванию АС в филамент, который далее был «намотан» на ядро ЛВ (см. также Жмур и др., 2023).

5.1.3 Устойчивость Лофотенского вихря, механизмы диссипации по данным модели MIT

В этой части работы показано, что квазипостоянное существование ЛВ обеспечивается не только периодической его регенерацией, но, прежде всего, исходной высокой динамической устойчивостью ЛВ. Аномально высокая устойчивость ЛВ связана с особенностями топографии Лофотенской котловины. Как было показано в предыдущем разделе, эпизоды регенерации ЛВ посредством его слияния с другими антициклонами или глубокой зимней конвекцией в ядре вихря происходят, как правило, в зимне-весенний сезон (рис. 5.4). Большую же часть года ЛВ существует без внешней подпитки энергией. При этом кинетическая и доступная потенциальная энергия вихря постепенно уменьшается во времени, но не настолько быстро, чтобы привести к сколь-либо существенному уменьшению объема ЛВ за этот период.

Устойчивость ЛВ исследовалась путем постановки экспериментов с квазигеострофической (QG) моделью М.А. Соколовского, результаты которых сопоставлялись с результатами модели полных уравнений Навье-Стокса MIT GCM, а также с данными наблюдений. В качестве основного механизма распада вихря исследовалась динамическая неустойчивость (Smeed, 1988b).

Теория QG предсказывает, что для равномерно вращающегося осесимметричного вихря типа вихря Ранкина (Rankine vortex) с постоянной относительной завихренностью ядра, стационарное решение двумерных уравнений Эйлера в баротропном океане, является устойчивым к возмущениям периферии вихря малой амплитуды (Lamb, 1885). Для двухслойной жидкости, при разных знаках потенциальной завихренности ядра в разных слоях, вихрь Ранкина может стать неустойчивым (Pedlosky, 1985; Козлов и др., 1986; Соколовский, 1988; Ripa, 1992; Mesquita and Prahallad, 1999; Sokolovskiy and Verron, 2000; Benilov, 2005a,b; Reinaud and Carton, 2009; Sokolovskiy et al., 2009; Cohen et al., 2015). Для трехслойной жидкости, достаточное условие неустойчивости достигается, когда по меньшей мере один из параметров стратификации γ_1 или γ_2 (пропорциональные первому и второму радиусам деформации Россби, соответственно), достигает порогового значения (Holmboe, 1968; Davey, 1977; Wright, 1980; Smeed, 1988a, 1988b; Соколовский, 1991; Ikeda, 1993; Sokolovskiy, 1997a,b). Для типичных условий океана, когда скачок плотности на верхней поверхности раздела (между слоями 1 и 2) намного больше, чем на нижней поверхности раздела (между слоями 2 и 3), неустойчивость развивается путем возбуждения длинных волн на наклонной изопикнической поверхности, ограничивающей ядро вихря сверху, и коротких волн на наклонной изопикнической поверхности, ограничивающей ядро вихря снизу (Smeed, 1988a,b; Sokolovskiy, 1997a,b).

Теоретические результаты предсказывают, что океанические вихри в большинстве своем нестабильны и должны быстро разрушаться (см., например, Ikeda 1981; Flierl, 1988; Helfrich and Send, 1988; Carton and McWilliams 1989; Ripa 1992; Killworth et al., 1997; Benilov et al., 1998; Baey and Carton, 2002; Benilov, 2003; Katsman et al., 2003), а наблюдения свидетельствуют, что некоторые океанические вихри могут существовать несколько лет (см., например, Lai and Richardson, 1977; Филюшкин и др., 2009; Bashmachnikov et al.,

2015с). Попытку разрешить это противоречие предприняли Dewar and Killworth (1995) и Venilov (2004), которые показали, что для Гауссова или любого другого типа вихрей в двухслойной жидкости, наличии проекции циркуляции вихря в нижний слой, пусть и существенно ослабленной, значительно ослабляет развитие неустойчивости вихря. Подобная вертикальная структура часто встречается у антициклонов в океане, включая медди и ЛВ.

Используемые ниже трехслойная линейная аналитическая и нелинейная численная QG модели М.А. Соколовского (Sokolovskiy, 1997a,b), предполагают принципиальную возможность развития неустойчивости путем роста амплитуд захваченных вихрем бароклинных волн Россби, что является наиболее частой причиной быстрого разрушения вихря. В этой связи QG модель, несмотря на очевидные упрощения, должна адекватно отражать изменчивость скорости разрушения ЛВ в зависимости от внешних условий.

Параметры ЛВ в слоях постоянной плотности ρ_j ($j=1$ – слой над ядром мощностью 250 м, $j=2$ – слой ядра ЛВ мощностью 405 м, $j=3$ – слой под ядром мощностью 2345 м) задавались по данным их средних значений в модели MIT GCM (табл. 5.1).

Таблица 5.1. Средние значения параметров ЛВ в 3х вертикальных слоях: R – радиус, $v_{\theta m}$ – пиковая азимутальная скорость, ω – относительная завихренность, Π – потенциальная завихренность, $\bar{\Pi}$ – нормированная потенциальная завихренность, используемая в модели вихря (выражение 5.5), $\sigma_{0.5}$ – средняя потенциальная плотность слоя относительно горизонта 500 м.

Параметр	Слой 1	Слой 2	Слой 3
Глубина нижней границы слоя (z , м)	250	655	3000 (дно моря)
Отклонение изопикны в центре ЛВ от ее среднего положения, для нижней границы слоя (η , м)	135	-500	0 (дно моря)
Толщина слоя (h , м)	250	410	2345
R , км	30.5	30.0	32.0
$v_{\theta m}$, см с ⁻¹	-34	-37	-11
$ v_{\theta m_{1,3}} \leq v_{\theta m_2} $, %	97%	-	100%
ω , с ⁻¹	$-1.13 \cdot 10^{-5}$	$-1.32 \cdot 10^{-5}$	$-0.38 \cdot 10^{-5}$
$ \omega_{1,3} \leq \omega_2 $, %	97%	-	100%
Π , с ⁻¹	0.66	-1.61	0.21
$\bar{\Pi} \pm \text{std}$	4.6 ± 1.9	-13.2 ± 5.6	1.4 ± 0.1
$\sigma_{0.5}$, кг м ⁻³	30.11	30.29	30.54

Динамический радиус ЛВ задавался 30 км, а нормированные аномалии потенциальной завихренности ЛВ в каждом из 3х слоев были взяты $\bar{\Pi}_1 = 0.66 \text{ с}^{-1}$, $\bar{\Pi}_2 = -1.61 \text{ с}^{-1}$, $\bar{\Pi}_3 = 0.21 \text{ с}^{-1}$. Нормированная потенциальная завихренность определялась следующим выражением:

$$\bar{\Pi}_n = \tilde{\omega}_n + \Delta\tilde{h}_n / \tilde{h}_n, \quad (5.5)$$

где $\tilde{\omega} = \omega / \left(\frac{V}{R_{vm}} \right)$, $\Delta\tilde{h} = \Delta h / (Ro \cdot H_L)$, $\tilde{h} = h / H_L$, R_{vm} – радиус максимальной азимутальной скорости вихря, Ro – число Россби вихря, $H_L = 3000$ м – глубина котловины. Подробное описание используемой конфигурации модели приводится в Bashmachnikov et al. (2017).

На первом этапе рассматривался бассейн с плоским дном. Области неустойчивости для различных азимутальных мод в пространстве параметров $(\bar{\Pi}_1, \bar{\Pi}_3)$ и $(\bar{\Pi}_1, \bar{\Pi}_2)$ являются области правее показанной на графике нейтральной кривой этой моды (рис. 5.12). Для основных типов конфигураций изопикн в ЛВ (рис. 5.3), конфигурации А-Д попадают в область неустойчивости азимутальных мод 2, 3 и, частично, 4. В периоды глубокого проникновения зимней конвекции в ядро ЛВ (конфигурации В и В1) может развиваться только неустойчивость 2^{ой} и редко 3^{ей} азимутальных мод (рис. 5.12).

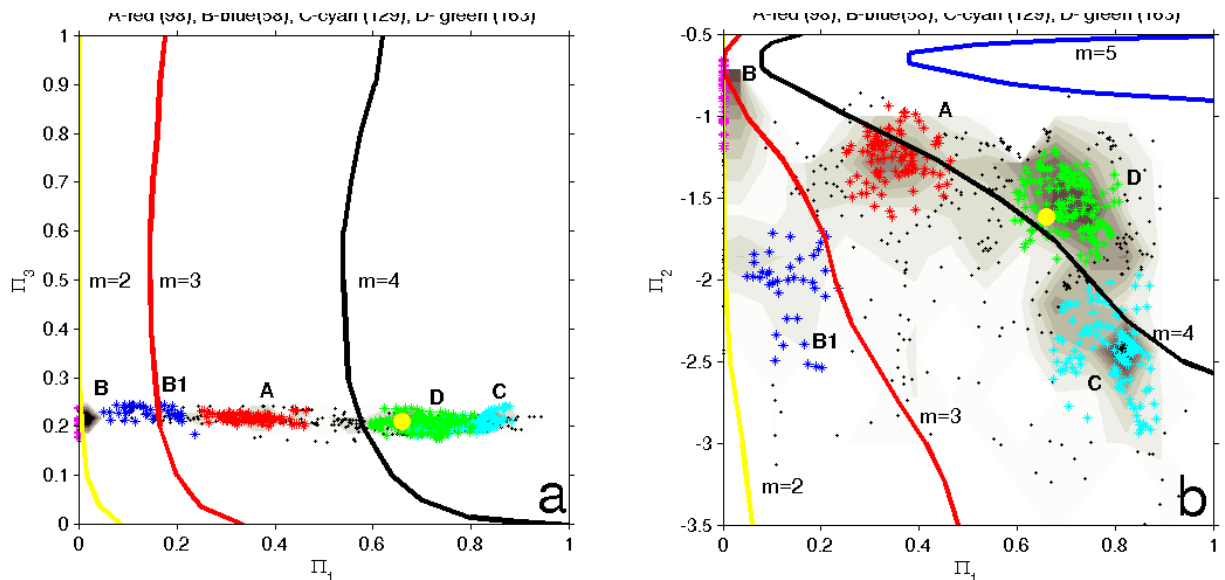


Рис. 5.12. Аномалии потенциальной завихренности ЛВ (модель MIT GCM) в пространстве параметров: (а) $(\bar{\Pi}_1, \bar{\Pi}_3)$ и (б) $(\bar{\Pi}_1, \bar{\Pi}_2)$. Нижние индексы, как и ранее, означают слои 1, 2 (ядро ЛВ) и 3. Аномалии потенциальной завихренности в ЛВ за весь период еженедельных данных MIT GCM отмечены черными точками. Цветными символами отмечены классифицированные конфигурации вертикального строения ЛВ для кластеров А, В, В1, С и D (см. рис. 5.3). Желтым кружком отмечены средние за весь период анализа (1998-2012) параметры ЛВ, используемые в аналитических расчетах для 3х-слойной модели. Сверху нанесены линии нейтральной устойчивости ЛВ в аналитической модели для азимутальных мод: $m=2$ (желтая), $m=3$ (красная), $m=4$ (черная) и $m=5$ (синяя). Области нестабильности ЛВ к возмущениям азимутальной моды m расположены справа от соответствующей линии (из Bashmachnikov et al., 2017).

Из всех теоретически возможных мод реально будет развиваться только неустойчивость наиболее быстро растущей моды. Численное исследование скорости развития неустойчивости в нелинейной QG модели было проведено для малых начальных

возмущений контура вихря нормированной амплитуды $\varepsilon_j = 0.02$ и для конечных начальных возмущений с $\varepsilon_j = 0.20$.

Для малых возмущений ядро ЛВ сохранялось, по крайней мере, на протяжении 8 месяцев. Наиболее эффективно разрушение ядра ЛВ происходило для $m=3$, когда ядро вихря разрушалось за 5-6 месяцев (табл. 5.2). Для азимутальной моды $m=4$, неустойчивость развивалась быстрее, но затрагивала только на периферию ЛВ, тогда как объем ядра ЛВ оставался практически прежним даже по истечении 8 месяцев. Десятикратное возрастание амплитуды до уровня конечных начальных возмущений привело к значительному ускорению развития неустойчивости (табл. 5.2). Для всех трех первых азимутальных мод ядро ЛВ теряло более 50% своего первоначального объема уже через 3-4 месяца. Разрушение ядра ЛВ быстрее всего происходило тоже для $m=3$. Аналогичное теоретическое исследование неустойчивости меди в субтропической Атлантике показало, что для крупных вихрей ($R \sim 1-5 Rd$, как у ЛВ) самой неустойчивой также была 3^я азимутальная мода (Carton et al., 2014).

Таблица 5.2. Скорость разрушения ЛВ, выраженная в % оставшегося объема ЛВ относительно его первоначального значения в каждом из слоев (1, 2 и 3) по истечении 5-месячного периода расчета по численной QG модели для случая малых возмущений ($\varepsilon_j = 0.02$) и случая конечных возмущений ($\varepsilon_j = 0.20$). Данные приведены для средних за весь период анализа характеристик ЛВ (конфигурация D), а также для зимнего периода 2-слойной стратификации (конфигурация B). В скобках приводятся результаты по истечении 8-месячного периода расчета, если ядро ЛВ доживает до этого времени.

Интенсивность начальных возмущений		$\varepsilon = 0.02$ (малые возмущения)			$\varepsilon = 0.20$ (конечные возмущения)		
		Азимутальная мода: $m=2$	$m=3$	$m=4$	$m=2$	$m=3$	$m=4$
3х-слойная конфигурация для теплого сезона (конфигурация D)							
№ слоя (j)	1	100% (37%)	15%	46%	31%	5%	36%
	2 (ядро ЛВ)	100% (37%)	27%	89%	44%	20%	46%
	3	100% (17%)	16%	99%	0%	6%	15%
2-слойная конфигурация для зимнего периода (конфигурация B)							
№ слоя (j)	2 (ядро ЛВ)	100% (59%)	100% (45%)	100% (54%)	71%	51%	52%
	3	100% (36%)	100% (20%)	100% (165)	100%	26%	17%

В модели полных уравнений Навье-Стокса MIT GCM для анализа был выбран приповерхностный горизонт 200 м, поскольку, по результатам QG модели, верхний слой над ядром был наиболее неустойчив (табл. 5.2). Это было подтверждено и данными MIT GCM. Для анализа выбирались три кольца внутри области антициклонического вращения

ЛВ: на границе ядра $R_1 \pm dr$ ($R_1 = R$ – динамический радиус ЛВ), на внутренней периферии ЛВ $R_2 \pm dr$ (где относительная завихренность имеет противоположный знака по отношению к ядру ЛВ и достигает своего локального максимума), на внешней периферии ЛВ $R_3 \pm dr$ (где скорость вращения вихря уменьшается до 10% от ее максимального значения). dr был взят равным половине расстояния $R_2 - R_1$. В пределах каждого кольца рассчитывалась средняя потенциальная завихренность ($\Pi = N^2(f + \omega)/g$) и полученные значения преобразовывались в отклонения изолиний потенциальной завихренности от круговых ($\varepsilon = \Pi' / \frac{\partial \tilde{\Pi}}{\partial r}$, где $\tilde{\Pi}$ означает среднее значение Π в кольце, а $\Pi' = \Pi - \tilde{\Pi}$).

Полученные ряды ε разлагались на азимутальные моды методом вельвет-анализа в периодической области с использованием материнских вельветов Морле (Torrence and Compo, 1998).

Как и в QG модели, по данным MIT GCM в ЛВ выделялись 2^{ая}, 3^{ая}, 4^{ая} и, временами, 5^{ая} азимутальные моды (рис. 5.13), медианные деформации которых соответственно составляли: 12%, 5%, 3% и 1% от величины R_1 ; 16%, 11%, 7% и 3% от величины R_2 ; и 25%, 20%, 16% и 8% от величины R_3 . Усиление и ослабление выделенных азимутальных мод возмущений во времени происходило согласованно. Таким образом, в MIT GCM доминировала эллиптическая азимутальная мода 2, а энергия возмущений убывала с увеличением номера моды. По мере удаления от ядра относительная интенсивность более высоких мод увеличивалась: на внешней периферии ЛВ интенсивность 3^{ей} моды достигала 80% интенсивности 2^{ой}, а 4^{ой} моды – 65% 2^{ой}. Азимутальные возмущения 2^{ой} моды были хорошо видны в поле вертикальной скорости и визуально, хотя и довольно слабо, проявлялись в поле относительной завихренности на периферии ЛВ (рис. 5.14).

Нелинейная QG модель, где доминировала 3^{ая} мода возмущений, свидетельствует о возрастающем значении 2^{ой} азимутальной моды с ростом интенсивности возмущений (табл. 5.2). Учитывая ограниченность QG модели, выявленное развитие 2^{ой} азимутальной моды в MIT GCM (рис. 5.13), в целом, не противоречит результатам QG модели.

Нормированная интенсивность возмущений ε в MIT GCM составляет порядка 0.10-0.20, что в квазигеострофической модели квалифицировалось как возмущения конечной амплитуды. Результаты же MIT GCM показывают, что, аналогично QG модели, общее время роста неустойчивости составляло от 3 до 7 месяцев (рис. 5.13). Однако развитие неустойчивости в MIT GCM не приводило к существенному изменению динамического радиуса ЛВ, в отличие от QG модели, где неустойчивости неизменно приводила к расщеплению ядра ЛВ (для самой неустойчивой 3^{ей} моды за 4-5 месяцев рассеивалось более 50% исходного объема ЛВ). Только в 2001 (недели 420-460) и 2006 (недели 680-740) годах, развитие возмущений на границе ЛВ привело к уменьшению динамического радиуса ЛВ на 5 км (на 15% от исходного), что равнозначно потере примерно 30% первоначального объема ядра. Однако спустя 3-4 месяца первоначальный объем ядра ЛВ восстановился, в том числе, вследствие слияния с другими вихрями (рис. 5.13).

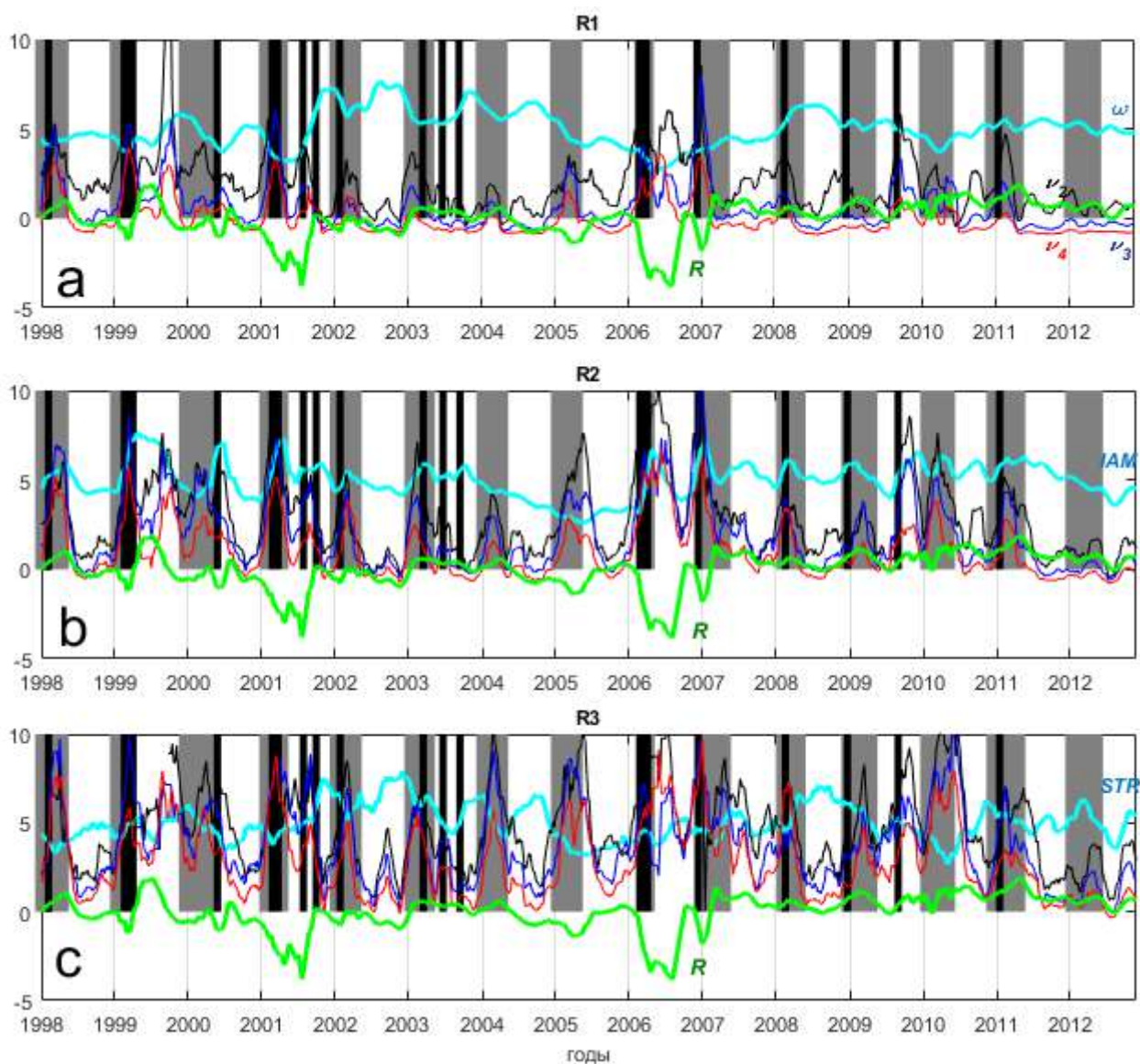


Рис. 5.13. Изменчивость во времени характеристик ЛВ в MIT GCM на горизонте 200 м в кольцах $R_i \pm dr$: (a) в кольце 1 (внешняя граница ядра ЛВ со средним радиусом $R_1 = R$), (b) в кольце 2 (внутренняя периферия ЛВ со средним радиусом $R_2 = 1.5R$) и (c) в кольце 3 (внешняя периферия ЛВ со средним радиусом $R_3 = 2R$). На всех графиках показаны: R - динамический радиус ЛВ (км, за вычетом среднего значения) и нормированная интенсивность возмущений 3х наиболее интенсивных азимутальных мод: $m=2$ (черная линия), $m=3$ (синяя линия) и $m=4$ (красная линия). Нормировка проводилась по формуле: $v_i = (v_i - v_{4,av})/v_{4,std}$, где $v_{4,av}$ и $v_{4,std}$ - среднее и стандартное отклонение 4ой азимутальной моды, соответственно. Голубыми линиями показаны: (a) средняя относительная завихренность ядра ЛВ ($|\omega| \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$, осредненная в пределах $0.5 R$); (b) средний угловой момент инерции (IAM, осредненный в пределах R); (c) напряжения сдвига ($STR \cdot 10^5 \text{ c}^{-1}$, осредненные в кольце $R \leq r \leq 2R$). Эпизоды слияний ЛВ с другими антициклонами отмечены черными вертикальными линиями, а серые столбики обозначают периоды, когда фиксировалось аномально глубокое зимнее перемешивание в ядре ЛВ (по Bashmachnikov et al., 2017).

Взаимная корреляция средней относительной завихренности ядра ЛВ и интенсивности азимутальных мод (-0.5) показывает, что, несмотря на отсутствие влияния на динамический радиус, развитие неустойчивости приводило к уменьшению скорости вращения ядра, минимум которой наблюдается через 1-2 недели после того, как амплитуды азимутальных возмущений достигали своего максимума (рис. 5.13а). Среднемесячная скорость уменьшения относительной завихренности ядра ЛВ составляла 2-3.5% (аналогично результатам Kohl, 2007), т.е. за 5-месячный период, в отсутствие внешней подпитки, относительная завихренность ядра убывала только на 10-18%. В среднегодовых значениях, коэффициенты корреляции средней относительной завихренности ядра ЛВ и интенсивности азимутальных мод возрастают до $-0.7 \div -0.8$. При этом корреляция средней относительной завихренности ЛВ со среднегодовым числом слияний ЛВ с другими антициклонами составляет только 0.3. Интегральный угловой момент инерции после слияний рос (рис. 5.13b), что говорит об усилении скорости вращения на периферии ЛВ и согласуется с ростом кинетической энергии ЛВ после слияний. Таким образом, именно интенсивность развития неустойчивости определяет межгодовую изменчивость скорости вращения ядра ЛВ.

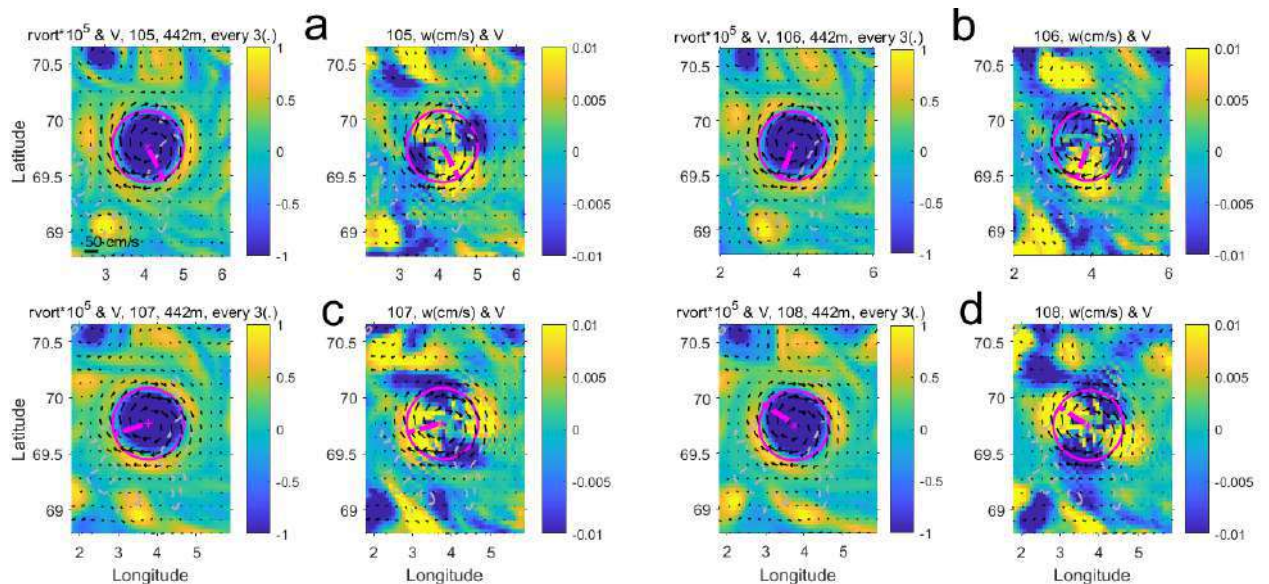


Рис. 5.14. Поля относительной завихренности ($\cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$, левые панели) и вертикальной скорости (cm c^{-1} , правые панели) в MIT GCM на глубине 450 м для четырех последовательных моментов времени января 1994г. с шагом 3 дня ((a)-(d)). Центр ЛВ и отмечен пурпурной точкой, его динамический радиус – окружностью. Пурпурный радиус из центра ЛВ позволяет отследить скорость вращения возмущения 2^{oi} азимутальной моды вокруг ЛВ (из Bashmachnikov et al., 2017).

Вместо проникновения возмущений вглубь ядра, как в QG модели, в MIT GCM неустойчивость концентрировалась на периферии ЛВ. Здесь формировались филаменты и вторичные субмезомасштабные вихри, которые отрывались от ЛВ, унося с собой аномалии углового момента и относительной завихренности. Формированию филаментов способствовал рост напряжений сдвига в ЛВ, после чего интенсивность неустойчивостей падала (рис. 5.13b). Это позволяло ядру ЛВ сохранить свой объем, реагируя на диссипацию уменьшением скорости вращения. При этом циркуляция перераспределялась между ядром

и периферией вихря, восстанавливая радиальный профиль скорости Релея и ослабляя общее уменьшение углового момента ЛВ после отделения части периферии вихря. Эти процессы внутри ядра ЛВ не могли быть воспроизведены в используемой выше упрощенной QG модели, где ядро ЛВ представлено однородной областью потенциальной завихренности.

Kohl (2007), используя теоретические результаты Venilov (2005a), предположил, что ЛВ должен быть стабилизирован крупномасштабным чашеобразным рельефом Лофотенской котловины. Однако теоретические выкладки подразумевают устойчивость ЛВ только при сильно завышенных значениях первого бароклинного радиуса деформации Россби. Также отметим, что ЛВ располагается вблизи центра Лофотенской котловины, где дно почти плоское, а глубина начинает быстро убывать только на удалении более 4^x динамических радиусов от центра ЛВ (рис. 1.7, 5.15). Поэтому крупномасштабная вогнутость формы котловины не могла быть основной причиной устойчивости ЛВ.

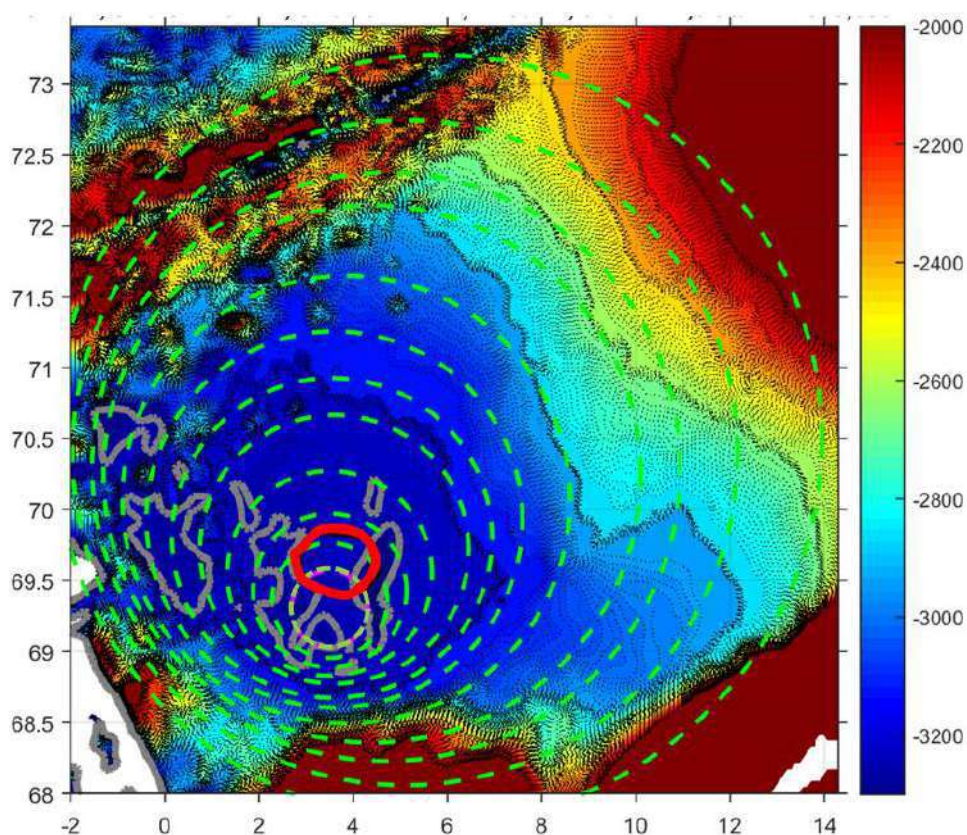


Рис. 5.15. Детальная топография Лофотенской котловины (м) с выделенным районом, где наблюдался центр ЛВ (жирный красный контур) использовавшаяся в MIT GCM. Зеленые пунктирные окружности представляют собой примеры аппроксимаций изобат 2000, 2300, 2600, 2800, 3000, 3100, 3150, 3200, 3225, 3230, 3235, 3240 м вложенными цилиндрами в QG модели. Видно медленное заглубление дна в центральной части котловины к юго-западу. Для QG модели с 8° цилиндрами выбиралось 8 наиболее глубоких изобат.

Ниже показано, что одним из важных факторов высокой устойчивости ЛВ было сочетание поля среднего потока и небольшой особенности донной топографии Лофотенской котловины. Детальное рассмотрение топографии центральной части Лофотенской котловины показывает, что, несмотря на почти плоское дно, в центральной части Лофотенской котловины имеется небольшое углубление, смещенное на юго-запад от

геометрического центра котловины (рис. 5.15). Для учета изменения топографии котловины в QG модели, топография центральной части Лофотенской котловины аппроксимировалась несколькими вложенными цилиндрами разного вертикального размера. Для «гладкости» профиля дна расстояние между соседними цилиндрами было существенно меньше динамического радиуса ЛВ. Рассматривались две конфигурации донной топографии: аппроксимация 8^{10} цилиндрами с шагом по глубине от 5 м между внутренними цилиндрами меньшего радиуса до 100 м между внешними цилиндрами (рис. 5.15) (см. Bashmachnikov et al., 2017), либо аппроксимация 10^{10} цилиндрами с фиксированным расстоянием между соседними цилиндрами и фиксированным шагом по глубине, равным в базовом эксперименте 25 м (рис. 5.16) (см. Сантьева и др., 2021). В обоих экспериментах использовалась одна и та же QG модель вихря (табл. 5.1). В обоих экспериментах заглублиение дна к юго-западу котловины существенно увеличивало устойчивость ЛВ.

В серии QG экспериментов с 10^{10} цилиндрами дополнительно варьировались 3 фоновых параметра (рис. 5.16): глубина локальной впадины в центральной части котловины (от 200 до 300 м), скорость набегающего фонового потока (от 15 до 25 cm s^{-1}) и положение минимума глубины (в геометрическом центре котловины или смещенного на юго-запад). Анализ результатов показал, что интенсивность вытягивания и разрушения вихря шли примерно с одинаковой скоростью для всех трех слоев модели, поэтому акцент сделан на эволюции среднего слоя (ядра ЛВ). Поскольку планетарный β -эффект не учитывался, то движение вихря представляло собой снос фоновым потоком при одновременном самостоятельном перемещении вихря вдоль изобат. Линии тока фоновой циркуляции пересекали изобаты (рис. 5.16), в связи с чем вихрь перемещался в меняющемся поле фоновой потенциальной завихренности, что генерировало возмущения на его границе. При наличии условий для возникновения динамической неустойчивости вихря, эти возмущения росли, что приводило к деформации границы и уменьшению объема вихря.

Как и ранее, вихрь в QG модели аппроксимировался постоянной по значению аномалией потенциальной завихренности в каждом из трех слоев, изменения формы и площади которой фиксировались методом контурной динамики (Zabusky et al., 1979; Козлов, 1983; Соколовский, 1991; Sokolovskiy, 1997; Sokolovskiy and Verron, 2014). Временной интервал моделирования во всех экспериментах соответствовал 2.5 годам.

Площадь ядра вихря в слое 2 (S_{max}) в момент времени t_i оценивалась внутри наибольшего по площади связанного контура-границы ЛВ в % от первоначальной площади ядра ЛВ (S_{ini}), заданной одинаковой во всех 3^x слоях:

$$S(t_i) = \frac{S_{max}(t_i)}{S_{ini}} * 100\%. \quad (5.6)$$

Степень вытягивания внешней границы ЛВ в процессе его эволюции ($L_m(t_i)$) оценивалось в % относительно длины границы круглого вихря той же площади ($L_{m.n}(t_i) = 2\pi \sqrt{\frac{S(t_i)}{\pi}}$), т.е. фигуры с той же площади с наименьшей длиной границы (для круглого вихря $L = 0\%$):

$$L(t_i) = \left(\frac{L_m(t_i)}{L_{m.n}(t_i)} - 1 \right) * 100\%, \quad (5.7)$$

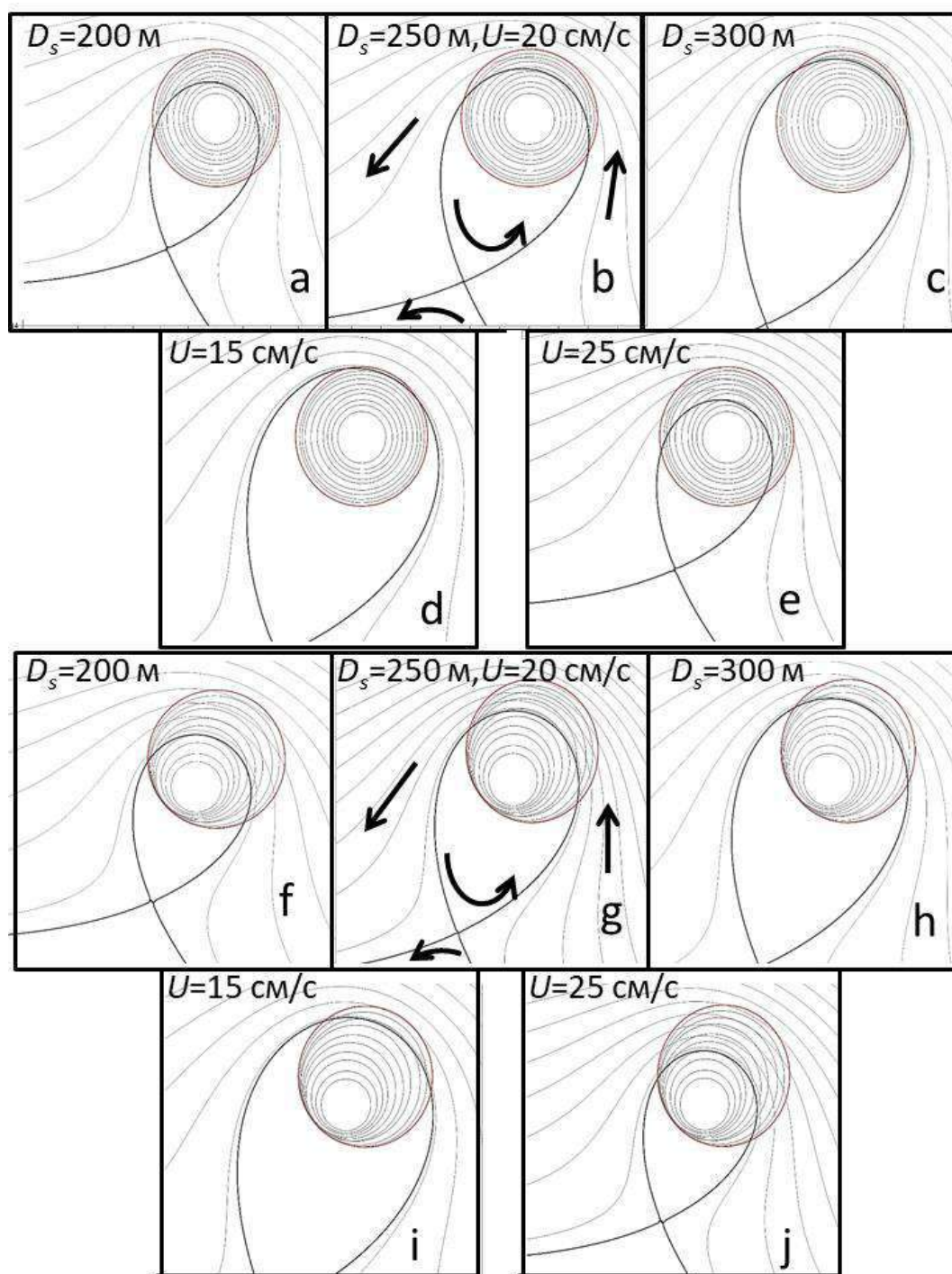


Рис. 5.16. Линии тока в слое 2 фонового поля Лофотенского бассейна при отсутствии ЛВ и аппроксимации топографии 10^0 цилиндрами. Серые окружности внутри коричневой окружности представляют собой изобаты впадины: (a)–(e) – концентрические изобаты, (f)–(j) – центры изобат смещены к юго-западу. Поверх изобат нанесены линии тока среднего течения вне сепаратрисы (жирная черная линия), отделяющей область замкнутых линий тока во внутренней области (не показаны для лучшей видимости топографии) от линий тока, пересекающих границы области моделирования (серые разомкнутые контуры). Стрелками на панелях (b) и (g) показано направление среднего течения. (a) и (f) скорость фонового потока $U = 20 \text{ см с}^{-1}$ и глубина локальной впадины $D_s = 200 \text{ м}$, (b) и (g) $U = 20 \text{ см с}^{-1}$ и $D_s = 250 \text{ м}$ (базовый эксперимент); (c) и (h) $U = 20 \text{ см с}^{-1}$ и $D_s = 300 \text{ м}$; (d) и (i) $U = 15 \text{ см с}^{-1}$ и $D_s = 250 \text{ м}$; (e) и (j) $U = 25 \text{ см с}^{-1}$ и $D_s = 250 \text{ м}$ (по Сантьева и др., 2021).

В наиболее близком к наблюдениям в Лофотенской котловине базовом эксперименте глубина центральной впадины была 250 м, а скорость набегающего потока 20 см с⁻¹. При осесимметричной конфигурации изопикн (рис. 5.16b), наибольшая устойчивость вихря наблюдалась при его начальном положении в центре котловины, где ядро вихря теряло порядка 50% первоначальной площади через 1.6 лет, а скорость деформации границы была наименьшей. При начальном положении вихря к западу или востоку от центра впадины, его площадь уменьшалась до менее чем 20% от первоначальной уже через 1.1–1.4 года, а скорость вытягивания существенно возрастала. Это объясняется тем, что градиенты фонового поля потенциальной завихренности уменьшаются к центру котловины, что уменьшает интенсивность начальных возмущений, генерируемых на границе вихря.

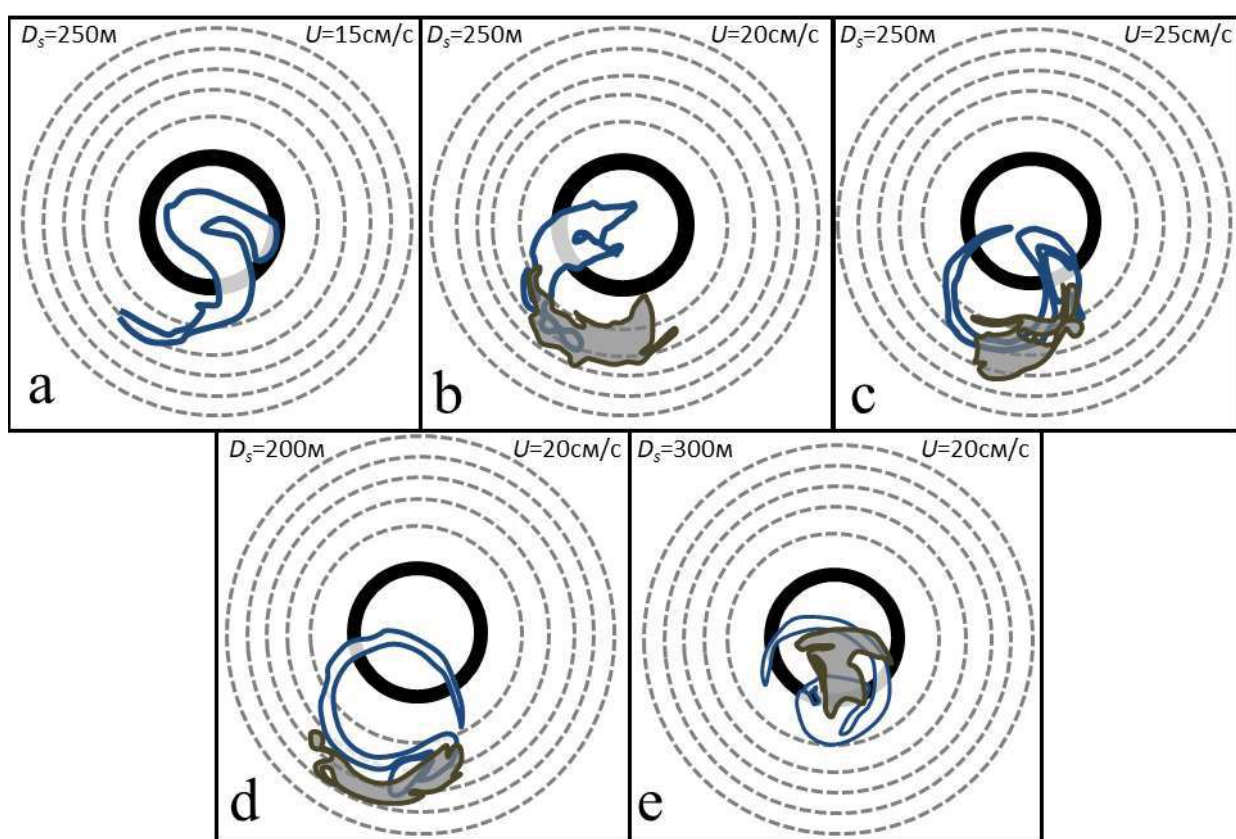


Рис. 5.17. Контур вихря в слое 2 для случая концентрических изобат в фиксированные моменты его эволюции (см. подпись к рис. 5.16) при экспериментах с фиксированным $D_s=250$ м и различными скоростями набегающего потока: (a) $U=15$ см с⁻¹, (b) $U=20$ см с⁻¹ и (c) $U=25$ см с⁻¹, в экспериментах с изменяющейся максимальной глубиной впадины в котловине: (d) $D_s=200$ м, (e) $D_s=300$ м. Окружностями (пунктир) отмечены 5 наиболее глубоких изобат впадины. Жирная черная окружность – граница вихря в начальный момент времени; белая область, ограниченная темно-синим контуром, – вихрь в момент, когда его площадь впервые составила не более 50% первоначальной; серая область, ограниченная зеленоватым контуром, – вихрь в последний расчётный момент времени либо в момент, когда его площадь составила не более 20% первоначальной. Полное время расчета соответствует 2.5 годам эволюции вихря (по Сантьева и др., 2021).

Увеличение скорости фонового течения, как и увеличение глубины впадины в центре котловины, приводило к более интенсивному вытягиванию и разрушению ЛВ, а уменьшение этих параметров, наоборот, к замедлению его вытягивания и распада (рис. 5.17). Это связано с увеличением/уменьшением градиентов фоновой потенциальной завихренности в районе ЛВ.

Однако ситуация кардинально менялась при центрах круговых изобат, смещенных к юго-западу, ближе к центральной области сепаратрисы линий тока фонового потока (рис. 5.18). В всех экспериментах форма вихря искажалась значительно меньше, чем при экспериментах с плоским дном и к концу 2.5 лет моделирования потери объема ядра во всех экспериментах, кроме одного, были менее 50%.

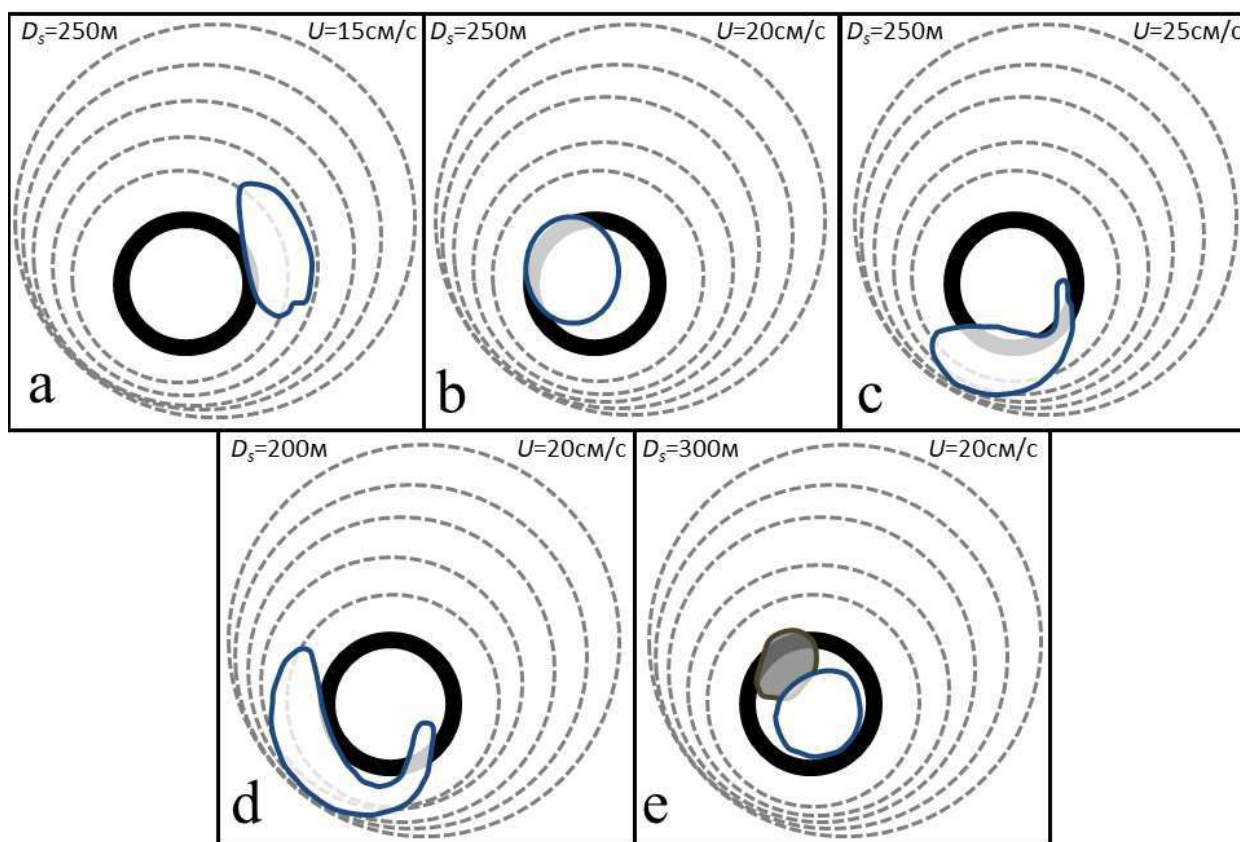


Рис. 5.18. То же, что на рис. 5.17, но при смещённых центрах окружностей-изобат. На графиках (a)–(d) наличие только белой области, ограниченной черным контуром, показывает, что даже через 2.5 года эволюции площадь вихря составляет менее 50%, но более 20% первоначальной. На (e) вихрь разрушается быстрее, и в последний расчетный момент он представлен серой областью, площадь которой составляет менее 20% первоначальной (по Сантьева и др., 2021).

График изменчивости площади ЛВ и степень вытянутости границы вихря показывает, что изменчивость скорости течения играет наибольшую роль в изменении площади вихря при концентрических изобатах (чем больше скорость, тем быстрее разрушается вихрь), тогда как изменение глубины впадины мало влияет на разрушение вихря (рис. 5.19а). При концентрических изобатах, к концу расчетного времени площадь

вихря в базовом эксперименте составляла 40% (от 30 до 60% при различной скорости фонового течения). Его форма была сильно деформирована (рис. 5.19b), что говорит о высокой вероятности дальнейшего быстрого разрушения вихря. При сдвинутых к юго-западу центрах круга изобат, наоборот, основную роль играло изменение глубины впадины на дне котловины, тогда как изменение скорости течения мало влияло на скорость разрушения вихря (рис. 5.19c). При глубине впадины 250 м, площадь вихря через 2.5 года моделирования составляла около 60% от первоначальной при округлой форме вихря (рис. 5.19d). При глубине впадины 200 м, площадь вихря через 2.5 года составила около 90% от первоначальной, а при 300 м – около 25% от первоначальной.

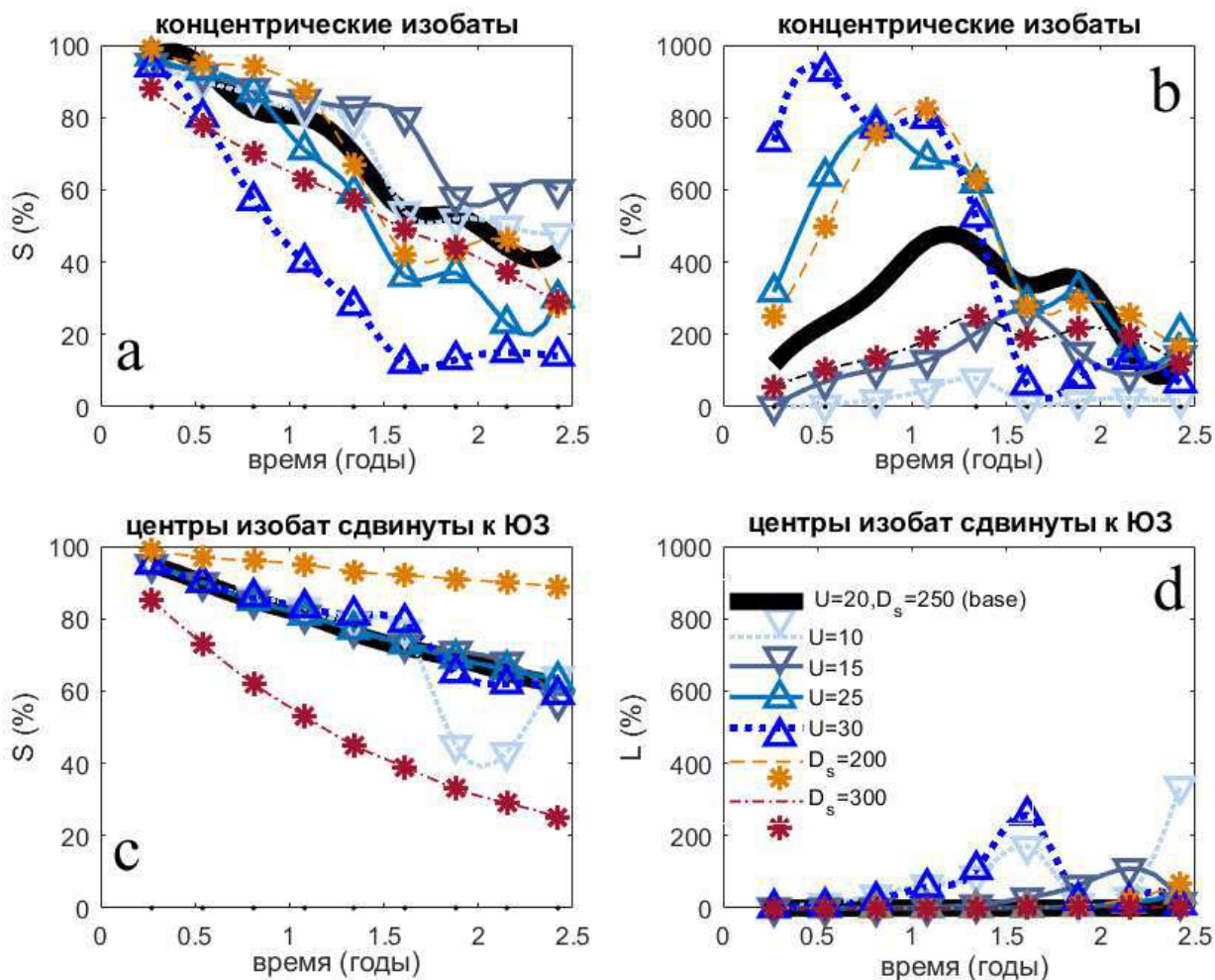


Рис. 5.19. Эволюция площади ядра вихря в слое 2 в % от первоначального значения (а, с) и относительное приращение длины контура ядра вихря в % от длины границы круга той же площади (b, d). Концентрические изобаты – (а), (b), смещенные центры изобат – (с), (d). Линии на графиках: $U=20$ см s^{-1} и глубина впадины $D_s=250$ м (базовый эксперимент, жирная черная линия); $D_s=250$ м и $U=10$ см s^{-1} (светло-серый пунктир с треугольниками вершиной вниз), $U=15$ см s^{-1} (серая сплошная линия с треугольниками вершиной вниз), $U=25$ см s^{-1} (сине-голубая сплошная линия с треугольниками вершиной вверх), $U=30$ см s^{-1} (синий пунктир с треугольниками вершиной вверх); $U=20$ см s^{-1} и $D_s=200$ м (светло-коричневый тонкий пунктир со звездочками), $U=20$ см s^{-1} и $D_s=300$ м (красно-коричневый тонкий штрих-пунктир со звездочками) (по Сантьева и др., 2021).

При концентрических изобатах площадь вихря часто уменьшалась скачком, следующим за стадией существенного вытягивания вихря, что говорит о распаде вихря на несколько относительно крупных частей в этих экспериментах. Это связано с увеличением инкрементов роста низких азимутальных мод, опережающий рост которых был ранее отмечен при развитии неустойчивости ЛВ для бассейна с плоским дном (Bashmachnikov et al., 2017). При сдвинутых к юго-западу центрах кругов изобат разрушение ЛВ шло постепенно, что свидетельствует об отделении от первоначального вихря множества мелких вихрей (рис. 5.19с). Это эквивалентно генерации высоких азимутальных мод неустойчивости на границе вихря, не проникающих в ядро, что подтверждается отсутствием сильного вытягивания основного вихря. Единственный эпизод распада вихря при сдвинутых изобатах был зафиксирован при малой скорости набегающего среднего потока в 10 см с^{-1} (рис. 5.19с). Однако после произошло восстановление площади ЛВ в результате слияния вновь образовавшихся вихрей.

Характер изменчивости площади вихря в слое 1 (над ядром) показывает, что, хотя резкие уменьшения площади вихря наступали там несколько позже, чем в слое 2 (ядро вихря), во всех экспериментах в последний расчетный момент времени площадь вихря в $1^{\text{ом}}$ слое оказывалась меньше, чем во $2^{\text{ом}}$. Скорость разрушения вихря в слое 3 (под ядром) примерно соответствовало скорости разрушения в слое 2.

5.2 ОБСУЖДЕНИЕ ГЛАВЫ 5

Анализ устойчивости ЛВ был проведен как в приближении нелинейной квазигеострофической (QG) теории, так и для системы полных уравнений Навье-Стокса модели MIT, показавшей хорошее соответствие характеристик и динамики ЛВ натурным данным. Как и ожидалось, динамическая неустойчивость ЛВ приводила к куда более быстрому разрушению вихря (от нескольких месяцев до $2-4^x$ лет), чем турбулентная диффузия (10 лет – см. Soiland and Rossby, 2013). Условием развития динамической неустойчивости являлось наличие достаточно выраженных вертикальных или горизонтальных градиентов потенциальной завихренности (Sokolovskiy, 1997b; Cushman-Roisin and Beckers, 2011), которые всегда присутствовали в ЛВ. Для характерных для ЛВ, по данным MIT GCM, чисел Россби ($Ro=0.03-0.15$) и Бюргера ($Bu=0.05-0.10$), ожидалось наиболее эффективное развитие бароклинной или смешанной неустойчивости на границе ЛВ (Ripa, 1992, Carton et al., 2014; Cohen et al., 2015). Впрочем, натурные наблюдения свидетельствуют, что MIT GCM занижает число Россби ЛВ в несколько раз (Yu et al., 2017), и в реальном океане нелинейные эффекты должны выражены сильнее.

Интенсивность разрушения ЛВ за счет динамической неустойчивости существенно зависела от характера донной топографии. Ранее (глава 4) было показано, что основными районами разрушения медди являются поднятия дна, а также область струйного Азорского течения (Bashmachnikov et al., 2015с). В таких районах ожидается резкий рост неустойчивости в ядрах и ускоренный распад вихрей (Филлюшкин и др., 2002; Menesguen et al., 2012). В этой главе показано, что небольшие заглубления топографии, как это наблюдается в центре Лофотенской котловины могут, наоборот, стабилизировать антициклонический вихрь. При плоском дне Лофотенской котловины ЛВ полностью разрушался в QG модели за 8-месячный период (несколько медленнее для 2-слойной зимней конфигурации изопикн). Скорость разрушения ЛВ резко уменьшалась, если в

центральной части котловины глубиной 3000 м сформировать небольшую впадину глубиной всего 200-300 м (рис. 5.15-5.16). Если эта впадина находилась в геометрическом центре котловины, то в базовом эксперименте, приближенном к условиям Лофотенской котловины, ядро ЛВ уменьшалась на 50% первоначального объема за 1.5-2 года. Если же впадина была сдвинута на юго-запад от геометрического центра котловины, ближе к центральной области петли сепаратрисы набегающего потока (как это и наблюдается в Лофотенском бассейне), то для потери 50% первоначального объема ядра ЛВ требовалось уже более 2.5 лет. В обоих случаях ядро ЛВ существовало как когерентная структура в течение всех 2.5 лет эволюции (после чего эксперимент обрывался). Последний результат QG модели наиболее близко соответствует скорости диссипации ЛВ в модели MIT GCM с реальными топографией и полем фоновых течений. В MIT GCM, в отсутствие процессов регенерации ЛВ (слияний или глубокой зимней конвекции в ядре ЛВ), радиус ЛВ практически не менялся в течение 5-8 месяцев, хотя вращение ядра несколько замедлялось. Эффект существенного увеличения времени жизни ЛВ при наличии незначительных особенностей донной топографии связывается с уменьшением, при соответствующей конфигурации фонового течения, градиентов поля фоновой потенциальной завихренности в окрестности ЛВ.

Было показано, что при близких к реальным условиям MIT GCM, как и в случае QG модели, в присутствии небольшой впадины донной топографии к юго-западу от геометрического центра котловины, диссипация ЛВ происходила путем отрыва филаментов и мелких субмезомасштабных вихрей от периферии ЛВ. Это сказывалось, прежде всего, на уменьшении скорости вращения ЛВ (примерно на 15% за 5 месяцев), но мало затрагивало радиус ЛВ. Таким образом, бóльшая устойчивость ЛВ при наличии впадины в области центра петли сепаратрисы среднего течения объясняется тем, что при пониженных градиентах фоновой потенциальной завихренности генерируемая на границе вихря неустойчивость не проникает глубоко в ядро, а концентрируется на границе вихря. Именно такого рода диссипация, за счет формирования и отрыва вихревых нитей (филаментов) от внешней периферии ЛВ, наблюдалась в MIT GCM. Подобный эффект отрыва периферии вихря в сдвиговом потоке ранее наблюдался и в некоторых модельных исследованиях (см., например, Максименко и Орлов, 1991; Mariotti et al., 1994). Формирование филаментов было также обнаружено в данных наблюдений на периферии медди (Menesguen et al., 2012). Ранее было показано, что, при определенных условиях, нелинейные эффекты могут стабилизировать линейно растущие возмущения, даже если выполняются достаточные условия развития динамической неустойчивости вихря (Sutyrin, 2015). В численных QG экспериментах это называлось нелинейным насыщением растущих возмущений эллиптических неустойчивостей конечной амплитуды в вихрях (Flierl, 1988; Ripa, 1992). Тем более подобная нелинейная эволюция возмущений может наблюдаться в численных экспериментах с системой полных уравнений Навье-Стокса в MIT GCM, например, за счет не учитываемого в QG модели турбулентного трения (Boss et al., 1996).

Механизмом ограничения развития неустойчивости периферией ЛВ, согласно результатам MIT GCM, являются сильные напряжения сдвига на границе ЛВ, которые обычно возникают при взаимодействии ЛВ с многочисленными циклонами и антициклонами (рис. 5.5). В результате возникающие возмущения достаточно быстро отделяются от ЛВ в виде филаментов, потом формируя мелкие субмезомасштабные вихри (рис. 5.9), вместо того чтобы проникать в ядро ЛВ. Это указывает на влияние турбулентной

динамики окружающих вод на ход развития динамической неустойчивости в ЛВ. Нелинейная QG модель корректно описывала только начальный этап развития неустойчивости в ЛВ.

Уменьшение относительной завихренности ядра ЛВ в MIT GCM сопровождалось перераспределением скорости вращения от ядра к периферии, уменьшающем потерю углового момента инерции ЛВ в процессе диссипации. Такое стремление сохранить момент инерции при отрыве части периферии ЛВ позволяло радиусу ЛВ долгое время оставаться неизменным, несмотря на диссипацию. Вероятно, при отсутствии внешней подпитки энергией, такой процесс должен приводить к внезапному коллапсу ядра вихря, до этого долго сохранявшего свои размеры практически неизменными. Подобный коллапс, видимо и был причиной разрушения старых медди (глава 4).

ЛВ поддерживает квази-перманентное состояние благодаря эпизодической регенерации в результате слияния с другими антициклонами и/или дифференцированной глубокой зимней конвекции (Ivanov and Korablev, 1995a; Kohl, 2007; Ray et al., 2015). Volkov et al. (2015), используя результаты модели MIT GCM, указывали, что зимняя интенсификация может объяснить только 1/3 изменения интенсивности ЛВ, а 2/3 объясняются слияниями. Вероятно, роль конвекции была несколько приуменьшена, т.к. интенсивность ЛВ оценивалась по относительной завихренности его ядра, тогда как выше было показано, что дифференцированная конвекция обычно не ведет к увеличению кинетической энергии и завихренности ядра, но увеличивает доступную потенциальную энергию и момент инерции вихря (см. также Wang et al., 2019). В то же время, не каждое слияние приводило к интенсификации ЛВ или увеличению его объема. Вероятно, это связано с часто наблюдаемым существенным ростом возмущений в ядрах сливающихся вихрей, что ведет к активному рассеянию их массы и энергии в окружающую среду.

Выше было показано, что межгодовая изменчивость интенсивности относительной завихренности ЛВ больше коррелирует с интенсивностью диссипативных процессов (-0.7 ÷ -0.8), чем с количеством слияний ЛВ с другими антициклонами за год (+0.3). Иначе говоря, при достаточно равномерном распределении во времени процессов регенерации ЛВ, интенсивность диссипации подвержена значительной межгодовой изменчивости. Это может быть связано с межгодовой изменчивостью интенсивности других динамических структур в котловине, взаимодействующих с ЛВ.

5.3 ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 5

1. Показано, что общая высокая устойчивость ЛВ обуславливается сочетанием особенностей топографии Лофотенской котловины и параметров набегающего Норвежского течения. Максимальная устойчивость достигается за счет небольшой впадины на дне Лофотенской котловины, смещенной на юго-запад котловины, к центральной области петли сепаратрисы огибающих котловину ветвей Норвежского течения. Это минимизирует градиенты фоновой потенциальной завихренности в районе нахождения ЛВ и уменьшает амплитуду внешних возмущений, генерирующих динамически неустойчивые первые азимутальные моды на периферии вихря.
2. Кластеризация характеристик ЛВ в пространстве параметров потенциальной завихренности ядра и области над ядром позволила выявить характерную сезонную

эволюцию ядра ЛВ, включающую периоды зимне-весеннего перемешивания (кластер В), весенней рестратификации (кластер С) и летне-осенней релаксации изопикн (кластеры D и А). Выявлена бóльшая устойчивость ЛВ в зимний период, когда скорость роста наиболее быстро растущих азимутальных мод возмущений в ЛВ снижается.

3. Как слияние ЛВ с другими антициклонами (АС), так и зимняя конвекция являются источниками восстановления энергии ЛВ против процессов диссипации. Оба процесса приводили к росту доступной потенциальной энергии ЛВ, но только слияния с антициклонами непосредственно увеличивали кинетическую энергию ЛВ.
4. Процессы регенерации ЛВ, включая слияния, преимущественно происходили в зимне-весенний период, когда заглубление верхнего перемешанного слоя формирует благоприятный фон для сброса положительной аномалии потенциальной завихренности на периферии («экрана») поверхностными вихрями. Второй предпосылкой для слияния являлось наличие циклона к северу от пары АС-ЛВ, «подталкивающего» АС к ЛВ. Оба эффекта приводили к увеличению времени контакта антициклонов, что способствовало их слиянию.
5. На примере взаимодействия ЛВ и АС было показано, что при наличии *П*-экрана возмущения не проникали глубоко в ядра вихрей, а генерируемая на границе ядер неустойчивость «сбрасывалась» путем отделения филаментов от периферий вихрей. Этому способствовали высокие напряжения сдвига в области контакта антициклонов.
6. После отрыва филаментов происходила минимизация изменения момента инерции ЛВ за счет перераспределения скорости вращения от центра к периферии вихря. Это позволяло ЛВ сохранять свой радиус после отделения филаментов, но уменьшало интенсивность вращения ядра ЛВ.

Глава 6. Проявление подповерхностных внутритермоклинных вихрей в поле уровня моря

6.1 ВВЕДЕНИЕ К ГЛАВЕ 6

Эта глава посвящена исследованию сигнала подповерхностных вихрей с глубоким ядром на поверхности моря. Ограниченные размеры медди позволяют получить связанную картину путей распространения и жизненных циклов медди по данным *in situ* в основном по косвенным признакам (см. главу 4). Наличие возможности дистанционного отслеживания медди по спутниковым данным позволит получить эффективный инструмент для оценки особенностей жизненных циклов медди и их динамики, сравнимый с дистанционным отслеживанием эволюции поверхностных вихрей. Отдельные наблюдения свидетельствуют, что, несмотря на глубокое положение ядер (700- 1200 м), медди могут формировать достаточно сильный динамический сигнал на поверхности моря, который можно обнаружить в данных спутниковой альтиметрии. Это позволяет считать задачу отслеживания медди на поверхности моря принципиально возможной.

В главе исследуется устойчивость сигнала медди на поверхности моря, связь интенсивности сигнала с характеристиками ядер медди и фоновыми условиями океана, а также причины эпизодического исчезновения сигнала в данных спутниковой альтиметрии, которые создают сложности для отслеживания медди. Полученные теоретические оценки интенсивности сигнала, полученные для контурного вихря и для вихря Рэлея, позволяют оценить принципиальную возможность отслеживания вихрей с различными характеристиками на поверхности моря при современном уровне точности спутниковых данных.

6.2 НАБЛЮДЕНИЯ ПРОЯВЛЕНИЙ МЕДДИ В АНОМАЛИЯХ УРОВНЯ МОРЯ

Впервые предположение о возможности наблюдать медди на поверхности моря была выдвинута Kase and Zenk (1987), которые обнаружили, что над медди поверхностные поплавки имели тенденцию к антициклоническому вращению. Эти, не очень надежные ввиду ограниченности информации, наблюдения *in situ* были впоследствии подтверждены результатами численного гидродинамического моделирования (Kase et al., 1989). С появлением возможности наблюдения уровня моря со спутников Stammer et al. (1991), используя альтиметрические данные Geosat (еще довольно невысокой точности), сумели проследить несколько медди в Иберийском бассейне, причем самый мощный из сигналов можно было наблюдать дольше года. Впрочем, оставалось неясным действительно ли отслеживался сигнал медди, зафиксированного данными единичного полигона *in situ* наблюдений, или аномалия уровня моря перемещалась независимо от выявленного внутритермоклинного вихря. Позднее Oliveira et al. (2000) установили, что четыре медди Иберийского бассейна, обнаруженные в течение 1994г. по данным разрезов *in situ* и отслеженные на протяжении нескольких недель поплавками RAFOS, были хорошо различимы на вдольтрековых данных спутников Topex/Poseidon (T/P) по колоколообразным подъемам уровня моря амплитудой около 10 см. Сигнал был четким, даже когда трек пересекал медди в 50-60 км от центра медди. В 90-100 км от центра медди (на границе медди) поверхностный сигнал медди был все еще слабо различим, но его

амплитуда уже была на уровне фонового шума. В одном случае, когда медди двигался вдоль трека Т/Р, можно было отследить эволюцию динамического сигнала над медди в течение месяца. Совместное движение медди и сигналов над ними прослеживалось также в ТПО, в течении 1.5 месяцев.

Для обнаружения поверхностных сигналов медди на поверхности моря в данных альтиметрии AVISO на регулярной сетке должны быть выполнены 2 условия: (1) аномалия уровня моря, создаваемая медди, должна превышать уровень шума альтиметрических данных; (2) радиус поверхностного сигнала должен быть достаточно большим, чтобы его пересек хотя бы один из альтиметрических треков, используемых при построении карты AVISO. Tournadre (1990) рассчитал вероятность обнаружить вихрь по данным альтиметрии AVISO, в зависимости от расстояния до ближайшего спутникового трека, периода повторяемости наблюдений вдоль треков, а также от диаметра и скорости перемещения вихря. Результаты показали, что по объединенным миссиям Geosat (тип ERS – см. главу 2) и Т/Р можно, с 80%-ой вероятностью, обнаружить 95% вихрей диаметром 130 км и 60% вихрей диаметром 60 км, если они перемещаются со скоростью не более 10 см с⁻¹. При характерном динамическом радиусе медди 30 км (см. раздел 4.3.3.2) и полагая аналогичный динамический радиус для его поверхностного сигнала, можно ожидать, что аномалии уровня моря поверхностного сигнала медди будут порядка 120 км в диаметре. Согласно исследованиям Tournadre (1990), вероятность обнаружить такие вихри в данных альтиметрии AVISO весьма велика. В целом, оценки группы AVISO (<http://www.aviso.oceanobs.com/en/altimetry/multi-satellites/index.html>) свидетельствуют об уверенном обнаружении мезомасштабных океанических структур при наличии трех альтиметрических спутников на орбите с орбитальными параметрами типа Т/Р и ERS. Такая конфигурация сложилась с 2000 г., однако и до 2000 г. даже наличие 2х спутников дает возможность выделения крупных вихрей (Tournadre, 1990) или вихрей на линии трека.

В качестве примера приведем результаты рейса НИС «Архипелаго» в августе 2005г., в котором автором наблюдалось несколько медди (рис. 6.1). Ядро крупного медди (M131) в слое 700-1000 м характеризовалось максимальными аномалиями солёности 0.4 и температуры 2.0-2.5°C (рис. 6.2), что соответствует критерию Ричардсона (Richardson et al., 1991; Basmachnikov et al., 2015c, см. раздел 2.3.1). Аномалии высокой солёности, вытянутые от ядра медди вниз и радиально наружу, к склону донного поднятия (рис. 6.2a,b), интерпретировались как результат взаимодействия медди с экмановским придонным слоем, в котором на нижней границе антициклонического вихря наблюдается дивергенция (Pedlosky, 2013), и дальнейшего закручивания этой аномалии вокруг медди. Рассчитанные методом решения обратной задачи геострофические течения (Wunsch, 1996) показывали выраженное антициклоническое вращение над и под ядром медди от поверхности моря до самого нижнего горизонта наблюдений (2000 м). Это подтверждает, что наблюдаемый в данных альтиметрии, между станциями 130 и 132 (рис. 6.1), антициклон являлся динамическим проявлением медди. По данным альтиметрии можно предположить, что центр медди находился в 30-60 км западнее станции 131, а его динамический радиус составлял 60-80 км.

В рамках того же рейса было обнаружено еще две аналогичные структуры, с меньшими аномалиями солёности и температуры на промежуточных глубинах, на станциях 106 и 111 (Basmachnikov et al., 2009a), которые могут быть интерпретированы как небольшие медди (рис. 6.1). Над небольшим медди M106 антициклонический сигнал на

поверхности моря не был различим. Медди M111 на поверхности моря тоже не проявлялся как изолированный вихрь, но находился внутри антициклонического меандра Азорского течения, вероятно взаимодействующего с этим медди (Vandermeirsch et al., 2003a,b).

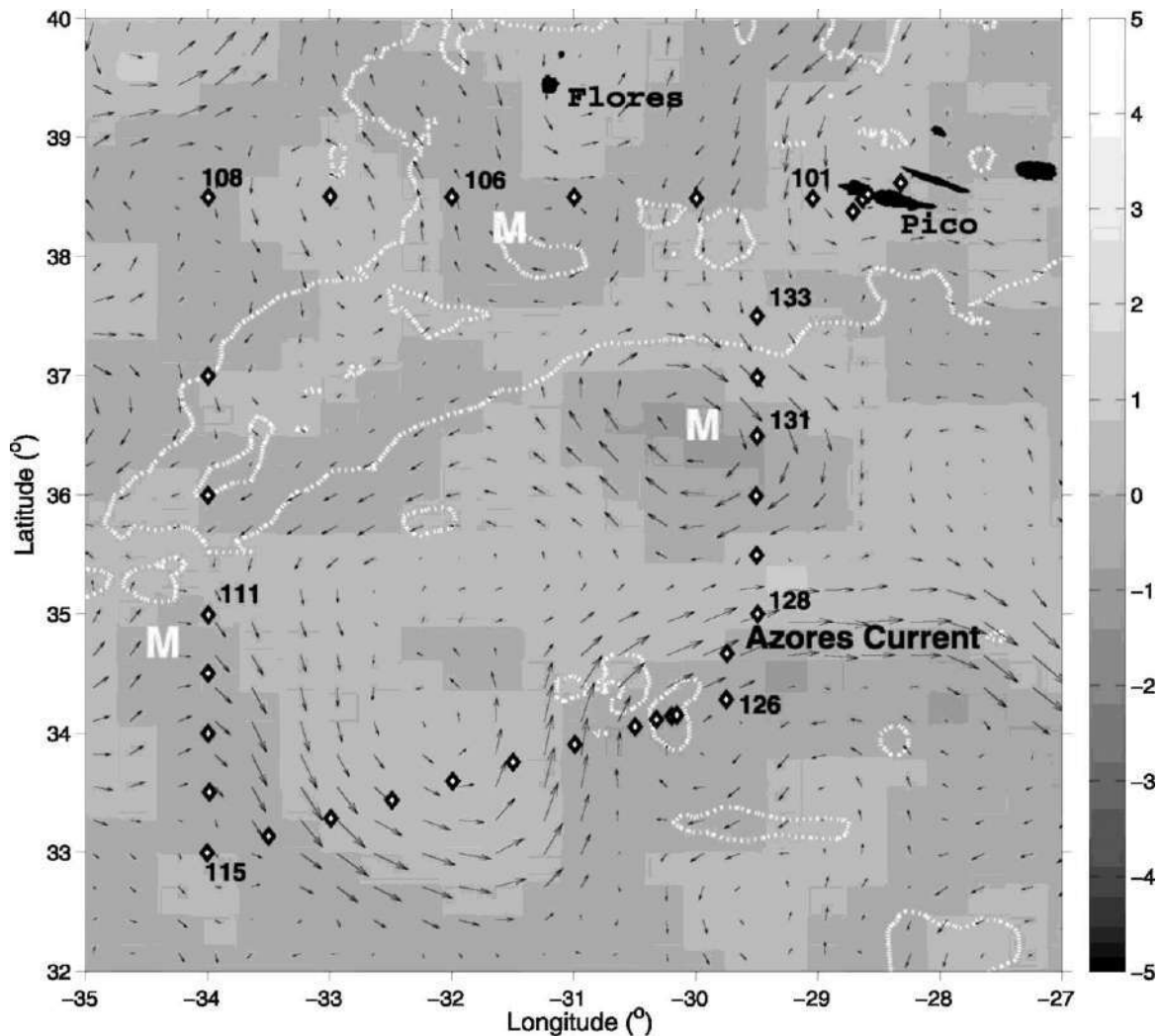


Рис. 6.1. Станции вертикального зондирования в рейсе НИС «Архипелаго» (ромбы) *d* августа 2005 г. Цветом показана относительная завихренность (10^{-5} c^{-1}), стрелки – геострофические течения на 17 августа 2005 г. по данным альтиметрии AVISO. Местонахождения медди отмечены буквой "М", которые в тексте обозначены по станции с наибольшей аномалией солёности: M131, M111 и M106. Белый пунктир – изобата 2000 м (из Bashmachnikov et al., 2009a).

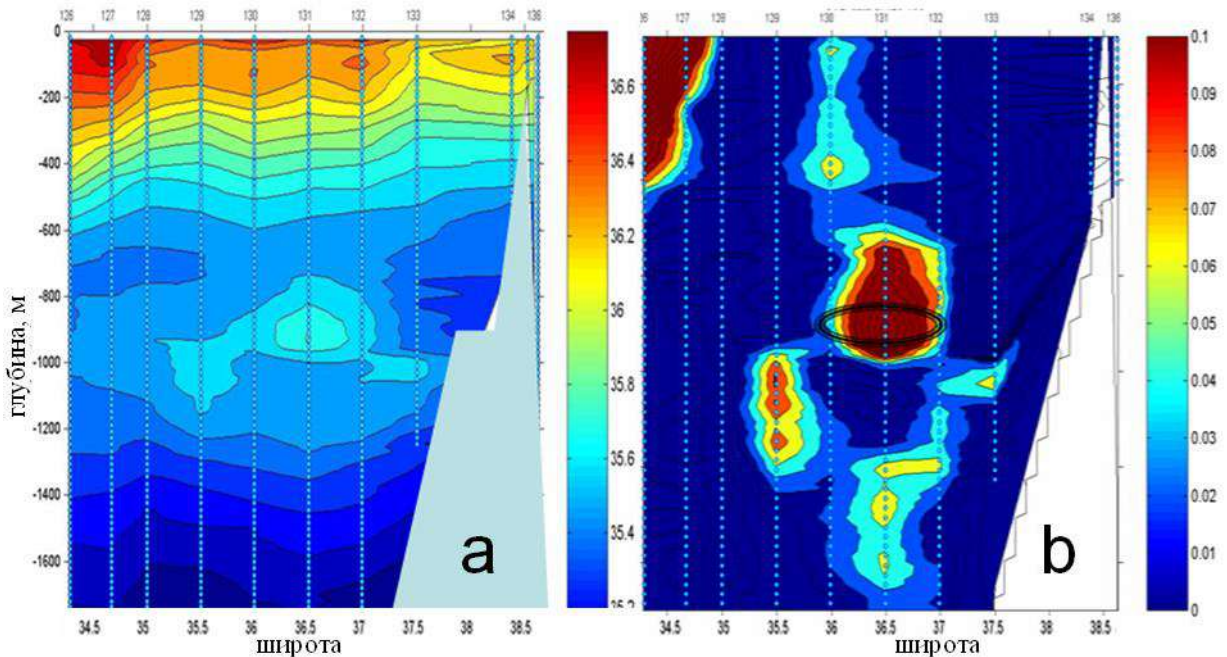


Рис. 6.2. (а) Соленость на меридиональном разрезе 17 августа 2005 г. (см. положение станций 126-133 на рис. 6.1), (б) соответствующие аномалии солености медди M131 относительно их средних значений на каждом из горизонтов разреза; тройной эллипс – ядро медди по максимуму солености с панели (а). К северу от M131 схематично показан рельефа дна.

Другим примером является медди Don Carlos в Иберийском бассейне, распространение динамического сигнала которого до поверхности моря было получено по данным судового ADCP 75 кГц в августе 2010г. (рис. 6.3а). Центр медди располагался примерно в 5 км южнее разреза (см. Bashmachnikov et al., 2013b). Динамическое ядро медди располагалась в слое средиземноморских вод (800 м и ниже), имело динамический радиус 10-15 км и максимальные азимутальные скорости в ядре составляли 30-40 cm s^{-1} , что типично для медди в Иберийском бассейне (см. раздел 4.4, также Pingree and Le Cann, 1993b; Schultz Tokos et al., 1994). Слабые положительные аномалии солености (0.2) и температуры (0.5°C) в слое 800-1100 м, в сравнении с климатическим средним, полученные по двум вертикальным профилям поплавка ARGO на северной периферии вихря в середине сентября 2010 года, служат дополнительным подтверждением, что наблюдаемый вихрь представлял собой медди (см. Bashmachnikov et al., 2013b).

Поверхностные течения, полученные по данным AVISO, хорошо согласуются с *in situ* измерениями ADCP на трех разрезах (рис. 6.3а), выполненных во время рейса, и могут быть использованы для формирования полной картины поля течений на поверхности моря. Данные AVISO показывают, что в момент наблюдений медди Don Carlos находился в контакте с Азорским течением. Более слабый, по сравнению с медди, сигнал Азорского течения был отфильтрован. Для этого по данным разреза 1 была создана эмпирическая модель профиля Азорского течения (рис. 6.3с), которое затем было удалено из данных разреза 2 (рис. 6.3b,d). Фильтрация не изменила общую структуру течений над медди, сделав ее лишь более симметричной относительно центра медди. Динамическое влияние сигнала медди наблюдалось вплоть до поверхности моря (рис. 6.3d).

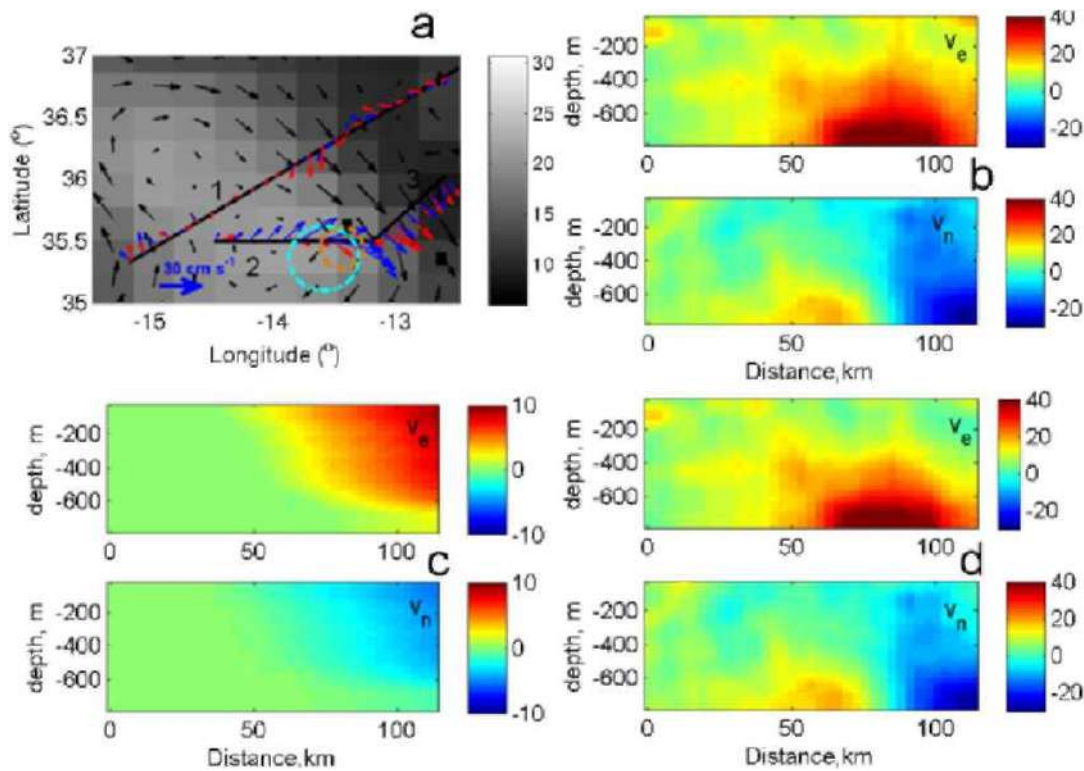


Рис. 6.3. (a) Уровень моря (см, цвет) и поверхностные течения (черные стрелки) согласно данным AVISO на 24 августа 2010 г. Показаны выполненные судном разрезы (черные линии, пронумерованные 1, 2, 3) и течения по данным ADCP на 27 августа 2010 г. на глубине 100 м (красные стрелки) и 700 м (синие стрелки). Положение медди, согласно данным ADCP, показано оранжевой окружностью, а положение его поверхностного сигнала – голубой окружностью. (b) Восточная (v_e) и северная (v_n) составляющие скорости течения (см с^{-1}) по данным судового ADCP на 27 августа 2010 г. вдоль разреза 2. (c) Вклад скорости Азорского течения на разрезе 2 (см с^{-1}), смоделированный по данным разреза 1. (d) Скорость течения на разрезе 2 (см с^{-1}), связанная с медди Don Carlos и полученная после вычитания (c) из (b) (из Bashmachnikov et al., 2013b).

Минимум скорости течения в центре динамического ядра вихря интерпретировался как ближайшая к центру медди точка разреза (рис. 6.4a). В слое 0-500 м ось квази-осесимметричной структуры динамического сигнала была смещена примерно на 18 км к юго-западу относительно центра медди на глубинах 650-800 м (рис. 6.4a,b). Динамический радиус ядра медди (здесь определяемый по максимуму модуля азимутальной скорости) составлял около 13 км, что близко ко второму бароклинному радиусу деформации Россби. Радиус увеличивался в поверхностном слое 0-500 м примерно вдвое, достигнув 25 км, что близко к первому бароклинному радиусу деформации Россби. В связи с удвоением радиуса, поверхностный след полностью накрывал медди, несмотря на смещение его оси (рис. 6.3d, 6.4a). Между медди и его поверхностным сигналом находился переходный слой, где скорость уменьшалась примерно вдвое в 200-м слое: с 40-45 см с^{-1} на 700 м до 20-25 см с^{-1} на 500 м (рис. 6.4a,b). В самой подповерхностной структуре скорость уменьшалась еще на 15 см с^{-1} в 500-м слое, составляя у поверхности моря 5-10 см с^{-1} . Сумма вышеприведенных данных позволяет заключить, что поверхностный сигнал медди является самостоятельным вихревым образованием, взаимодействующим с медди. Подобные связанные друг с другом вихри в разных слоях, центры которых разделены расстоянием менее двух вихревых

диаметров, осуществляют совместное вращение вокруг общего центра (Polvani, 1991). В связи с существенно меньшей интенсивностью поверхностного вихря, можно ожидать его круговое движение вокруг медди, причем центр медди, за счет меньшего радиуса, будет всегда оставаться под поверхностным вихрем при его вращении (рис. 6.3а, 6.4а).

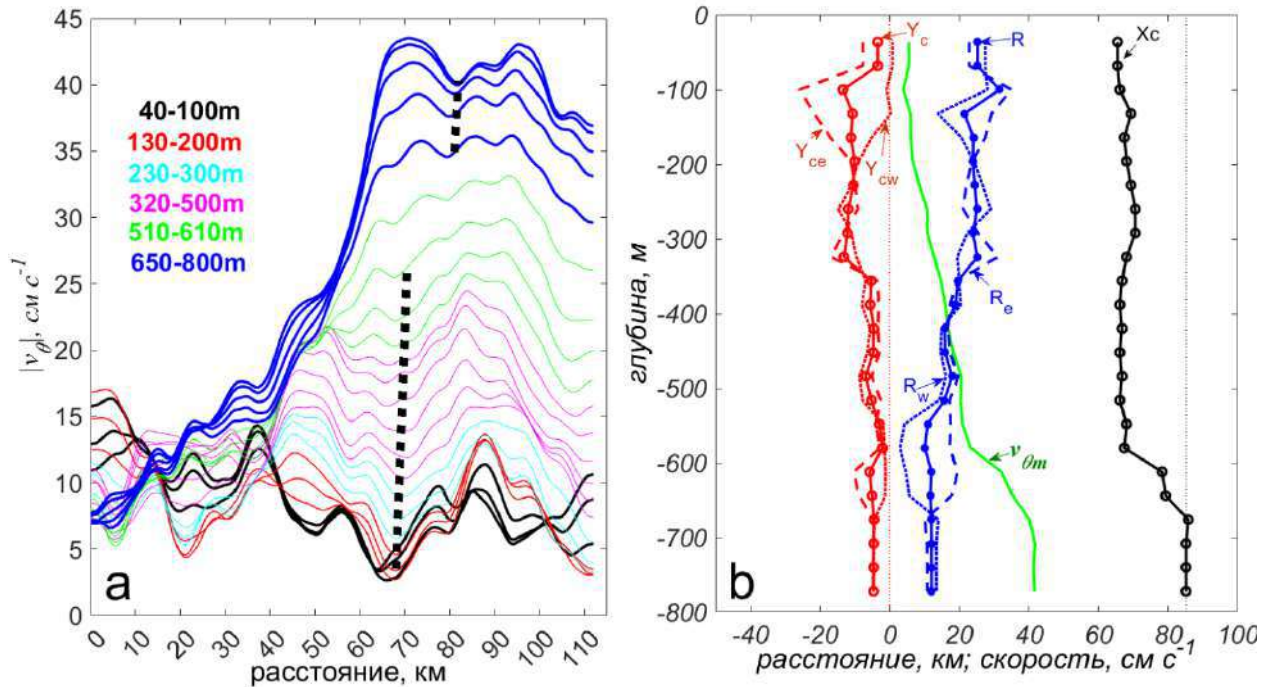


Рис. 6.4. (а) Скорость течения (cm s^{-1}) вдоль разреза 2 по данным ADCP. Разные диапазоны глубин показаны разным цветом: черным – горизонты 40-100 м, красным – 130-200 м, голубым – 230-300 м, розовым – 320-500 м, зеленым – 510-610 м, синим – 650-800 м. Почти вертикальные черные пунктирные линии обозначают центры медди Don Carlos (верхний отрезок) и его поверхностного сигнала (нижний отрезок), выделенные по локальному минимуму модуля скорости течения. (б) Изменчивость по вертикали характеристик вихря: динамический радиус вихря (R , км, синие линии), максимальной азимутальной скорости течения ($v_{\theta m}$, cm s^{-1} , зеленая линия), расстояние от центра вихря до западной оконечности разреза 2 (X_c , км, черная линия), расстояния от центра вихря до разреза 2 (Y_c , км, красные линии, являющейся средней двух альтернативных оценок Y_{cw} и Y_{ce} для разных аппроксимаций структуры Азорского течения). Прямые вертикальные пунктирные линии отмечают нулевые линии систем отсчета для R , $v_{\theta m}$, Y_c и для X_c (из Bashmachnikov et al., 2013b).

В Таблице 6.1 представлена выборка из литературных источников характеристик различных медди, а также интенсивности связанного с ними антициклонического сигнала на поверхности моря, зафиксированных как с помощью прямых наблюдений (поплавки и LADCP), так и по геострофическим расчетам.

Таблица 6.1. Наблюдения поверхностных проявлений медди: $v_{\theta m}$ и $v_{\theta 0}$ – максимальная азимутальная скорость в ядре медди и в его поверхностном сигнале, соответственно; ω_m и ω_0 – соответствующие пиковые значения относительной завихренности; H – глубина центра ядра медди, R_{vm} – радиус максимальной азимутальной скорости. Аномалия уровня моря (ζ) над медди вычисляется в квазигеострофическом приближении как $\zeta = (f \cdot v_0 + v_0^2 / R_0) \cdot R_0 / g$, где $R_0 = 2 R_{vm}$ (см. раздел 6.3.5). Для вихрей с 1993г. аномалия уровня моря также определяется по данным альтиметрии AVISO (ζ_{alt}) как средняя разность между средними значениями уровня моря в областях 0 – 20 км и 60 - 120 км вокруг центра медди. Относительная завихренность медди (ω_m), полученная по данным наблюдений или рассчитанная из модели Рэля $\omega_m = 2\sqrt{v_{\theta m}} / R_{vm}$. Поскольку последняя ω_m оказалась в среднем на 20% больше ее значения по данным экспериментального распределения v_{θ} , то в расчетные оценки была введена соответствующая поправка. Разница, видимо, связана с неточным воспроизведением моделью Рэля профиля скорости в ядре (см. в частности Richardson et al., 1989; Armi et al., 1989).

Медди: положение, минимальная глубина наблюдений	имя, время, км	H , м / R_{vm} , км	$v_{\theta m}$, см с ⁻¹	$v_{\theta 0}$, см с ⁻¹	$v_{\theta 0} / v_{\theta m}$ (%)	ζ (ζ_{alt}) см	$ \omega_m / f$	$ \omega_0 / f$	ω_0 / ω_m , %	N / f	Ссылка, приборы*
<i>Иберийский бассейн (молодые медди)</i>											
Ulla, 04.1997, 45° с.ш., 12° з.д., 0 m		1000 / 15	17	7	44%	2 (2)	0.36	0.07	21%	69	Paillet et al., 2002, CTD, XBT, LADCP, RAFOS, DDB, SF
Pinball (A3), 01.1994, 37-38° с.ш., 10-12° з.д., 0 m		1100 (700- 1200) / 18 (10- 35)	25 (20- 30)	15 (10- 20)	60%	6 (0)	0.52	0.16	30%	81	Pingree, 1995; Oliveira et al., 2000; RAFOS, SF, SLA, SST
B2, 04-05.1991, 38° с.ш., 13° з.д., 100 m		1300 / 25	31	18	58%	8	0.39	0.11	29%	81	Schultz Tokos et al., 1994; CTD, RAFOС, SF
Aska(B1), 04- 05.1991, 38° с.ш., 13° з.д., 100 m		1000 / 18	27	15	55%	5	0.55	0.15	28%	81	Schultz Tokos et al., 1994; CTD, RAFOС, SF
Smeddy, 03.1992, 36° с.ш., 9° з.д., 0 m		800 / 12	17	8	47%	2	0.55	0.13	24%	85	Pingree and Le Cann, 1993a; CTD, XBT, PF, SST
Модельный медди		- / <50	10	7	70%						Kase et al. (1989), численная гидродинами- ческая модель
A		- / -	5	3	60%						Stammer et al., 1991, CTD, буйковые станции, SLA
B		- / -	7	2	29%						Stammer et al., 1991, CTD, буйковые станции, SLA

Продолжение Таблицы 6.1.

Медди: имя, положение, время, минимальная глубина наблюдений	H , м / R_{vmb} , км	$v_{\theta m}$, см с ⁻¹	v_{ω} , см с ⁻¹	$v_{\omega}/v_{\theta m}$ (%)	ζ (ζ_{alt}) см	$ \omega_m $ /f	$ \omega_0 $ /f	ω_0/ω_m , %	N/f	Ссылка, приборы*
D	- / -	12	4	33%						<i>Stammer et al., 1991, CTD, буйковые станции, SLA</i>
Aska (A)	- / 17	23	12	56%	4	0.48	0.12	26%	81	<i>Schultz Tokos et al., 1994, зонды (CTD), RAFOS, SF</i>
B1	- / 25	25	10	40%	5	0.35	0.07	20%	81	<i>Schultz Tokos et al., 1994, зонды (CTD), RAFOS, SF</i>
B2	- / 30	31	18	58%	10	0.36	0.10	30%	81	<i>Schultz Tokos et al., 1994, зонды (CTD), RAFOS, SF</i>
A1	- / 18	23	23	100%	8	0.45	0.22	50%	81	<i>Oliveira et al., 2000, RAFOS, SF, SLA, ТПО</i>
A2	- / 37	20	17	83%	12	0.19	0.08	42%	81	<i>Oliveira et al., 2000, RAFOS, SF, SLA, ТПО</i>
<i>Азорский регион (старые медди)</i>										
Ceres, 07-09.1993, 36° с.ш., 24° з.д., 0m	1000 / 30	12	23	192%	13 (10)	0.15	0.14	96%	89	<i>Tychensky and Carton, 1998; CTD, XBT, SF, SLA</i>
Encelade, 10- 11.1993, 33° с.ш., 21° з.д., 0m	1000 / 35	14	8	57%	5 (8)	0.17	0.06	29%	95	<i>Tychensky and Carton, 1998; CTD, XBT, SF, SLA</i>
Hyperion, 07.1993, 35° с.ш., 28° з.д., 0 m	900 / 35	20	13	65%	8 (12)	0.23	0.07	33%	89	<i>Tychensky and Carton, 1998; CTD, XBT, SF, SLA</i>
Bobby92, 03.92, 35° с.ш., 23° з.д., 0 m	1100 / 22	30	15	58%	6	0.54	0.13	23%	91	<i>Pingree and Le Cann, 1993b; CTD, ADCP, SF</i>
A2 (Азорско- Бискайское поднятие)	<40	15	13	87%	9	0.14	0.06	43%		<i>Le Cann et al., 2005; CTD, RAFOS, ARGO, SF</i>
Sharon84, 09.1984 32° с.ш., 22° з.д., 100м	1000 / 23	25	9	36%	4	0.47	0.08	18%	91	<i>Schultz Tokos and Rossby, 1991; CTD</i>

Продолжение Таблицы 6.1.

Медди: имя, положение, минимальная глубина наблюдений	$H, м / R_{vm}$, км	$v_{\theta m}$, $см\ c^{-1}$	v_{ω} , $см\ c^{-1}$	$v_{\omega}/v_{\theta m}$ (%)	ζ (ζ_{alt}) см	$ \omega_m /f$	$ \omega_0 /f$	ω_0/ω_m , %	N/f	Ссылка, приборы*
Sharon85, 10.1985 27°с.ш., 24°в.д., 100м	1100 / 17	18	3	17%	1	0.53	0.04	8%	116	Schultz Tokos and Rossby, 1991; CTD
СРЕДНЕЕ		19	12	62%	7	0.40	0.11	32%	85	

*CTD – измерители электропроводности и температуры воды на вертикали; XBT – расходимый батитермограф; (L)ADCP – (погружаемый) доплеровский акустический измеритель течений; SF – поверхностные поплавки; DDB – поплавки с заглубленным парусом; RAFOS, ARGO – подповерхностные поплавки; SLA – аномалии уровня моря; ТПО – температура поверхности океана.

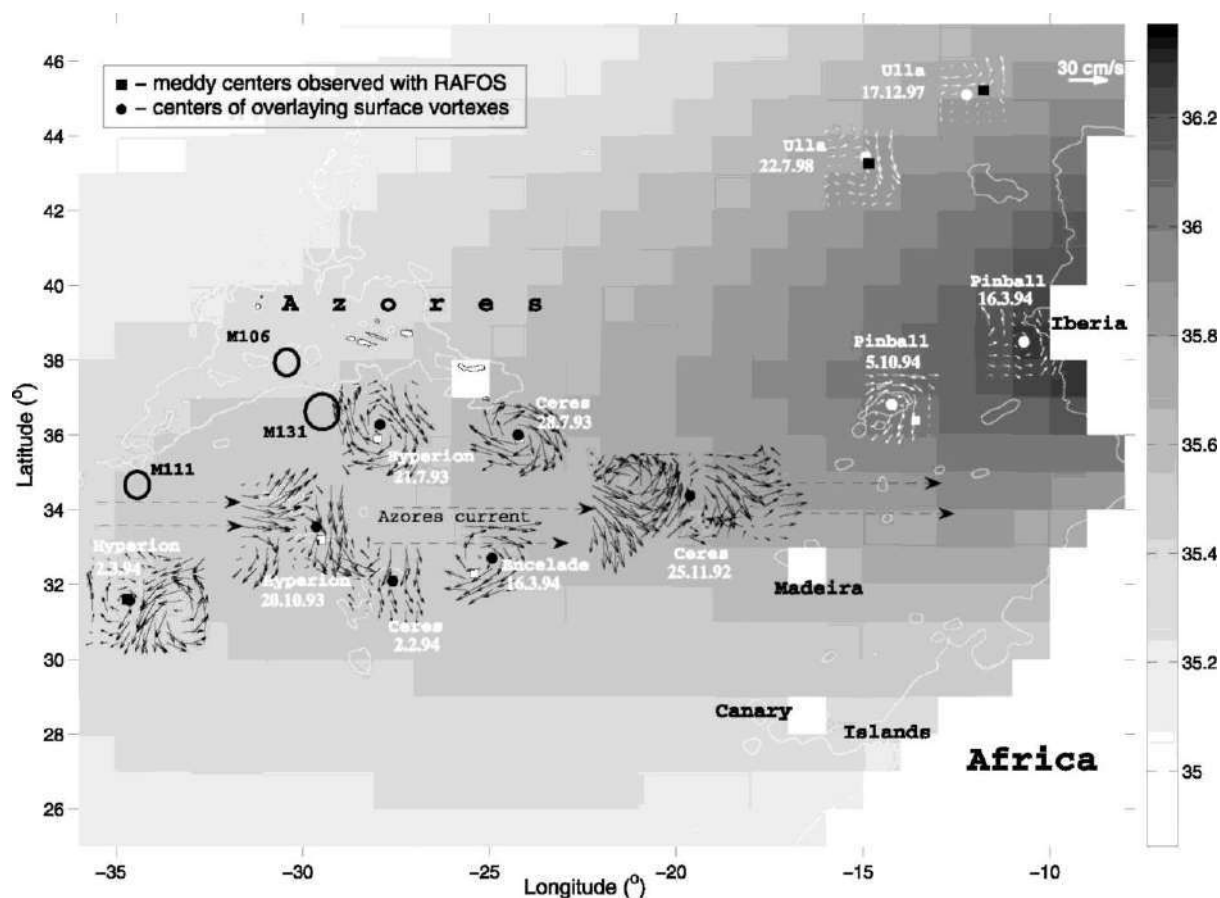


Рис. 6.5. Соленость на глубине 1000 м (цвет, хорошо виден язык средиземноморских вод) Белые квадраты – положения центров медди на траекториях поплавков RAFOS в указанные даты (см. также таблицы 6.1 и 6.2). Черные и белые стрелки – геострофические течения по данным альтиметрии на период наблюдения медди; черные/белые круги – центры антициклонических вихрей на поверхности, ближайших к центрам медди. Штриховые горизонтальные линии показывают среднее положение струи Азорского течения. Черные окружности – положения трех медди, наблюдавшихся в рейсе НИС «Архипелаго» (рис. 6.1). Белая линия – изобата 2000 м (из Bashmachnikov et al., 2009a).

Наблюдения показывают, что все наблюдавшиеся медди транслировали динамические сигналы к поверхности моря, причем пиковая скорость антициклонического вращения на поверхности моря составляла в среднем 72% от скорости вращения ядра

медди. Исключение составлял медди Ceres, над которым пиковая азимутальная скорость поверхностного сигнала заметно превышала скорость в ядре на глубине 800 м. Причиной было слияние поверхностного проявления этого медди с антициклоническим меандром Азорского течения, резко усилившего его сигнал на поверхности моря (Richardson and Tychensky, 1998).

На рис. 6.5 показаны проявления в альтиметрии AVISO некоторых из перечисленных в таблице 6.1 медди, обнаруженных по вертикальным зондированиям *in situ* в начале траекторий их движения, и которые далее отслеживались поплавками нейтральной плавучести RAFOS, выпущенных в ядрах медди, в течении длительного времени (до 1.5 лет) (Tychensky and Carton, 1998). Один и тот же медди иногда дает четкий сигнал на поверхности моря, а иногда этот сигнал практически отсутствует. Ниже приводится подробный разбор поверхностных проявлений этих медди вдоль их траекторий.

Медди Zoe наблюдался в течение 5 месяцев (09.1994 г.-02.1995 г.) поплавками RAFOS к югу от Азорских островов (Richardson and Tychensky, 1998). В самом начале траектории характеристики медди определены по серии судовых вертикальных зондирований. Поверхностный медди сигнал был весьма отчетлив в альтиметрии в течении всего времени его отслеживания поплавками RAFOS (рис. 6.6a-с).

В январе 1995 г., сигнал резко усилился (рис. 6.6с), причем увеличение относительной завихренности отмечалось также в ядре медди и сопровождалось быстрым дрейфом поплавок RAFOS к центру медди (рис. 6.6а), что указывает на сильные изменения внутри ядра. Корреляция средней и пиковой относительной завихренности поверхностного сигнала (ω_0) с вариациями относительной завихренности в ядре медди (ω_m) составила 0.76, что указывает на сильную связь изменений характеристик ядра медди и интенсивности поверхностного сигнала. Предположительно эта изменчивость связана со слиянием медди Zoe с другим медди к востоку от о. Санта Мария. На это указывает слияние поверхностного сигнала Zoe с интенсивным поверхностным антициклоном, огибавшим восточную оконечность Азорского подводного плато и приближавшимся к Zoe с северо-востока (рис. 6.6b).

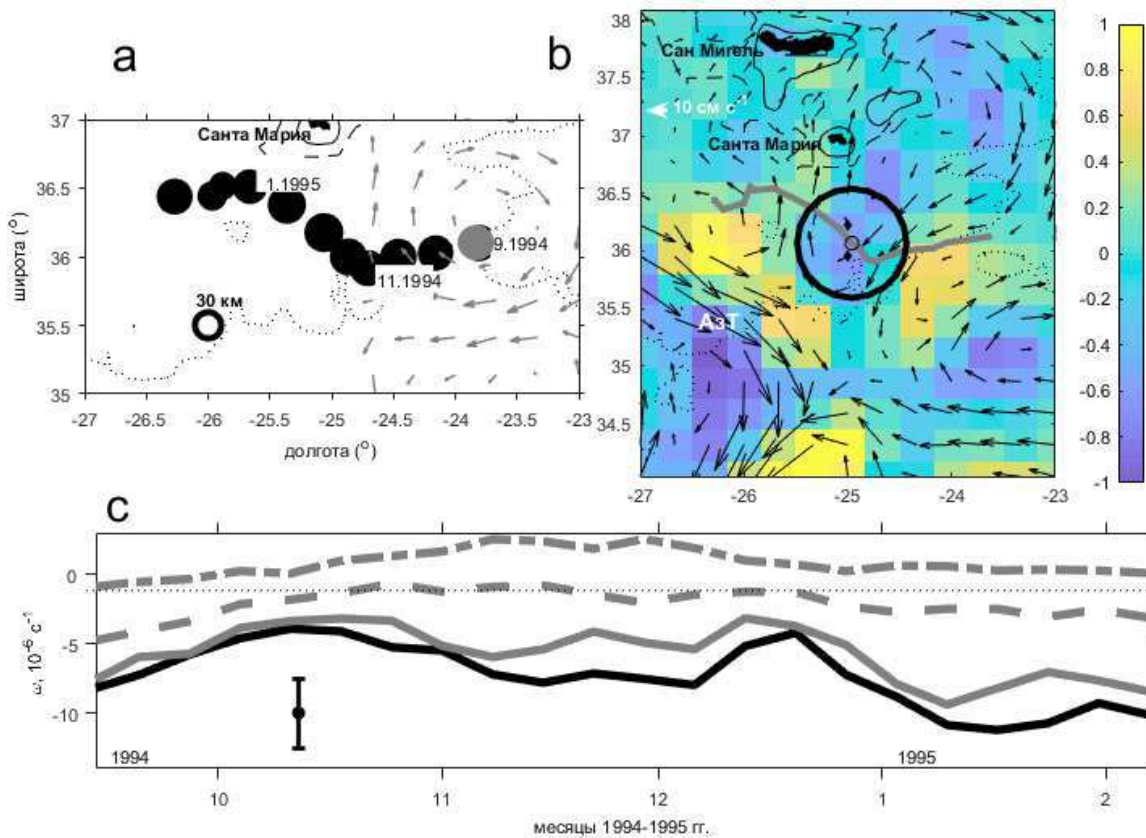


Рис. 6.6. Траектория и изменение во времени характеристик медди Зое и его поверхностного сигнала. (а) Траектория Зое по данным поплавок RAFOs (направление движения – на запад). Цифрами (месяц и год) отмечены даты начала соответствующих месяцев. Размер черных кружков характеризует радиус (км) вращения поплавков RAFOs. Стрелки – поверхностные течения по данным AVISO на дату первого наблюдения в сентябре 1994 г. (кружок серого цвета). Представлены изобаты 1000 м (сплошная), 2000 м (штриховая), 4000 м (пунктир). (б) Пример поля относительной завихренности (10^{-5} с^{-1} , цвет) и геострофических течений (стрелки) по данным AVISO от 22.11.1994 г. Положение медди, отмеченное черным кружком. Серая линия показывает траекторию медди с 13.09.1994 г. по 10.02.1995 г. (с) Эволюция за период наблюдений пиковой относительной завихренности (10^{-6} с^{-1}) ядра медди по данным поплавков RAFOs (сплошная черная линия) и относительной завихренности поверхностного сигнала над медди, средней в области $r < 20$ км (центр медди – сплошная серая линия), $r = 20-60$ км (серые штрихи), $r = 60-80$ км (серый штрихпунктир), по данным AVISO. Вертикальный отрезок показывает максимальную погрешность средних значений относительной завихренности в данных AVISO (из Bashmachnikov and Carton, 2012).

Медди Hyperion (07.1993 г. - 12.1994 г.) (Richardson and Tychensky, 1998; Richardson et al., 2000) наблюдался поплавками RAFOs от 36° с.ш. до 27° с.ш. (рис. 6.7а). Медди был четко виден на поверхности моря в период его обнаружения и детального исследования вертикальными зондированиями в июле 1993 г. к югу от Азорских островов (рис. 6.5). Связанный с ним поверхностный антициклон двигался вместе с медди и был непрерывно отслежен вплоть до сентября-октября 1993 г., когда он слился с антициклоническим меандром Азорского течения (рис. 6.7б). В октябре 1993 г. медди начал быстро перемещаться на юг, отделившись от меандра. В течении 20 дней его средняя скорость

составляла 5 см с^{-1} , а антициклоническая завихренность над ним, на поверхности моря, сильно ослабла и стала трудно различимой на фоне относительной завихренности Азорского течения (рис. 6.5 и рис. 6.7с). Уже с конца октября сигнал снова усилился, позволяя отслеживать медди к югу от Азорского фронта, однако стал существенно менее интенсивным.

В октябре-ноябре медди проходил над подводной горой Платона (вертикальная линия на рис. 6.7с). Здесь поплавков RAFOS временно прекратил вращение и зафиксировал внезапное падение температуры. После огибания плато поплавков возобновил свое вращение, но с существенно большим радиусом (рис. 6.7а, см. также Richardson et al., 2000). В период контакта с горой можно предполагать частичное разрушение ядра медди, которое, впрочем, не сопровождалось его распадом. На это указывает не только поведение поплавка, но и скорое восстановление поверхностного сигнала медди (рис. 6.7с). Поскольку поверхностный сигнал прошел к западу от горы Платона, а поплавков RAFOS – к востоку, то можно предполагать расщепление и последующее слияние частей медди за горой. Подобный процесс ранее наблюдался в модельных исследованиях (Cenedese, 2002).

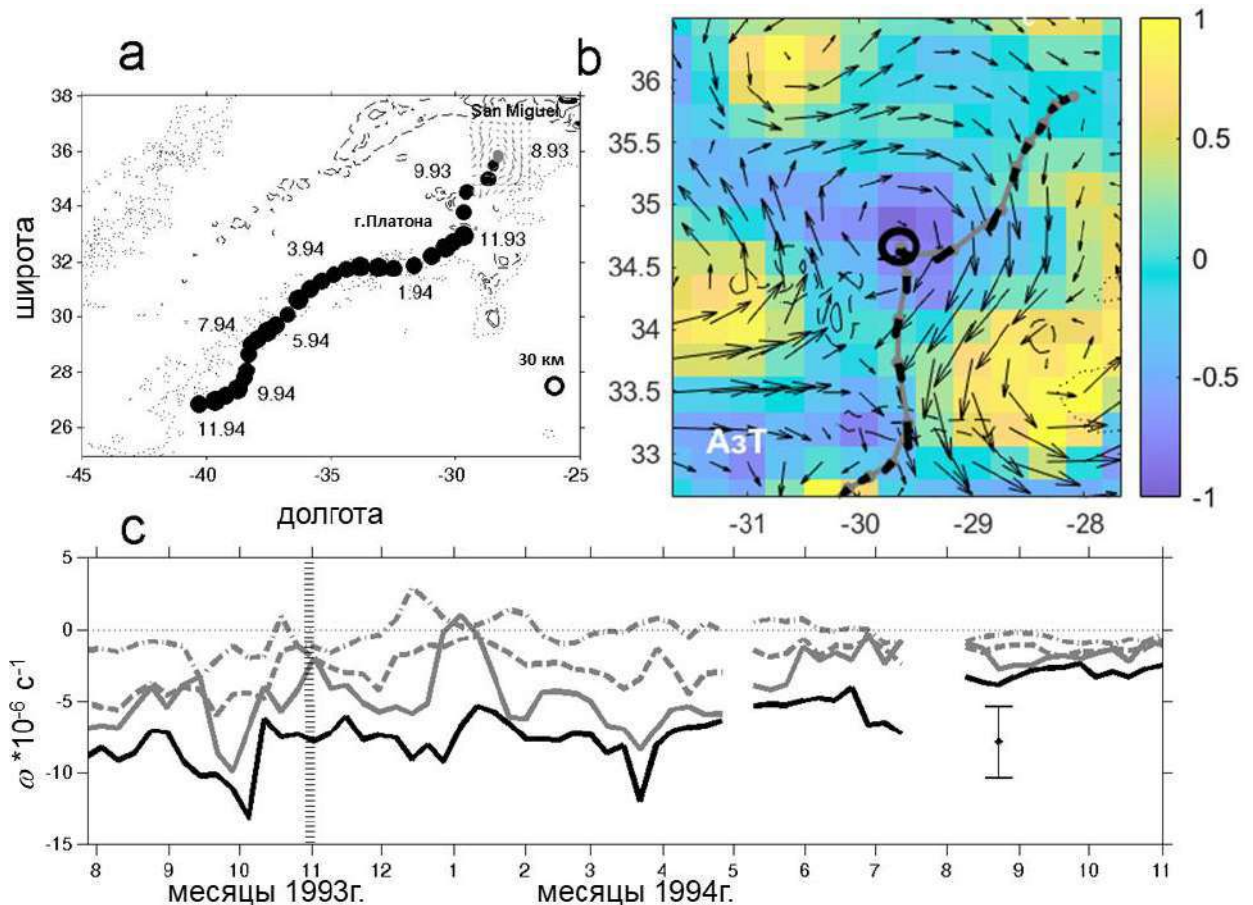


Рис. 6.7. (а) Траектория и изменение во времени характеристик медди Нурегин (направление движения медди – на юго-запад); (б) геострофические течения AVISO приведены на 22.09.1993 г. (с) Пиковая относительная завихренность ядра медди и его сигнала в спутниковой альтиметрии. Вертикальная штриховая линия в ноябре 1993 г. отмечает период взаимодействия с горой Платона. См. подробнее в описании к рис. 6.6 (из Bashmachnikov and Carton, 2012).

Следующее исчезновение поверхностного сигнала над медди случилось 3 месяца спустя, в период смыкания над медди двух сильных поверхностных циклонов, сопровождавшие медди во время практически всего его движения на запад вдоль южной границы Азорского течения (рис. 6.5).

Затем сигнал медди, с тремя короткими перерывами, прослеживался на протяжении 17 месяцев, постепенно ослабевая (рис. 6.7с). Поплавки RAFOS всплыли на поверхность в январе 1995 г. При этом поплавок еще 3 недели антициклонически кружили на поверхности, продолжая общее движение на запад вдоль траектории медди (Richardson and Tychensky, 1998). После подъема поплавков на поверхность моря удалось проследить антициклоническую структуру, двигавшуюся на запад, по данным спутниковой альтиметрии по меньшей мере в течение еще 3^х месяцев (черная линия на рис. 6.11, см. методику в разделе 6.7).

Медди Ceres (08.1993 г. - 01.1994 г.) в период наблюдений имел среднюю интенсивность (Richardson and Tychensky, 1998), но, тем не менее, он был четко виден на поверхности по данным альтиметрии (рис. 6.5). С момента выпуска поплавков RAFOS в ядре медди в июле 1993 г., поверхностный сигнал Ceres прослеживался в течение 4^х месяцев. Он двигался на запад и потом на юг (рис. 6.11). С середины октября 1993 г. медди взаимодействовал с меандром Азорского течения, после чего отмечен быстрый перенос медди на юг со скоростью до 10 см с⁻¹. Антициклонический меандр, при этом, двигался отдельно от медди. С этого момента поверхностный сигнал Ceres стал прерывистым (рис. 6.5). Это может объясняться нарастающим ослаблением медди, который через три месяца после пересечения Азорское течение распался при взаимодействии с горами Круизер (Cruiser) и Ирвинг (Irving) (Richardson et al., 2000). Характерное ослабление и потери части объема медди при пересечении ими Азорского течения отмечалось в главе 4.

Медди Encelade (09.1993 г. - 05.1994 г.) представлял собой довольно интенсивный вихрь с изначально сильным поверхностным сигналом (рис. 6.5). Такая выраженность антициклонического сигнала на поверхности моря была связана с захватом медди меандра Азорского течения. Через 2 недели Азорское течение сдвинулось на север, а медди начал двигаться на запад (рис. 6.11), вдоль южной границы течения, увлекая за собой меандр. Одновременно к юго-западу от медди Encelade сформировался циклон, который тоже следовал за медди. Дальнейшие колебания интенсивности поверхностного сигнала над медди были связаны с изменением расстояния между медди и центром циклона (при сближении центров антициклонический сигнал над медди ослабевал). В мае-июне 1994 г., при взаимодействии с горой Круизер, медди распался на два вихря, каждый из которых отслеживался одним из захваченных медди поплавков RAFOS (Richardson et al., 2000).

Помимо старых медди у Азорских островов, два молодых медди отслеживались поплавками непосредственно возле Пиренейского полуострова.

Медди Pinball (01-09.1994 г.) был обнаружен во время его формирования в Лиссабонском каньоне, к югу от поднятия Эстремадура (рис. 6.8а, см. также Pingree, 1995, 2002). Это был изначально довольно маленький медди, и в начальный период стагнации (январь-июнь 1994 г.) устойчивого сигнала на поверхности моря над ним не наблюдалось (рис. 6.5 и рис. 6.8b,c). Сигнал Pinball начал было проявляться на 30-40 сутки после начала наблюдений, но затем медди нырнул под образовавшийся к северо-востоку циклон (Richardson et al., 2000) и его поверхностный сигнал опять практически исчез (рис. 6.8b). Образование самого циклонического сигнала вблизи побережья вероятно происходило

вследствие взаимодействия медди Pinball с поверхностным апвеллинговым течением южного направления (Aiki and Yamagata, 2004). С апреля-мая 1994 г. Pinball стал удаляться от континентального склона, оставив циклон к востоку. Антициклонический поверхностный сигнал над медди стабилизировался, хотя оставался довольно слабым (рис. 6.8с). Сигнал резко усилился после слияния Pinball с Meddy-18 мае-июне 1994 г. (рис. 6.8а,с) у северной оконечности гор Жозефины. При столкновении Pinball с Meddy-18, можно было наблюдать, как отдельные антициклонические сигналы этих двух медди слились вместе на поверхности моря. Одновременно наблюдался рост аномалии уровня моря над медди Pinball (рис. 6.19с), что говорит о росте радиуса медди и подтверждает факт слияния. Следующее слияние было зафиксировано с Meddy-R в ноябре-декабре 1994 г. (рис. 6.5, см. Pingree, 2002), когда медди уже не отслеживался поплавками RAFOS. Потеря поплавок RAFOS в конце 1994 г. могла произойти из-за разделения ядра медди Pinball у подводной горы Лион (Richardson et al., 2000).

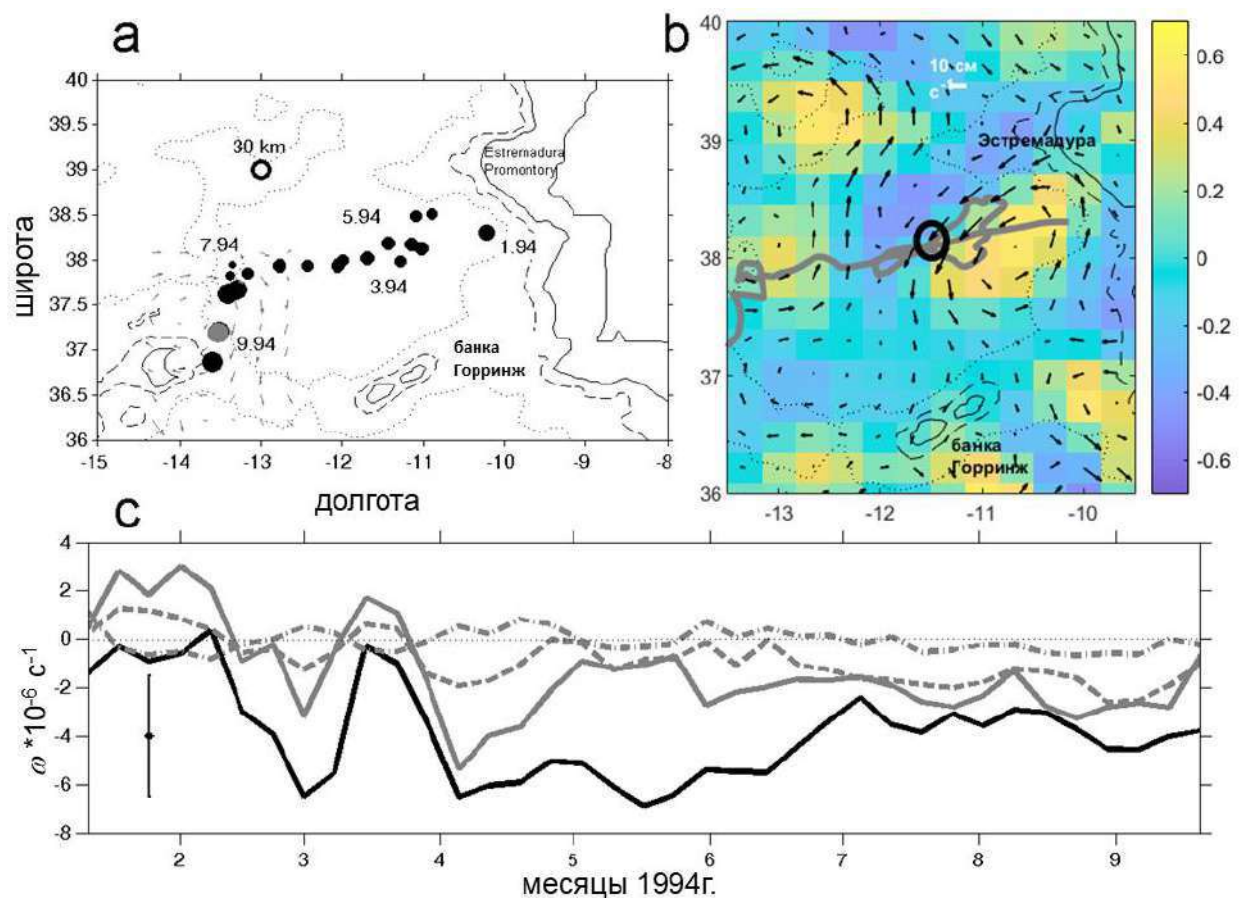


Рис. 6.8. (а) Траектория и изменение во времени характеристик медди Pinball (направление движения медди – на запад и затем на юг); (б) геострофические течения AVISO приведены на 04.05.1994 г. (с) Относительная завихренность ядра медди и его сигнала в спутниковой альтиметрии. См. подробнее в описании к рис. 6.6 (из Bashmachnikov and Carton, 2012).

Самым северным из медди, наблюдавшимся поплавками RAFOS более года, был достаточно интенсивный северный медди Ulla (04.1997 г. – 09.1998 г.) (Paillet et al., 2002). Этот медди был зафиксирован примерно на 45°с.ш., к северо-западу от мыса Финистерре, и отслеживался 1.5 года (рис. 6.5 и 6.11 – черные точки). Поверхностные поплавки, выпущенные над медди, подтвердили, что медди имел антициклонический сигнал на

поверхности моря. Несмотря на это, перемещения медди Ulla плохо прослеживались в альтиметрии (рис. 6.5). В начальный период стагнации (рис. 6.11), когда медди в течении года совершил лишь несколько быстрых хаотических движений вблизи своего исходного положения, поверхностный сигнал медди часто пропадал, а непрерывное отслеживание было возможно периодами по 3-4 месяца. После того, как Ulla стал быстро перемещаться на юг, с мая по август 1998 г., его поверхностный сигнал стал достаточно хорошо выраженным. В августе 1998 г. поверхностный сигнал Ulla слился с другим антициклоническим сигналом, который двигался с запада и мог принадлежать другому медди. Затем слившийся поверхностный сигнал продолжил движение на юго-запад, однако к этому моменту Ulla уже потерял свой поплавок RAFOS и идентификация наблюдавшегося слабого антициклона как сигнала медди является гипотетической.

Все вышеупомянутые поверхностные сигналы медди 1993-1994 гг., непрерывно отслеживаемые в течении нескольких месяцев, были обнаружены по данным единственной спутниковой миссии Т/Р. Только при отслеживании медди Ulla, данные Т/Р были дополнены данными спутника ERS-1 в альтиметрии AVISO. Многомесячная фиксация сигнала, пусть и довольно слабого, над небольшим медди Ulla (табл. 6.1) подтверждает важность увеличения количества альтиметрических миссий для обнаружения вихрей. Это также говорит о том, что приводимые выше статистические оценки Tournadre (1990) несколько занижают вероятность отслеживания вихрей по данным альтиметрии AVISO.

Таблица 6.2. Средние значения относительной завихренности (нормированные на f) на поверхности моря по данным AVISO на разном удалении от центра медди (ω). ω_0 – пиковая относительная завихренность в пределах 100 км от центра медди.

Медди (промежуток наблюдений)	Zoe (09.94- 02.95)	Hyperion (07.93- 06.94)	Encelade (11.93- 05.94)	Ceres (08.93- 01.94)	Pinball (01-09.94)
ω/f на расстоянии 20 км	-0.07 ±0.02	-0.06 ±0.03	-0.08 ±0.02	-0.05 ±0.06	-0.02 ±0.02
ω/f на расстоянии 45 км	-0.03 ±0.01	-0.03 ±0.02	-0.06 ±0.01	-0.03 ±0.03	-0.01 ±0.01
ω/f на расстоянии 75 км	0.01 ±0.01	-0.01 ±0.01	-0.02 ±0.01	-0.01 ±0.01	-0.00 ±0.01
Среднее фоновое значение ω/f в квадрате 4° x 4°	-0.005 ±0.003	0.001 ±0.005	0.004 ±0.002	0.000 ±0.003	0.001 ±0.001
ω_0/ω_m , %	20 ±5%*	40 ±20%	35 ± 5 %	45 ±45%	20 ± 35 %**
$\omega_0 < 0$, $\omega_{0min} < 0$, в % от времени наблюдений	100, 100%	93, 94 %	100, 100%	70, 100%	78, 100%
% времени, когда макс. относительная завихренность наблюдалась над медди (в квадрате 4° x 4°)	20%	35%	90%	40%	20%

* В связи с отсутствием информации, относительная завихренность ядра была принята постоянной и равной $-0.2f$.

** Включает начальный период стагнации вихря, когда еще не сформирован антициклонический сигнал.

В таблице 6.2 приведена статистика характеристик поверхностных сигналов медди, описанных выше, на периоды их наблюдений поплавками RAFOS. Полученная по данным альтиметрии AVISO вдоль траекторий относительная завихренность поверхностных сигналов (ω_0) была сравнима с таковой ядер медди (ω_m) и составляла от 20 до 50% (в среднем 30%) от значения ω_m , что согласуется с величиной отношения ω_0/ω_m разовых наблюдений *in situ* для 17 различных медди (табл. 6.1). Динамический радиус аномалий относительной завихренности поверхностного сигнала медди в данных AVISO примерно в два раза превосходил динамический радиус ядра медди, но эта разница отчасти может быть связана с «размазыванием» сигнала в интерполированных данных AVISO (см. раздел 2.4).

Аномалии относительной завихренности на поверхности моря обычно достигают максимума вблизи центров наблюдаемых медди (т.е. на расстояниях не более 20-50 км от центра медди, определенного по данным поплавок RAFOS), превышая более чем на порядок средние фоновые значения вокруг медди. Модуль величины относительной завихренности поверхностного сигнала монотонно уменьшался от пиковых значений над центром медди практически до нуля на расстояниях 50 - 100 км от центра. Причем медди сопровождалась аномалиями отрицательной относительной завихренности от 80 до 100% от времени их отслеживания. Исключение составляли медди Pinball на начальном участке своей траектории (т.е. течения некоторого времени после его формирования) и медди Ceres. Последний лишился поверхностного сигнала по пересечении Азорского течения и уже не восстановил его вплоть до своего распада на подводной горе Ирвинг (Richardson et al., 2000).

Пиковая относительная завихренность поверхностного сигнала анализируемых медди, вероятно заниженная в данных AVISO (см. раздел 2.4), составляла порядка $-0.1f$.

В связи с выявленной интенсивностью и относительной стабильностью сигналов над медди была сделана попытка проследить медди по данным спутниковой альтиметрии в периоды, когда они не фиксировались натурными наблюдениями (см. методику в разделе 6.7). Сигнал медди M131, обнаруженный в сравнительно динамически спокойном районе к югу от Азорских островов в августе 2005 г. (рис. 6.1 и рис. 6.2), можно было непрерывно проследить назад по времени до октября-декабря 2003 г. (рис. 6.9). Во это время наблюдалась 4х-месячная стагнация медди у горы Жозефина при которой сигнал был слабым. Позже, с февраля по декабрь 2004 г., M131 активно двигался на запад и его сигнал на поверхности моря существенно усилился. Средняя скорость движения сигнала была около 2 см с^{-1} , что является характерной скоростью движения медди (см. раздел 4.3.2). В январе 2005 г., когда M131 огибал юго-восточную оконечность Азорского плато поверхностный сигнал медди приобрел эллиптическую форму, но уже в феврале восстановил округлую форму. Поверхностный сигнал медди прошел вдоль южной окраины Азорского плато, огибая его по изобате 2000м. В июне 2005 г., незадолго до фиксации медди натурными наблюдениями, M131 захватил часть меандра Азорского течения, отчего его сигнал на поверхности моря существенно интенсифицировался. Это подтверждается наблюдениями судового термометра, который в августе 2005 г. отметил увеличение температуры поверхности моря относительно окружающего океана (на $0.3-0.6^\circ\text{C}$) на периферии поверхностного проявления M131 в альтиметрии, что означает захват медди более теплых вод Азорского течения. После этого медди медленно пошел на юго-запад и в октябре 2005 г., после слияния с другим меандром Азорского течения, быстро двинулся на юг, пересекая течение. В момент пересечения Азорского течения, отделяясь от

антициклонического меандра, медди на время потерял свой поверхностный сигнал (см. выше анализ медди Hyperion и Ceres) и проследить его далее было проблематично.

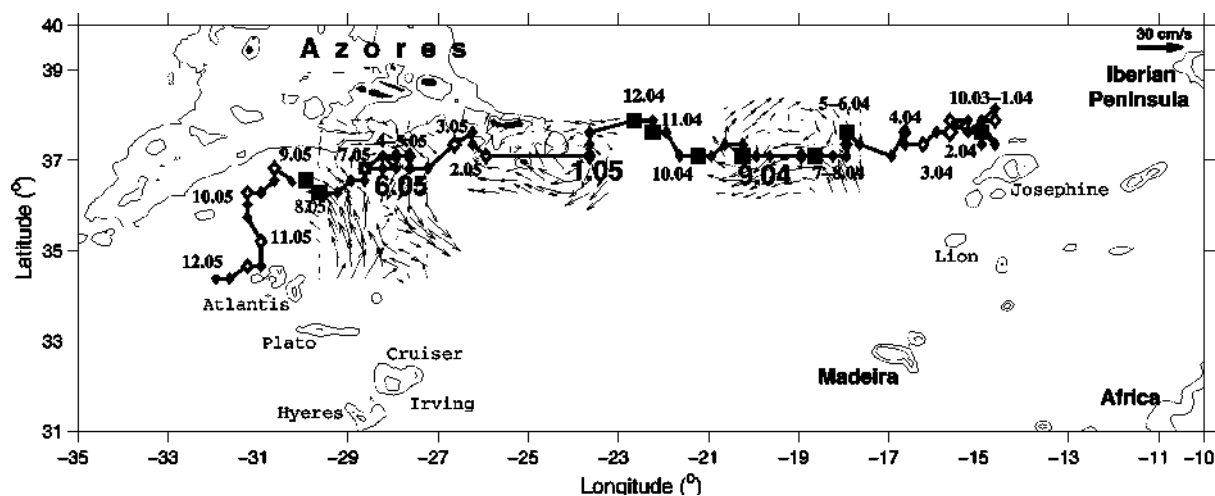


Рис. 6.9. Предположительная траектория движения медди M131, назад и вперед по времени от его положения, зарегистрированного в августе 2005 г. (рис. 6.1-6.2). Черные квадраты отмечают местонахождения медди, в которых была отмечено выраженное уменьшение температуры воды с расстоянием от предполагаемого центра медди (по данным вертикальных зондирований *in situ* на 600-900 м). Поверхностные геострофические течения (по данным AVISO) показаны для 3х местоположений медди, где даты подписаны жирным шрифтом. Показаны изобаты 1000 и 2000 м (из Bashmachnikov et al., 2009a).

Предполагаемый путь медди M131 (рис. 6.9) проверялся с помощью данных вертикальных зондирований *in situ*. Выбирались все имеющиеся профили в радиусе 350 км от среднемесячного местоположения отслеживаемого сигнала и в пределах 15 дней от даты альтиметрических наблюдений. Большинство используемых профилей имело значения температуры только до глубин 800-900 м, поэтому в анализе использовалась разница аномалий температуры на горизонтах 600 м и 800 м относительно климатологических значений ($\Delta T = T_{800\text{м}} - T_{600\text{м}}$): при наличии медди $\Delta T > 0$ и должна быть выше, чем в климатологии. Также рассчитывался интеграл от значений аномалий температуры между этими двумя горизонтами и его климатологическими значениями (T_{int}).

По наблюдениям в августе 2005 г. (рис. 6.10a) было показано, что оба параметра, ΔT и T_{int} , монотонно убывают с расстоянием от центра M131 и неплохо аппроксимируются логарифмическими кривыми с коэффициентами детерминации 0.43 и 0.86, соответственно. За 2004 г. было проанализировано 75 температурных профилей базы данных World Ocean Database (рис. 6.10b). Видно устойчивое падение рассчитанных аномалий с расстоянием от предполагаемого центра медди и возможность аппроксимации зависимости логарифмическим законом с коэффициентом детерминации порядка 0.3. Особенно высокие коэффициенты детерминации были отмечены в январе, мае, июле, сентябре, октябре и декабре 2004 г., когда при средние значения по всем месяцам составили 0.6 (см. положения поверхностного сигнала, отмеченные черными квадратами на рис. 6.9). Таким образом, анализ данных *in situ* подтверждает, что выявленная по альтиметрии AVISO траектория соответствует пути движения медди M131.

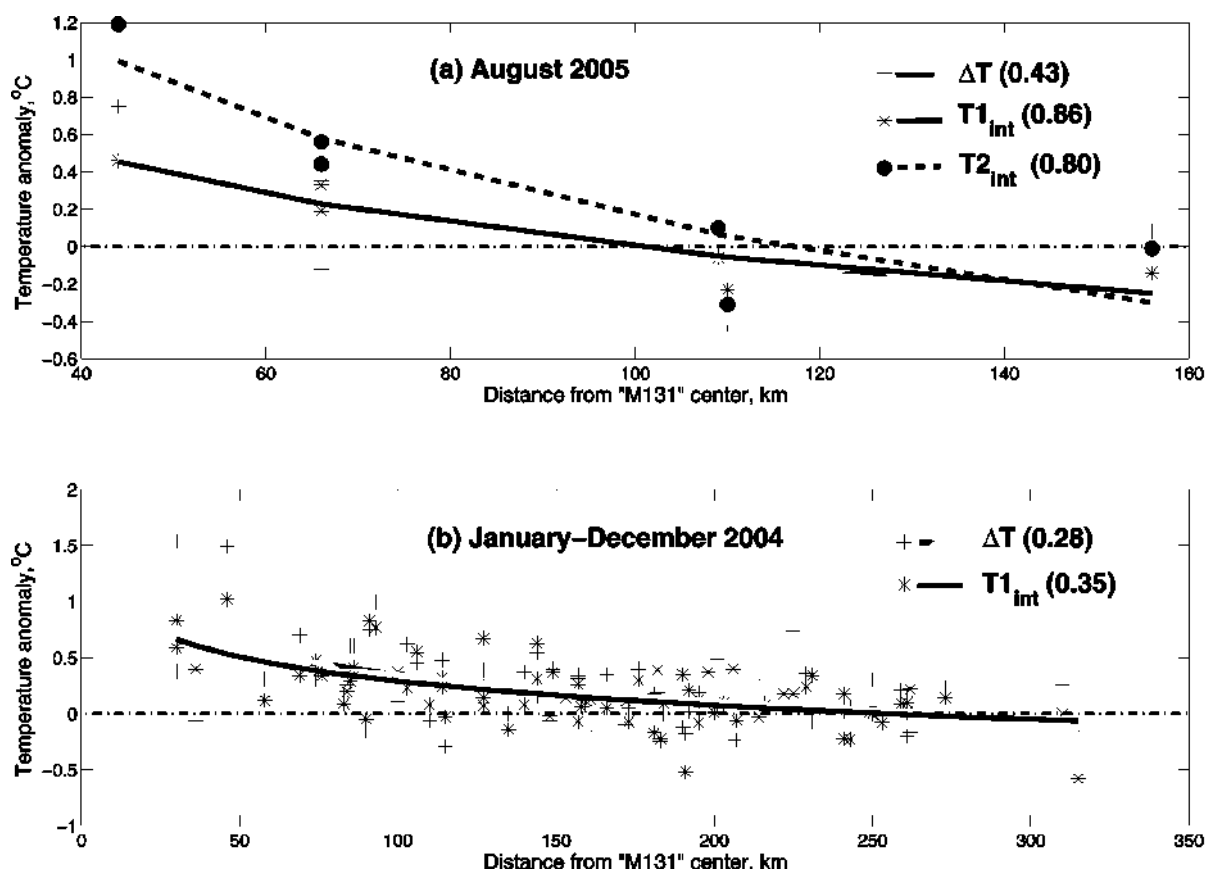


Рис. 6.10. Вертикальная разность аномалий температуры на глубинах 800 и 600 м относительно климатологии (ΔT , серые крестики) и интегральные аномалии температуры в слое 600–800 м (T_{1int} , черные звездочки), как функции расстояния до центра M131: (a) для наблюдений в августе 2005 г. (см. рис. 6.2); (b) по данным отслеживания медди в альтиметрии в январе–декабре 2004 г. (см. рис. 6.9). На (a) T_{2int} (черные точки) – то же, что и T_{1int} , но определяемые по аномалиям температуры в слое 800–1000 м. В скобках указаны коэффициенты детерминации аппроксимации наблюдений логарифмическими кривыми (из Bashmachnikov et al., 2009a).

Аналогично успешному отслеживанию M131, были продлены траектории поверхностных сигналов других медди (см. раздел 6.7), отслеженных по данным поплавков RAFOS (рис. 6.5, 6.11).

Поверхностный сигнал медди Zoe (рис. 6.6) мог быть отслежен вперед по времени в течении 9 месяцев (рис. 6.11, розовая траектория). В июне–июле 1995 г. поверхностный сигнал медди слился с антициклоническим меандром Азорское течение и дальнейшая судьба его неясна. В предшествующий период Zoe можно было проследить назад до января 1994 г. За это время, по данным поверхностного следа, медди двигался на запад (примерно вдоль 36°с.ш.) со средней скоростью 4 см с^{-1} . В предшествующее время, в октябре 1994 г., отмечалась «стагнация», сопровождаемая хаотическим движением вокруг одного и того же места. В период стагнации альтиметрический сигнал медди был заметно ослаблен. Антициклонический сигнал Zoe прослеживается назад до цепи гор Жозефины, которую медди обогнул с северной стороны в июне 1993 г. Медди Nureion можно было также проследить назад по времени в течение примерно 10 месяцев до момента его обнаружения в июне 1997 г. Как и Zoe, Nureion двигался по Центральному маршруту перемещения медди (см. раздел 4.3.2). Медди Ceres можно проследить вспять по времени примерно в

течении двух месяцев, с момента его предыдущего контакта с другим меандром Азорского течения на 20° з.д. (рис. 6.11). Медди Encelade был прослежен назад по времени до цепи подводных гор Жозефины, которую он обогнул с юга в январе-феврале 1993 г. (рис. 6.11). После расщепления медди Encelade на подводной горе Круизер альтиметрический сигнал прослеживался только над более интенсивным осколком медди, который проследовал на запад вдоль Азорского течения (его можно проследить по серии зеленых кружков на рис. 6.11) и далее был захвачен в области между подводными горами Круизер и Платона, где, видимо, и распался. Над другим поплавком RAFOS, который двигался на юг (рис. 6.11), четкого альтиметрического сигнала не прослеживалось. Поплавок вскоре перестал вращаться, видимо, в результате коллапса и этого осколка медди.

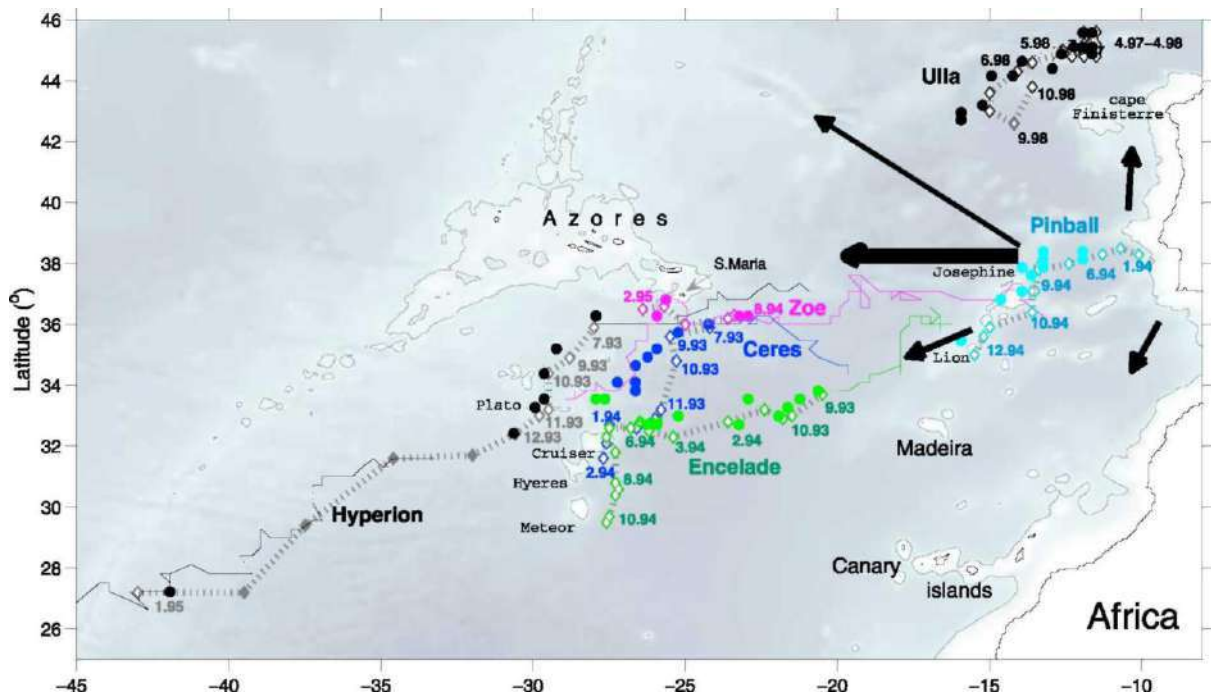


Рис. 6.11. Медди, отслеженные с помощью поплавков RAFOS (Richardson et al., 2000) и с помощью альтиметрии. Ромбы, соединенные пунктирными линиями, показывают местоположения и маршруты центров медди, отслеживавшиеся RAFOS (около некоторых положений медди указаны месяц и год наблюдения). Ближайшие точки того же цвета – соответствующие местоположения центров отслеживаемых поверхностных проявлений медди (антициклонических вихрей) по данным альтиметрии. Черным цветом показаны медди Hyperion и Ulla, розовым – Zoe, синим – Ceres, зеленым – Encelade, голубым – Pinball. Когда две линии расходятся, это означает, что сигнал медди был потерян. Сплошными цветными линиями показаны траектории движения медди вперед и назад по времени при отсутствии наблюдений *in situ*. Характерные маршруты перемещения медди показаны жирными черными стрелками (из Bashmachnikov et al., 2009a).

Таким образом, результаты исследования показали, что медди формируют достаточно интенсивные и устойчивые сигналы на поверхности моря (аномалии уровня моря составляли от 5 до 20 см, а аномалии относительной завихренности – от $-0.05f$ до $-0.15f$), чтобы их можно было обнаружить и непрерывно отслеживать данным альтиметрии AVISO по крайней мере в течении нескольких месяцев, а при благоприятных условиях – и больше года. Более того, антициклонические сигналы над медди формировали самую

интенсивную аномалию относительной антициклонической завихренности в окрестности медди от 20 до 90% суммарного времени отслеживания последних (табл. 6.2), т.е. по своей интенсивности могут быть сравнимы с наиболее энергетическими структурами этого района – меандрами Азорского течения

Отслеженные траектории нескольких медди показали, что они распространялись по Центральному маршруту, характерному для южных медди (см. раздел 4.3.2) и проходящему к северу от Азорского течения. Отслеженные медди пересекали Азорское течение на разных его участках. После пересечения поверхностный сигнал некоторых медди ослабевал и скоро терялся, что подтверждает предположение о частичном разрушении медди при пересечении течения, основанном на статистике данных наблюдений медди (см. раздел 4.4), а также на результатах модельных экспериментов.

6.3 ТЕОРИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ МЕДДИ

6.3.1 ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ МЕДДИ В ТРЕХСЛОЙНОМ ОКЕАНЕ

Медди практически всегда движутся относительно верхнего слоя над ними. Это связано с изменением скорости течений с глубиной, с разницей максимальной скорости фонового течения и скорости сноса вихря этим течением, а также с наличием собственной скорости движения мезомасштабных вихрей. Последнее создает движение вихря относительно верхнего слоя даже в неподвижной среде, а также усиливает разницу скоростей в субтропической северо-восточной Атлантике, где медди часто движутся против поверхностного среднего течения (Hebert, 1988; Paillet et al., 2002; Carton et al., 2002).

Перемещение медди относительно верхнего слоя вызывает сжатие колонок набегающей жидкости над медди. Для трехслойного океана (слой 1 – над ядром медди, слой 2 – ядро медди и слой 3 – под ядром медди), легко оценить относительную завихренность над фронтальной частью ядра через закон сохранения потенциальной завихренности.

Записанный для верхнего слоя моря как $q = \frac{f + \omega_0}{H_s - H_m}$, получаем:

$$\omega_0 = -\frac{\Delta H}{H_s} f. \quad (6.1)$$

Здесь $\Delta H = H_s - H_m$ – сжатие поверхностного слоя океана над медди, H_s – средняя толщина верхнего слоя, H_m – толщина верхнего слоя над центром медди (подъем изопикны над ядром медди).

Выражение (6.1) показывает, что над фронтальной частью медди будет генерироваться антициклон, который и формирует аномалию уровня моря, связанную с медди (рис. 6.12). Отсюда следует, что поверхностный сигнал медди – это не проекция динамического сигнала медди на поверхность моря, а генерируемый медди антициклон в верхнем слое моря. На это указывают и наблюдения (рис. 6.4). Дальнейшее взаимодействие антициклона с медди может привести к слиянию их вертикальных осей, либо к совместному

вращению обеих динамических структур вокруг общего центра (Polvani, 1991).

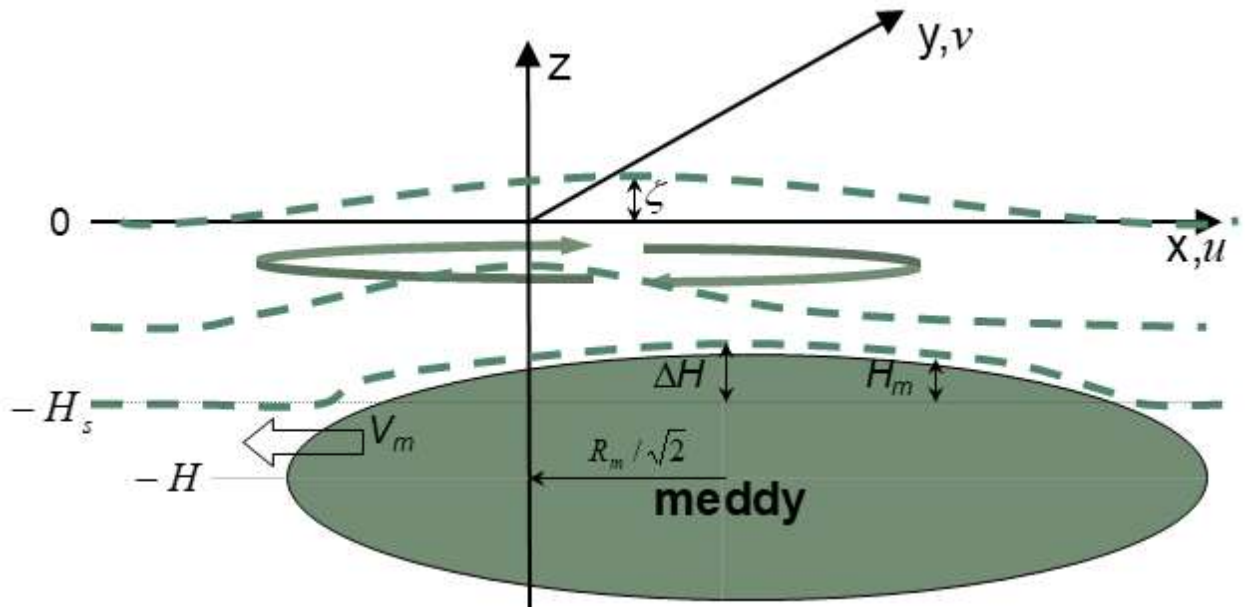


Рис. 6.12 Схематичное изображение образования поверхностного сигнала над движущимся медди. H – глубина центра ядра медди, H_s – средняя глубина изопикны, оконтуривающей медди сверху, H_m и ΔH – локальное и максимальное вертикальное смещение этой изопикны над движущимся медди, ζ – аномалия уровня моря, сформированная медди, R_m – динамический радиус медди, V_m – скорость движения медди относительно верхнего слоя океана.

Изначально возникающая дивергенция вод над движущимся медди ослабевает со временем под влиянием силы Кориолиса, закручивающей жидкость по часовой стрелке. В рассматриваемой трехслойной модели геострофический баланс верхнего однородного слоя достигается за счет подъема поверхности моря над формирующимся антициклоном, которое, с использованием выражения (6.1), можно оценить как:

$$\zeta \sim -\frac{f R^2 \omega_0}{4g} \sim \frac{f^2 R^2 \Delta H}{4g H_s}, \quad (6.2)$$

По данным наблюдений из разных литературных источников, максимальная величина подъема изопикны над медди $\Delta H \sim 50-100$ м. Характерная глубина этой изопикны в окружающем медди океане (H_s), как правило, на 200 м меньше глубины центра ядра медди (H) (Hebert, 1988; Paillet et al., 2002; Carton et al., 2002):

$$H_s = H - 200(m).$$

При характерных значениях $H \sim 900$ м (табл. 6.1), примем характерное значение $H_s \sim 700$ м. Тогда, согласно выражению (6.1), относительная завихренность ранее неподвижного верхнего слоя ω_0 составит от $-0.07 f$ до $-0.14 f$, что составит 20-40% от максимальной завихренности медди ($\omega_m \sim -0.3 f$). Это неплохо соответствует данным

наблюдений (табл. 6.1 и 6.2). При $f \sim 8 \times 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ и динамическом радиусе поверхностного следа медди $R \sim 50 \text{ км}$ (табл. 6.2, см. также главу 4), теоретическая средняя оценка максимальной азимутальной скорости течения на поверхности моря $v_{\theta m} \sim \frac{\omega_0 R}{4} \sim 7 - 15 \text{ см с}^{-1}$

¹ имеет тот же порядок, что и в данных наблюдений (табл. 6.1). Для того же набора параметров, из выражения (6.2), $\zeta = 3-6 \text{ см}$ при $R \sim 50 \text{ км}$ и $\zeta = 6-12 \text{ см}$ при $R \sim 70 \text{ км}$, т.е. сигналы над медди будут превосходить погрешность альтиметрических измерений (2-4 см, Fu and Cazenave, 2001), что подтверждается данными наблюдений (табл. 6.1, см. также Oliveira et al., 2000).

На начальном этапе движения медди, в силу того же закона сохранения потенциальной завихренности, с «подветренной» стороны медди должен также начать формироваться циклонический сигнал. На этой начальной стадии циклонический сигнал может даже доминировать над антициклоническим (возможно, так и было после генерации медди Pinball – рис. 6.9).

В самом деле, над неподвижным медди потенциальная завихренность верхнего слоя $q = \frac{f}{H_s - \Delta H}$, а после начала движения медди, эта колонка перемещается к подветренному

склону и растягивается, достигая значения $\frac{\omega_c + f}{H_s}$. Таким образом, завихренность

образующегося циклона становится $\omega_c = \frac{f \Delta H}{H_s - \Delta H}$, что несколько больше изначальной

завихренности образующегося антициклона (выражение (6.1)). Скорее всего циклонический сигнал быстро отрывается от медди, в то время как антициклонический сигнал смещается к центральной области над ядром медди. Здесь напрашивается аналогия взаимодействия подводной горы с набегающим потоком (см., например, White et al., 2005), где ядро медди играет роль подводного препятствия, которое поток вынужден обходить. Перемещающийся медди поддерживает только антициклонический поверхностный сигнал, поскольку, в этом случае, изопикны, приподнятые вверх над медди, возвращаются на исходную глубину после его прохождения.

6.3.2 ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТНОГО ПРОЯВЛЕНИЯ КОНТУРНОГО ПОДПОВЕРХНОСТНОГО ВИХРЯ В НЕПРЕРЫВНО СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ОКЕАНЕ

Приводимые выше теоретические оценки подразумевают однородность слоя океана над медди, что в условиях сильно стратифицированного верхнего 1000-м слоя тропической и субтропической Атлантики (главный термоклин) является сильным упрощением. В этой части будет рассмотрена теория поверхностных проявления медди для стратифицированного верхнего слоя. Тогда изменение потенциальной завихренности верхнего слое является также функцией частоты плавучести ($N^2 = -\frac{g}{\bar{\rho}} \frac{\partial \rho}{\partial z}$), а потенциальную завихренность удобно записать через выражение Эртеля:

$$q = -\frac{N^2}{g}(f + \omega) \quad (6.3)$$

Уменьшение толщины верхнего слоя в выражении (6.2) эквивалентно увеличению N этого слоя в выражении (6.3). Возникающие над медди градиенты плотности при подъеме изопикн создают градиенты давления, которые поддерживают антициклоническую завихренность внутри слоя. При достаточной величине градиента плотности воды, для формирования геострофического баланса в слое над медди подъема уровня моря может и не потребоваться. Как следствие, сигнал в стратифицированной среде ослабевает к поверхности моря (аналогично ослаблению антициклонического сигнала над подводными горами, получившем название конуса Тейлора – Owens and Hogg, 1980), и может оказаться ниже уровня шума данных альтиметрии.

Контурным вихрем будем называть вихрь, потенциальная завихренность которого внутри ядра радиуса R_m остается неизменной. Для вывода теоретического выражения для величины сигнала медди на поверхности моря, рассмотрим случай, когда поверхностный сигнал над медди уже сформировался. В этих условиях над медди имеется область, где происходит захват водных частиц в системе замкнутой циркуляции (Flierl, 1981). Используемый ниже способ расчета предполагает, что медди движется прямолинейно и равномерно относительно верхнего слоя и что верхний слой изначально имеет нулевую аномалию потенциальной завихренности. Используя квазигеострофическое приближение, а также принимая приближение f -плоскости и постоянное значение N в верхнем слое, определим аномалию потенциальной завихренности как:

$$\tilde{q} - \tilde{q}_0 = \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{f^2}{N^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi, \quad (6.4)$$

где \tilde{q} – потенциальная завихренность в ядре медди, $\tilde{q}_0 = const$ – ее фоновое значение, ψ – функция тока течения, индуцированного над ядром медди при его движении. Аналогия с подводной горой позволяет сделать грубую оценку (Owens and Hogg, 1980): возмущение распространяется по вертикали на расстояние $\frac{f}{N} L$, где L – горизонтальный масштаб неоднородности (медди). Подъем уровня моря вычисляется, полагая, что возмущение давления на поверхности моря определяется подъемом изопикны, совпадающей со свободной поверхностью.

Принимая нулевую аномалию $\tilde{q} - \tilde{q}_0 = 0$ в слое воды над медди и постоянное значение $\tilde{q}_m = \tilde{q} - \tilde{q}_0$ в ядре медди, а также проводя замену вертикальной координаты на $\bar{z} = \frac{N}{f} z$, уравнение (6.4) превращается в уравнение Пуассона:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial \bar{z}^2} \right) \psi = \tilde{q}_m \cdot \text{Hv}(R_m - r), \quad (6.5)$$

Здесь $r = \sqrt{x^2 + y^2 + \bar{z}^2}$ – расстояние от центра ядра меди, R_m – динамический радиус меди, $\text{Hv}(R_m - r) = \begin{cases} 1 & (r \leq R_m) \\ 0 & (r > R_m) \end{cases}$ – функция Хэвисайда.

При отношении вертикальных к горизонтальным размерам меди: $\frac{h}{R_m} = \frac{f}{N}$, такая замена вертикальной координаты дает сферический вихрь. Переходя от прямоугольной к сферической системе координат $(x, y, \bar{z}) \rightarrow \bar{r}(r, \theta, \varphi)$, где θ – полярный угол, отсчитываемый от горизонтальной плоскости XY вверх, а φ – азимутальный угол, отсчитываемый по часовой стрелке от оси X, решением уравнения (6.5) является функция (Weber and Arfken, 2004):

$$\begin{aligned} \psi(\bar{r}) &= -\frac{1}{4\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta' d\theta' \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{\infty} \frac{\tilde{q}_m \text{Hv}(R_m - r') r'^2}{|\bar{r} - \bar{r}'|} dr' = \\ &= -\frac{1}{4\pi} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \theta' d\theta' \int_0^{2\pi} d\phi' \int_0^{R_m} \frac{\tilde{q}_m r'^2}{|\bar{r} - \bar{r}'|} dr' \end{aligned} \quad (6.6)$$

где r определяется как:

$$\begin{aligned} |\bar{r} - \bar{r}'|^2 &= (r' \cos \theta' \cos \varphi' - r \cos \theta \cos \varphi)^2 + (r' \cos \theta' \sin \varphi' - r \cos \theta \sin \varphi)^2 + (r' \sin \theta' - r \sin \theta)^2 = \\ &= r'^2 + r^2 - 2r' r \sin \theta \sin \theta' - 2r' r \cos \theta \cos \theta' (\cos \varphi \cos \varphi' + \sin \varphi \sin \varphi') \end{aligned}$$

Положим, что центр поверхностного сигнала находится точно над центром меди (см. раздел 6.2), т.е. $\theta = \pi/2$. Если считать океан вокруг меди является изотропным, можно произвольно задавать φ . Положив $\varphi=0$, получим $|\bar{r} - \bar{r}'| = (r'^2 + r^2 - 2r' r \sin \theta')^{1/2}$. Тогда выражение (6.6) примет более простой вид:

$$\begin{aligned} \psi(\bar{r}) &= -\frac{\tilde{q}_m}{2} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \int_0^{R_m} \frac{\cos \theta' r'^2}{(r'^2 + r^2 - 2r' r \sin \theta')^{1/2}} d\theta' dr' = \\ &= \frac{\tilde{q}_m}{2} \int_0^{R_m} \frac{r'}{r} \left\{ (r'^2 + r^2 - 2r' r \sin \theta')^{1/2} \right\}_{-\pi/2}^{\pi/2} dr' \end{aligned}$$

Поскольку $0 \leq r' \leq R_m \leq r$, выражение в фигурных скобках равно:

$$(r'^2 + r^2 - 2r' r)^{1/2} - (r'^2 + r^2 + 2r' r)^{1/2} = |r - r'| - |r + r'| = -2r'.$$

Тогда получаем:

$$\psi(\bar{r}) = -\frac{\tilde{q}_m}{r} \int_0^{R_m} r'^2 dr' = -\frac{\tilde{q}_m R_m^3}{3r} \quad (6.7)$$

Можно считать, что поверхность моря – горизонтальная плоскость на расстоянии $z = H$ от центра медди, где, как и ранее, H – глубина ядра медди. Расстояние на горизонтальной плоскости от проекции центра медди на поверхность моря $s = \sqrt{x^2 + y^2}$. Тогда в исходной системе координат (x, y, z) : $r = \sqrt{s^2 + b^2}$, где параметр $b = \frac{NH}{f}$. В квазигеострофическом приближении функция тока на поверхности моря выражается через уровень моря как $\Psi_{z=H} = \frac{g\zeta}{f}$, так что подъем уровня моря над медди можно выразить как:

$$\zeta(s) = \frac{f|\tilde{q}_m|R_m^3}{3g\sqrt{s^2 + b^2}} \quad (6.8)$$

Азимутальная скорость в поверхностном сигнале медди будет равна:

$$v_\theta(s) = \frac{g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial s} = -\frac{|\tilde{q}_m|R_m^3}{3} \frac{s}{(s^2 + b^2)^{3/2}}, \quad (6.9)$$

а его относительная завихренность:

$$\omega(s) = \frac{\partial v_\theta}{\partial s} + \frac{v_\theta}{s} = -\frac{|\tilde{q}_m|R_m^3}{3} \frac{2b^2 - s^2}{(s^2 + b^2)^{5/2}} \quad (6.10)$$

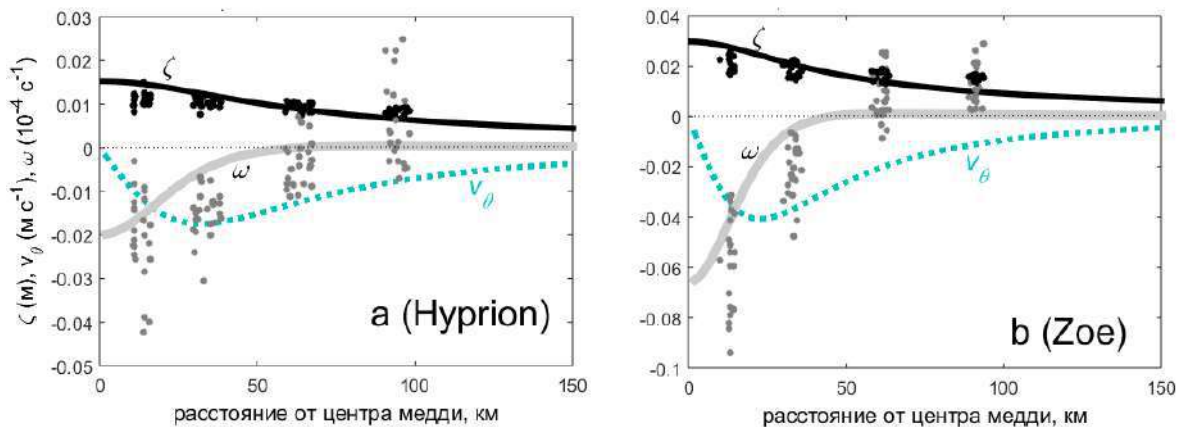


Рис. 6.13. Радиальные профили динамических характеристик поверхностного сигнала медди (сплошные линии – теория, точки – наблюдения): ζ (м, черная линия и точки), ω (10^{-4} c^{-1} , серая линия и точки). Теоретические расчеты проведены для $R_m = 35 \text{ км}$, $H = 1100 \text{ м}$ и $\tilde{q}_m = \tilde{q} - \tilde{q}_0 = -0.7 f$. Также нанесена теоретическая азимутальная скорость v_θ (м c^{-1} , зеленая пунктирная линия). (а) Для медди Hyperion ($27\text{-}30^\circ \text{с.ш.}$, $f = 7.3 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$, $N = 3 \times 10^{-3} \text{ c}^{-1}$), (б) для медди Zoe (36°с.ш. , $f = 8.5 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$, $N = 2.5 \times 10^{-3} \text{ c}^{-1}$), (из Bashmachnikov and Carton, 2012).

Примеры радиальной изменчивости наблюдаемых и предсказанных характеристик подъема уровня моря и относительной завихренности по данным альтиметрии AVISO над

медди Hurricane (рис. 6.7) в мае-ноябре 1994 г., к югу от Азорского течения, и медди Zoe (рис. 6.6) в сентябре 1994 г. - феврале 1995г., к северу от Азорского течения, приведены на рисунке (6.13). Видно, что теория несколько завышает подъем уровня над центром вихря, что может быть связано и с недостатками данных наблюдений (искусственным занижением аномалий уровня моря за счет сглаживания в альтиметрии AVISO). Теория также не воспроизводит переход относительной завихренности через ноль. Здесь мы имеем дело со вторичными эффектами влияния тангенциального напряжения трения на периферии вращающегося поверхностного сигнала, что не описывается теорией.

Пиковое значение ζ достигается в центре сигнала над медди и, согласно выражению (6.8), равно ($s=0$):

$$\zeta(0) = \frac{|\tilde{q}_m|}{3g} \frac{f^2 R_m^3}{NH} \sim 0.02 \frac{f^3 R_m^3}{NH}. \quad (6.11)$$

Здесь использовано: $\frac{\tilde{q}_m}{\omega_m} = \frac{1}{\omega_m} \left(\omega_m + \frac{f^2}{N_m^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) = 1 + \frac{\frac{f^2}{N_m^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}}{\nabla^2 \psi} = 1 + \frac{1}{Bu}$, где N_m – частота плавучести внутри ядра медди, в отличие от частоты плавучести над ядром медди N ($N > N_m$), а число Бюргера $Bu = \frac{\nabla^2 \psi}{\frac{f^2}{N^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2}} \sim \left(\frac{N h}{f R} \right)^2$, где h , как и ранее, обозначает

вертикальную мощность ядра медди, то $\tilde{q}_m = \left(1 + \frac{1}{Bu} \right) \omega_m$. Положив, согласно наблюдениям, $Bu=0.5$ и $\omega_m = -0.2 f$ (см. табл. 6.1 и раздел 4.3.3), получаем характерное значение множителя в правой части формулы (6.11). Формула (6.11) показывает, что интенсивность поверхностного сигнала наиболее чувствительна к изменению динамического радиуса медди в толще океана.

Азимутальная скорость поверхностного сигнала достигает пиковых значений ($v_{\theta 0}$) при $R_{0v} = s = b/\sqrt{2}$, т.е. параметр b характеризует горизонтальный масштаб поверхностного сигнала. Тогда, согласно выражению (6.9), максимальная азимутальная скорость в поверхностном сигнале медди определяется как:

$$v_{\theta 0}(R_{0v}) = -\frac{|\tilde{q}_m| R_m^3}{\sqrt{2} \cdot 3 \cdot (3/2)^{3/2}} \frac{1}{b^2} = -\frac{|\tilde{q}_m|}{7.8} R_m^3 \left(\frac{f}{NH} \right)^2. \quad (6.12)$$

Относительная завихренность достигает пика над центром медди ($s=0$) и, согласно выражению (6.10), равна:

$$\omega_0 = -\frac{|\tilde{q}_m| R_m^3}{3} \frac{2}{b^3} = -\frac{|\tilde{q}_m|}{1.5} \left(\frac{f R_m}{NH} \right)^3. \quad (6.13)$$

Динамический радиус поверхностного сигнала над медди можно оценить как $R_0 = \sqrt{2} b = 2R_{0v}$.

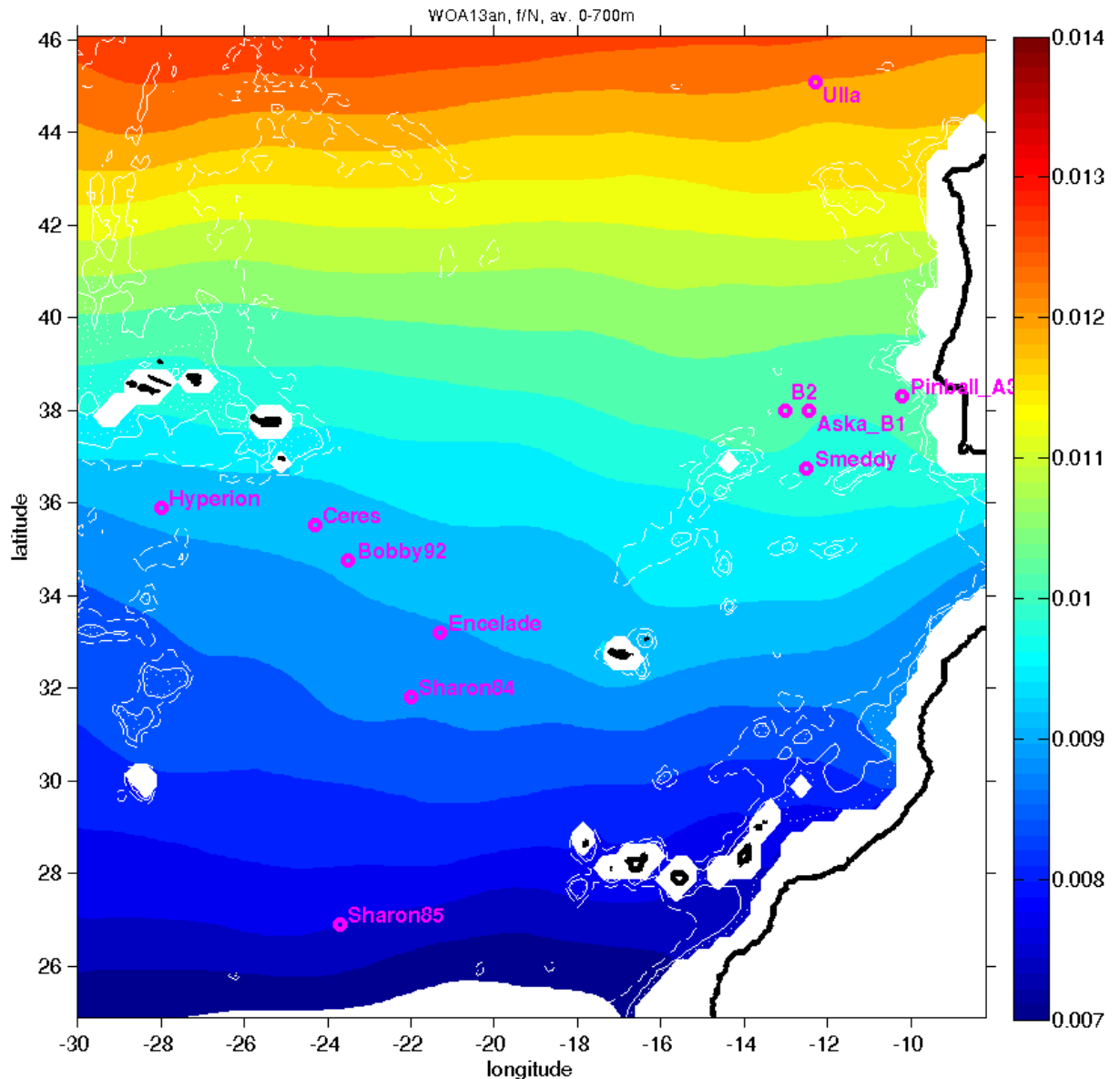


Рис. 6.14. Отношение f/N в верхнем 700-метровом слое. Стратификация вычислялась по среднегодовым профилям WOA13 температуры и солёности. Места наблюдения некоторых медди из таблицы 6.1 показаны в виде пурпурных кружков (по Bashmachnikov et al., 2014).

Динамические характеристики поверхностного сигнала медди в выражениях (6.11)-(6.13) зависят от фоновых условий в океане, через отношение f/N (рис. 6.14), и от характеристик ядра медди. Теоретические результаты выше показывают, что, при прочих равных условиях, меридиональное изменение f/N приводит к более чем 6-кратному ослаблению относительной завихренности поверхностного сигнала с севера на юг района распространения СВМ (рис. 6.14). Медди с более глубоким ядром, а также медди, наблюдаемые южнее, имеют поверхностные сигналы не только меньшей интенсивности, но и большего радиуса (табл. 6.3). Для северных медди радиус поверхностного сигнала

имеет тот же порядок, что и радиус медди, тогда как для южных медди, характеризующихся в целом меньшими размерами, радиус поверхностного сигнала превышает радиус медди в 2-4 раза. Это способствует лучшей фиксации и отслеживанию сигналов медди в данных спутниковой альтиметрии, для которой недостаток пространственного разрешения часто является критическим фактором при идентификации мезомасштабных структур.

Таблица 6.3. Характеристики поверхностных сигналов над медди фиксированного динамического радиуса $R_m = 30$ км и с аномалией потенциальной завихренности ядра $|\tilde{q}_m| = 0.7f$ для двух предельных случаев: медди в умеренных широтах ($\geq 45^\circ$ с.ш.), и в южных субтропиках ($10-35^\circ$ с.ш.). Характеристики поверхностного сигнала медди: $\zeta(0)$ – максимальная аномалия уровня моря над центром медди, R_{0v} – радиус максимальной азимутальной скорости, R_0 – радиус перехода относительной завихренности через ноль.

Район	H_m , м	$\zeta(0)$, см	радиус R_{0v} , км	радиус R_0 , км
умеренные широты ($\geq 45^\circ$ с.ш., $f/N=0.03$)	600	35	25	35
	1100	19	23	47
южные субтропики ($10-35^\circ$ с.ш., $f/N=0.01$)	600	8	37	74
	1100	4	68	136

Вышеприведенная теория была далее развита Ciani et al. (2015) для оценки сигнала точечных вихрей, вертикально экранированных S-медди или горизонтально экранированных R-медди (Morel and McWilliams, 1997). Экранирование означает наличие вблизи ядра вихря областей с аномалией потенциальной завихренности противоположной по знаку аномалии ядра вихря.

В R-медди смена знака потенциальной завихренности по горизонтали связана со сменой знака относительной завихренности на периферии вихря, как у вихря Рэлея (раздел 1.3). При моделировании такого медди точечным антициклоническим вихрем, аномалия положительной завихренности «экрана» была сосредоточена в окружности радиусом R_m на уровне глубины ядра вихря. Интегральная завихренность «экрана» была равна по величине и противоположна по знаку потенциальной завихренности ядра. Аномалия уровня моря над центром такого R-медди рассчитывается по формуле (Ciani et al., 2015):

$$\zeta_2 \approx 2.4 \frac{f |q_m| \left(\frac{h}{2}\right)^2 R_m^2}{\pi g H^2}. \quad (6.14)$$

Как и ранее, здесь H – глубина центра ядра медди, а h – вертикальная мощность ядра медди.

S-медди формируется в случае доминирования эффекта растяжения изопикн в формировании аномалии потенциальной завихренности ядра антициклонического вихря. При этом, наряду с понижением частоты плавучести в ядре подповерхностного антициклона, наблюдается ее рост выше и ниже ядра (см. пример на рис. 5.3). Для точечного антициклонического медди задавались точечные аномалии противоположной по знаку потенциальной завихренности выше и ниже ядра, каждая из которых составляла по модулю половину аномалии потенциальной завихренности ядра медди. Тогда аномалия уровня моря над центром вихря рассчитывается по формуле (Ciani et al., 2015):

$$\zeta_3 \approx 2.4 \frac{f |q_m|}{\pi g} \frac{\left(\frac{h}{2}\right)^3 R_m^2}{\left(H^2 - \left(\frac{h}{2}\right)^2\right) H} \quad (6.15)$$

Интенсивность поверхностного сигнала экранированного вихря, оцененная по формулам (6.14) или (6.15), меньше чем у аналогичного неэкранированного, оцененная по формуле (6.11) (Bashmachnikov and Carton, 2012).

6.3.3 ДИССИПАЦИЯ ПОВЕРХНОСТНОГО СИГНАЛА КОНТУРНОГО ПОДПОВЕРХНОСТНОГО ВИХРЯ

Выражения (6.11-6.15) показывают, что интенсивность поверхностных сигналов медди зависит как от величины внешнего форсинга (медди), так и внешних условий, прежде всего стратифицированности верхнего слоя океана. В реальных условиях океана интенсивность сигнала также определяется интенсивностью диссипации его энергии (глава 5). В данном разделе численно проанализировано влияние диссипации поверхностного сигнала медди за счет образования подветренного цуга волн Россби (Bashmachnikov et al., 2014). Подобный механизм часто играет важную роль в диссипации вихрей в океане (Flierl, 1984; Early et al., 2011).

Для анализа использовалась численная квазигеострофическая модель для 2.5-слойной жидкости со слабой гармонической или бигармонической диссипацией (исключая оговоренные случаи, гармоническая диссипация не использовалась) (Carton, 2001; Carton et al., 2014):

$$\frac{\partial q_k}{\partial t} + \vec{V}_k \cdot \nabla q_k = A_k \nabla^4 \psi_k + A_{2k} \nabla^6 \psi_k \quad (6.16)$$

Здесь ψ_k – функция тока, \vec{V}_k ($v = \frac{\partial \psi}{\partial x}$, $u = -\frac{\partial \psi}{\partial y}$) – вектор геострофической скорости течения, q_k – потенциальная завихренность, A_k – ньютоновская вязкость, A_{2k} – бигармоническая вязкость, $k=1,2,3$ – индексы верхнего, среднего и нижнего слоев модели. Третий слой всегда находится в состоянии покоя. Бигармоническая вязкость была снижена до минимума, совместимого с численной устойчивостью модели.

q_k определяется как:

$$\begin{aligned} q_1 &= \nabla^2 \psi_1 + \beta y - F_1 (\psi_1 - \psi_2) \\ q_2 &= \nabla^2 \psi_2 + \beta y - F_2 (\psi_2 - \psi_1) - F_3 (\psi_2 - \psi_3), \\ q_3 &= \nabla^2 \psi_3 + \beta y - F_4 (\psi_3 - \psi_2) \end{aligned} \quad (6.17)$$

$$\text{где } F_1 = \frac{f^2}{g'_1 H_1}, F_2 = \frac{f^2}{g'_1 H_2}, F_3 = \frac{f^2}{g'_2 H_2}, F_4 = \frac{f^2}{g'_2 H_3}; g'_1 = g \frac{\rho_2 - \rho_1}{\bar{\rho}}, g'_2 = g \frac{\rho_3 - \rho_2}{\bar{\rho}}$$

– редуцированное ускорения силы тяжести на границах слоев, $\rho_{1,2,3}$ – плотность и $H_{1,2,3}$ – толщина слоев модели.

Горизонтальная область моделирования включала 512 x 512 точек; широта центра области моделирования была взята 35°с.ш. Медди инициализировался как антициклонический вихрь в слое 2. Он имел с радиальный профиль скорости Рэля радиуса $R_m = Rd/1.4$ ($Rd = 30$ км – первый бароклинный радиус деформации Россби в субтропической Атлантике) и пиковую относительную завихренность $\omega_m = 2 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. В модельных экспериментах отслеживалась эволюция потенциальной завихренности в слое 2 (ядро «медди») и функции тока в слое 1 (поверхностный след «медди»).

Первый эксперимент (рис. 6.15) проводился на β -плоскости при отсутствии фонового течения. В этом случае верхний слой инициализировался с нулевой потенциальной завихренностью. Это предполагает, что подъем уровня моря (положительные аномалии функции тока) формирует антициклоническую относительную завихренность в верхнем слое непосредственно над медди. В результате воздействия планетарного β -эффекта, за 35 суток медди переместился примерно на 70 км на юго-запад при средней скорости движения чуть более 1 см с^{-1} . За это время ядро медди в слое 2 претерпело незначительные изменения. В слое 1 через полмесяца сформировалась отрицательная аномалия функции тока, что соответствует циклонической аномалии относительной завихренности с подветренной стороны медди (рис. 6.15). Она имела характерную форму формирующейся за вихрем волны Россби (Early et al., 2011). Перемещаясь на запад с более-менее равномерной бета-скоростью $V_m \sim \beta Rd^2$, равной скорости перемещения длинных бароклинных волн Россби (Chelton et al., 1998), поверхностный сигнал мог генерировать такие волны. За один месяц рассеяние волнами Россби привело к двукратному уменьшению амплитуды поверхностного сигнала медди.

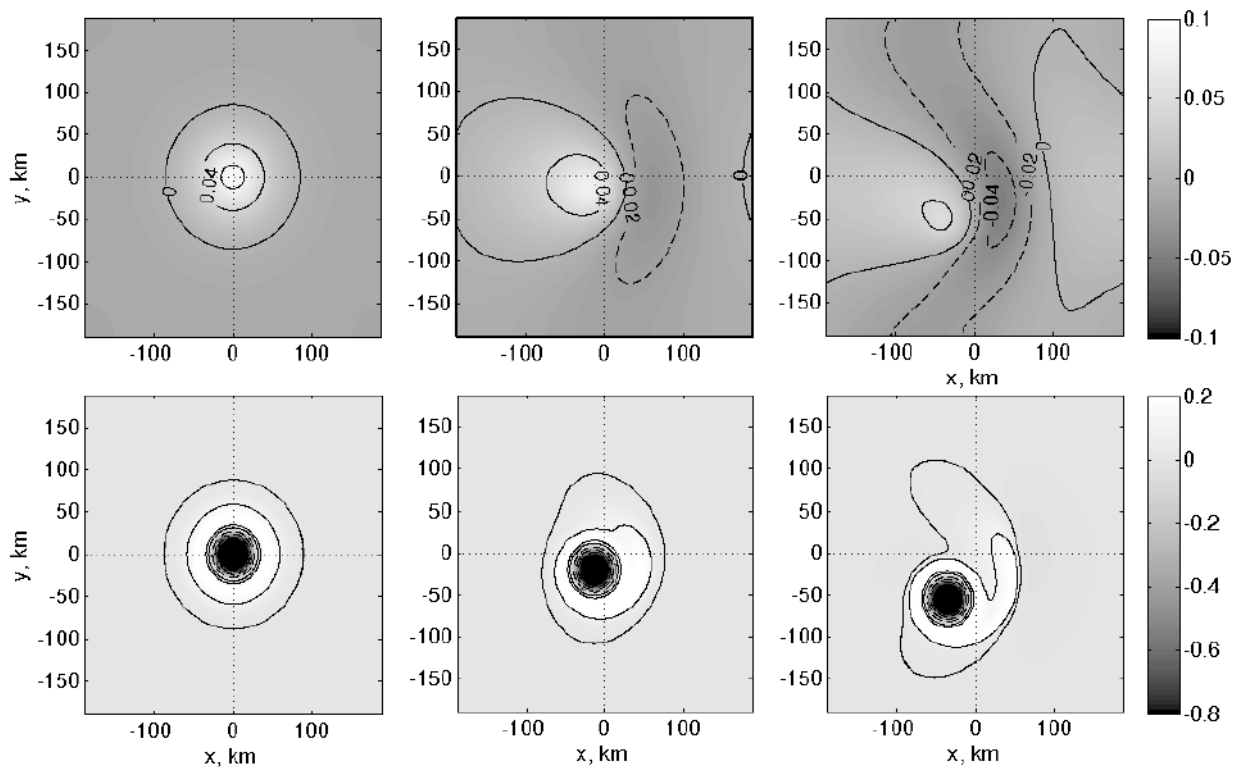


Рис. 6.15. Эксперимент I для β -плоскости: на верхних врезках показана функция тока в слое 1, на нижних врезках – потенциальная завихренность в слое 2. Шаг по времени равен 17.6 суток (из Bashmachnikov et al., 2014).

Второй эксперимент (рис. 6.16) проводился на f -плоскости при постоянном фоновом течении в слое 2 западного направления со скоростью $U_2 = -5 \text{ см с}^{-1}$. Среднее течение формировало бароклиный β -эффект, равный $-F_1 U_2 = -3.2 \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$, примерно в 1.6 раз превышающий планетарный β -эффект предыдущего эксперимента и противоположный ему по знаку. Медди в слое 2 смещался на северо-запад вследствие двух факторов – адвекции фоновым течением в слое 2 и бароклиного бета-дрейфа самого медди. Фазовая скорость длинных бароклиных волн Россби первой вертикальной моды составляла $c_1 \sim U_2 FRd_1^2 \sim -1.5 \text{ см с}^{-1}$, в то время как скорость зонального дрейфа медди была -3 см с^{-1} (рис. 6.16). При существенном различии этих двух скоростей, генерация волн Россби в тыловой части сигнала медди практически отсутствовала (рис. 6.16).

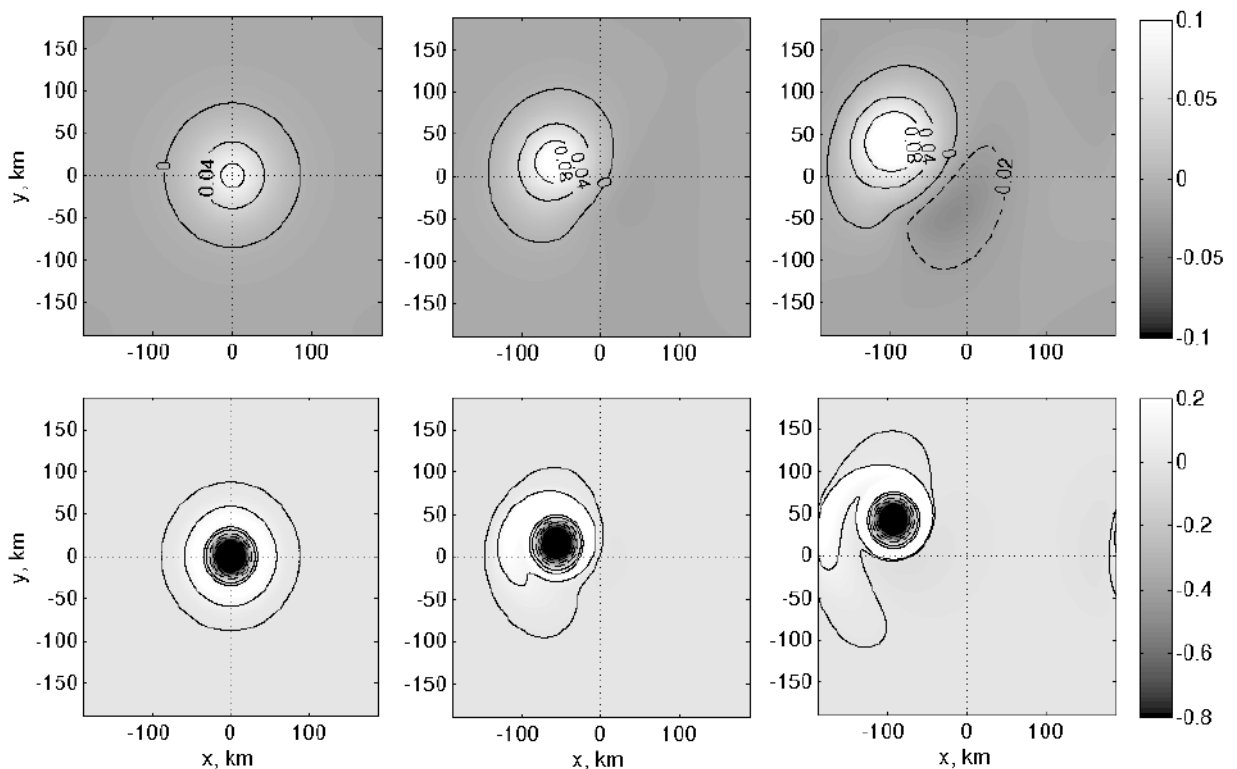


Рис. 6.16. Эксперимент II для f -плоскости: на верхних врезках показана функция тока в слое 1, на нижних врезках – потенциальная завихренность в слое 2. Шаг по времени равен 17.6 суток. В слое 2 имеется течение западного направления с постоянной скоростью 5 см с^{-1} (из Bashmachnikov et al., 2014).

Третий эксперимент (рис. 6.17) также проводился на f -плоскости при постоянном фоновом течении в слое 2 западного направления со скоростью $U_2 = -5 \text{ см с}^{-1}$, как и в предыдущем эксперименте. Однако в этом эксперименте также присутствовало постоянное фоновое течение восточного направления в слое 1, со скоростью $U_1 = 5 \text{ см с}^{-1}$. Движение медди было аналогично предыдущему случаю, но при существенно большем отклонении траектории к северу. В верхнем слое генерировался дипольный сигнал, интенсивность которого к концу промежутка моделирования увеличилась примерно вдвое, в отличие от предыдущего эксперимента. В этом случае фазовая скорость длинных бароклиных волн Россби первой вертикальной моды может оцениваться в -3 см с^{-1} , в то время как западная

составляющая скорости дрейфа в среднем составляла -1.6 см с^{-1} . Диссипация сигнала меди в верхнем слое в связи с генерацией волн Россби не фиксировалась.

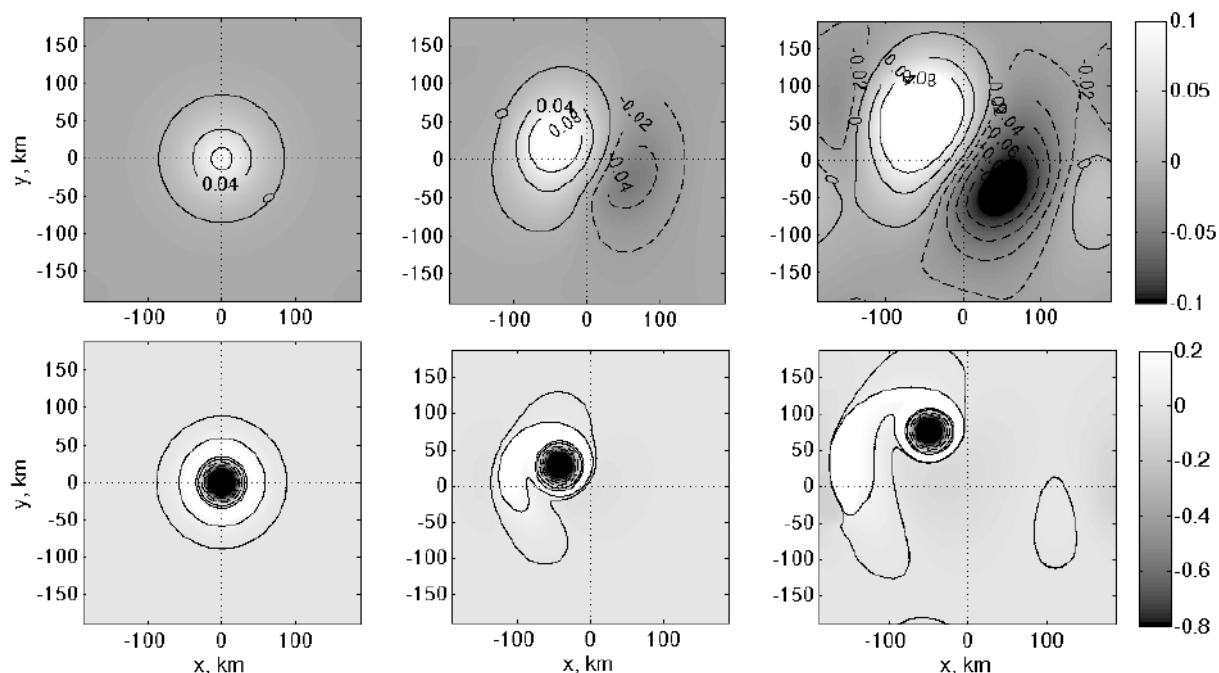


Рис. 6.17. Эксперимент III для f -плоскости: на верхних врезках показана функция тока в слое 1, на нижних врезках – потенциальная завихренность в слое 2. Шаг по времени равен 17.6 суток. В слое 2 имеется течение западного направления, а в слое 1 – противоположно направленное течение восточного направления. В обоих слоях скорость среднего течения постоянна и равна 5 см с^{-1} (из *Bashmachnikov et al.*, 2014).

Таким образом, модельные эксперименты показывают, что образование волн Россби может эффективно рассеивать поверхностные сигналы меди только если они перемещаются на запад со скоростью, близкой к фазовой скорости одной из вертикальных мод бароклинных волн Россби. Следует ожидать усиления диссипации поверхностных сигналов более интенсивных и крупных меди, поскольку скорости движения таких вихрей обычно лучше согласуются с фазовыми скоростями длинных линейных волн Россби (Early et al., 2011). Наблюдения показывают, что характерные средние скорости перемещения меди находятся в диапазоне скоростей распространения волн Россби (рис. 4.12, см. также Killworth et al., 1997), хотя в каждый отдельный момент времени скорости и направления перемещения меди могут существенно отличаться от средних (Richardson et al., 2000). Это позволяет заключить, что интенсивность поверхностных сигналов крупных меди, теоретически выведенная в предыдущем разделе, может быть завышена.

6.3.4 СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ОЦЕНОК ПОВЕРХНОСТНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ КОНТУРНОГО ВИХРЯ С ДАННЫМИ НАБЛЮДЕНИЙ

В начале этого раздела приведено сравнение теоретических и наблюдаемых сигналов меди на поверхности моря на моменты *in situ* наблюдений ядер меди (табл. 6.1).

Интенсивность поверхностных сигналов над меди определялась по данным альтиметрии AVISO (см. раздел 2.3.2). Размер ячеек сетки альтиметрии AVISO составляет

25 км в меридиональном направлении и меняется от 24 км на 30°с.ш. до 18 км на 50°с.ш., что определяет минимальный динамический радиус медди, для которых можно выделить поверхностный сигнал по этим данным.

Положения центров медди определялись по данным поплавков RAFOS (рис. 6.6-6.8 и 6.11). При дискретности исходных данных 6 ч, траектории RAFOS разбивались на куски, каждый из которых соответствовал полному обороту поплавок вокруг центра медди (в среднем 3 дня). Натурные значения $v_{\theta m}$ и ω_m определялись по скорости вращения поплавок. Значения R_{vm} определялись по дополнительным данным вертикальных зондирований медди *in situ* (см. раздел 2.3.1), которые проводились непосредственно перед помещением поплавков RAFOS в ядро медди. Таким образом, данные о R_{vm} имелись только на начальный момент траектории медди по данным поплавков. Исключение составляет медди Pinball, характеристики которого определялись повторно после его слияния с медди к северу от хребта Жозефины. Теоретические значения ω_0 оценивались из выражения (6.13) с использованием климатологических значений отношения N/f в точке местоположения медди (рис. 6.18).

Качество теоретических расчетов оценивалось по сравнению наблюдаемого и теоретического отношения завихренности поверхностного сигнала к завихренности медди (ω_0/ω_m), которое, согласно формулы (6.13), имеет вид:

$$\frac{\omega_0}{\omega_m} = \frac{2}{3} \left[\frac{|\tilde{q}_m|}{|\omega_m|} \right] \left(\frac{f R_m}{N H} \right)^3. \quad (6.18)$$

В этом выражении амплитудный множитель $\frac{\tilde{q}_m}{\omega_m} = \left(1 + \frac{1}{Bu} \right)$ можно положить константой в связи с довольно малой средней изменчивостью числа Бюргера для медди (рис. 4.21). Отношение ω_0/ω_m для большинства медди оставалось относительно стабильным и близким к 0.25, несмотря на довольно существенный (в 5 раз) разброс значений ω_m , от 1.2 до $5.5 \times 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ (рис. 6.18а). Из общей картины выбивается только медди Ceres, для которого $\omega_0/\omega_m \sim 1$. Это связано с интенсификацией, на момент наблюдений, поверхностного проявления Ceres захваченным антициклоном Азорского течения (Tychensky and Carton, 1998). Эпизод усиления сигнала над Ceres при захвате меандра хорошо виден при отслеживании поверхностного сигнала медди этого медди назад по времени (Bashmachnikov et al., 2009a). Поверхностный сигнал Ceres был исключен из дальнейшего анализа.

Рассматриваемые медди включают в себя как на старые (Encelade, Huregion), обнаруженные к югу от Азорских островов, так и молодые (все остальные). Молодые и старые медди различаются по величине ω_m и отношению R_m/H (рис. 6.18а), что отмечалось ранее (раздел 4.3.3). Можно также отметить наличие связи отношений ω_0/ω_m и R_m/H в ядрах медди (рис. 6.18а), что согласуется с формулой (6.18). В основном анализируются южные медди, но в анализе присутствует и северный медди Ulla (рис. 6.14). Таким образом, выборка достаточно репрезентативна.

Сравнение наблюдаемого отношения ω_0/ω_m с теоретическим показывает хорошее совпадение как по абсолютным значениям, так и по характеру изменчивости (рис. 6.18b). Некоторое завышение теоретических значений для старых медди связано с тем, что в амплитудном множителе $\tilde{q}_m/\omega_m = (1+1/Bu)$ формулы (6.18) было принято $Bu=0.5$, что соответствует его характерному значению для медди у Пиренейского полуострова. Для более старых медди Bu обычно больше (см. раздел 4.3.3.4), что снижает теоретическое отношение ω_0/ω_m .

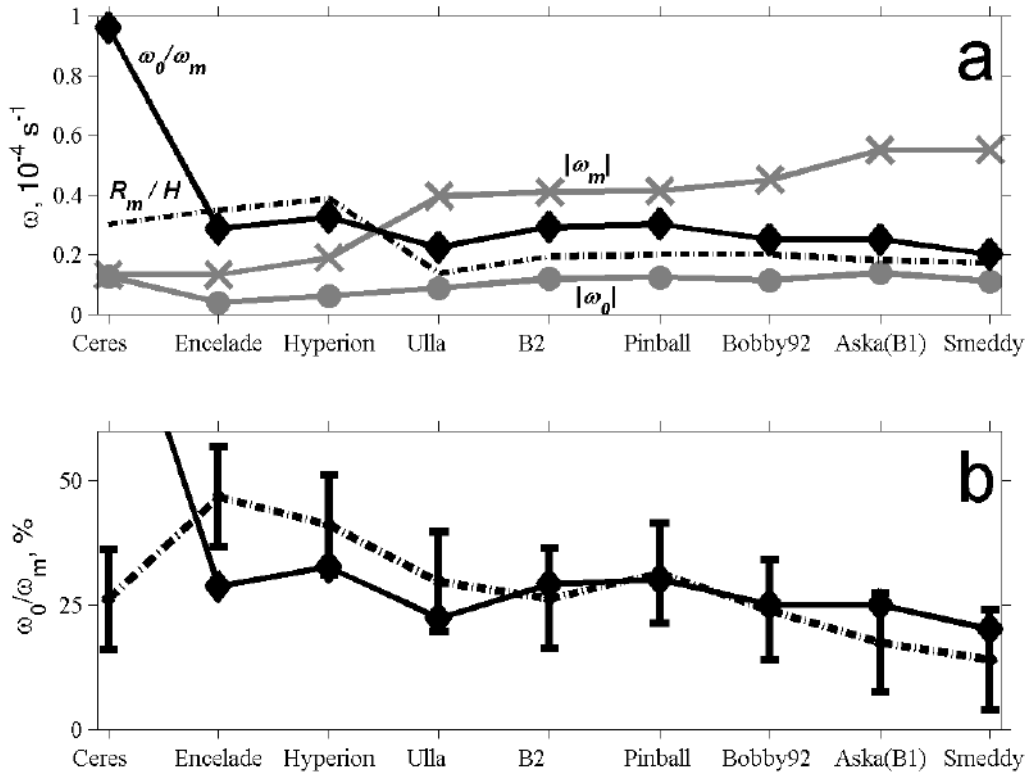


Рис. 6.18. (а) Изменчивость пиковой относительной завихренности в ядре медди (ω_m – серая линия с крестиками) и пиковой относительной завихренности на поверхности моря (ω_0 – серая линия с кружками), отношение ω_0/ω_m (черная линия с ромбами) и отношение R_m/H (штрихпунктирная черная линия, не в масштабе). По оси X указаны названия вихрей, перечисленных в таблицах 6.1 и 6.2. (б). Отношение ω_0/ω_m , полученное по данным наблюдений (сплошная линия) и предсказанные по формуле (6.18) (штрихпунктирная линия). Для теоретических расчетов использовались значение $\omega_m = -0.3 f$. Вертикальные отрезки показывают среднеквадратичную погрешность наблюдений, в предположении наличия одновременных погрешностей в вычислении следующих параметров: 10% в N , 100 м в H и 3 км в R_m . Частота плавучести над медди получена по данным климатологии MEDTRANS (раздел 2.2, из Bashmachnikov and Carton, 2012).

Хорошее соответствие наблюдениям теоретических оценок поверхностных сигналов медди на периоды вертикального зондирования их ядер (когда все необходимые для теоретической оценки характеристики ядер медди были известны), позволяет расширить анализ на изменчивость интенсивности поверхностных проявлений медди вдоль

их траекторий, отслеживаемых поплавками RAFOS (рис. 6.11). Расчеты проводились как в предположении о постоянстве всех параметров медди, так и с учетом ожидаемой эволюции глубины ядра медди и его радиуса (см. раздел 4.3). Дополнительную информацию о возможной эволюции радиусов медди можно почерпнуть из результатов многократных зондирований медди Sharon за 1984-1986 гг. (Hebert et al., 1990), с некоторой коррекцией на то, что медди двигался по нехарактерной для анализируемых медди Южной траектории вдоль континентального склона Африки. Радиус термохалинной аномалии Sharon уменьшался неравномерно, со скоростью от 2^x до $26''$ км в год, особенно активно на конечном этапе эволюции медди. Глубина центра ядра Sharon медленно уменьшалась по мере его движения на юг со скоростью около 100 м/год, а глубина верхней границы ядра не менялась. Для медди Huregion, наблюдения давления на поплавках нейтральной плавучести RAFOS позволяют, наоборот, предположить заглубливание ядра медди со скоростью 100 м/год по мере его движения на юго-запад.

Теоретические оценки по формуле (6.11) в целом хорошо воспроизводят интенсивность поверхностного сигнала медди Huregion на начальном этапе отслеженной траектории, а также общую тенденцию к уменьшению интенсивности сигнала на поверхности моря (рис. 6.19а). Эта тенденция наблюдалась даже при предположении о неизменных с момента начала наблюдений характеристиках ядра Huregion (табл. 6.1), т.е. уменьшение интенсивности его поверхностного сигнала связано с движением медди в более стратифицированные области к юго-западу (увеличение отношения N/f в верхнем слое океана, рис. 4.22b и 6.14). Завышение теорией поверхностного сигнала медди примерно на 4 см через 1.5 года наблюдений вероятно связана с постепенным разрушением ядра медди. Введения постепенного заглубливания ядра на 100 м/год (т.е. увеличение параметра H 10% в год) и уменьшения радиуса ядра на 5 км в год (т.е. уменьшение параметра R на 10% в год) улучшают воспроизведение наблюдаемой скорости деградации поверхностного сигнала теорией (рис. 6.19а). При этом, изменение радиуса куда сильнее сказывается на величине поверхностного сигнала медди, чем изменение глубины залегания ядра. Почти идеальное воспроизведение тенденций в динамике поверхностного сигнала достигается при предположении о резком уменьшении радиуса Huregion на 5-7 км (на 15-20% при начальном значении 35 км) после пересечения Азорского течения и контакта с горой Платона в октябре-ноябре 1993г. (дни 250-270 на рис. 6.19а). Этот эпизод с резким изменением поведения поплавков RAFOS был описан выше (см. рис. 6.7 и описание к нему в тексте). При этом, на глубине верхней границы ядра медди температура, измеренная верхним поплавком RAFOS (870-1000 м), заметно упала, хотя скорость вращения практически не менялась, а в области нижней границы ядра (1230 м) упали как температура, так и скорость вращения нижнего поплавка RAFOS. Т.е. разрушение шло быстрее всего в нижней части ядра. Это позволяет предположить, что уменьшение радиуса было скорее результатом контакта медди с подводной горой Платона.

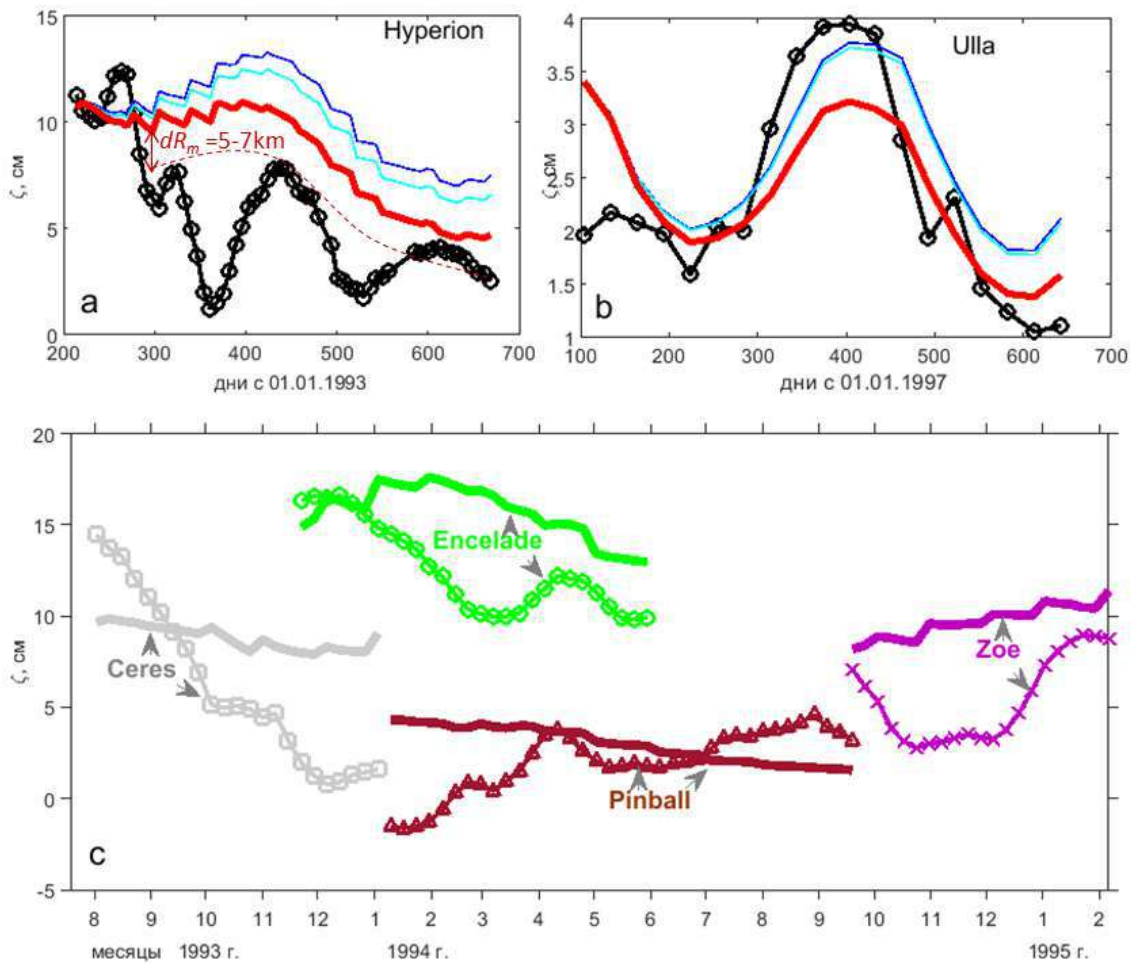


Рис. 6.19. (а) Наблюдаемые аномалии уровня моря (см) по данным AVISO над южным медди Hyperion (черная линия с маркерами) и их теоретическая оценка по формуле (6.11) при различных сценариях деградации ядра медди: синяя линия – все характеристики ядра остаются неизменными с начала наблюдений, голубая линия – глубина ядра медди увеличивается на 100 м в год, так же как и глубина поплавок RAFOS, красная линия – глубина ядра медди равномерно увеличивается со скоростью 100 м/год, а радиус медди равномерно уменьшается со скоростью 3 км/год, красные штрихи – то же, что и красная линия, но с учетом скачкообразного уменьшения радиуса медди на 5-7 км после его взаимодействия с Азорским течением и подводной горой Платона. (б) Наблюдаемые аномалии уровня моря (см) над северным медди Ulla (черная линия с маркерами) и теоретическая оценка по формуле (6.11). (в) Наблюдаемые аномалии уровня моря (см) над медди (линии с маркерами) и рассчитанные по формуле (6.11) (толстые линии) для вихрей Encelade (зеленые линии), Pinball (коричневые линии), Ceres (серые линии) и Zoe (фиолетовые линии) при предположении, что радиус медди равномерно уменьшается со скоростью 5 км/год. Траектории этих медди приведены на рис. 6.11. Частота плавучести над медди получена по данным климатологии MEDTRANS (раздел 2.2).

Хорошо видна изменчивость интенсивности поверхностного сигнала в связи с сезонной изменчивостью стратификации в верхнем 100-м слое моря. Так, при почти зональном движении медди южнее Азорского течения, наблюдается увеличение аномалии уровня моря над медди на несколько сантиметров зимой (декабрь 1993 – апрель 1994 гг., дни 350-500 на рис. 6.19а). Теория, конечно, не может описать все особенности

изменчивости поверхностного сигнала, как, например, существенное ослабление сигнала при взаимодействии медди Hyperion с парой перемещающихся параллельно с ним циклонов (дни 340-410, Bashmachnikov et al., 2009a), однако позволяет оценить общие тенденции изменчивости поверхностного сигнала вдоль траектории медди. Появляется возможность выявить наиболее важные черты эволюции ядра медди, как, например, его частичное разрушение у подводной горы Платона.

Показателен пример теоретической оценки сигнала на поверхности моря над медди Ulla (рис. 6.19b), который, за все 1.5 года наблюдений поплавком RAFOS, находился практически в одном и том же динамически спокойном районе к северо-западу от Иберийского полуострова (рис. 6.11). Несмотря на существенно меньшее отношение N/f в этих более северных широтах, поверхностный сигнал медди Ulla был значительно слабее, чем у Hyperion. Это связано с существенно меньшим радиусом Ulla (табл. 6.1) – формула (6.11) предсказывает кубическую зависимость аномалии уровня моря от радиуса медди. Несмотря на то, что интенсивность сигнала медди Ulla находится на пределе точности альтиметрических наблюдений, наблюдения показывают достаточную устойчивость этого сигнала. Выявленная сезонность в динамике сигнала Ulla тоже хорошо согласуется с теоретическими оценками (рис. 6.19b). Более динамически спокойная среда, чем вдоль траектории медди Hyperion, привела к тому, что разрушение ядра медди Ulla в первый год наблюдений практически отсутствовало, о чем говорит лучшее совпадение с наблюдениями теоретического сигнала для случая неизменного радиуса медди. Распад ядра усилился только в конце периода наблюдений, когда Ulla начал сноситься фоновым течением на юг.

На рисунке 6.19(c) показана эволюция сигналов еще нескольких медди. Расчеты проведены в предположении постепенного уменьшения динамических радиусов их ядер со скоростью 5 км в год, как следствие постепенного разрушения медди. Теория неплохо отражает характерные значения величин поверхностных сигналов и общую изменчивость их интенсивности за периоды наблюдений, включая сезонную изменчивость. Так, сигнал Encelade ослабел от зимы к лету на 15%, а сигнал Zoe усилился от осени к зиме. Отклонения от предсказанных значений у медди Encelade, распространявшегося вдоль южной границы Азорского течения, связаны с активным взаимодействием медди с течением (рис. 6.11). Медди Zoe в октябре-декабре 1994 г. взаимодействовал со склоном Азорского плато и другим антициклоном, пришедшим с севера (см. описание к рис. 6.6). Вероятное слияние привело к усилению сигнала на поверхности моря в январе 1995 г. (рис. 6.19c). У медди Pinball теория неплохо отражает интенсивность наблюдаемого на поверхности моря сигнала после начала направленного движения медди на запад в апреле 1994 г. (см. описание к рис. 6.8). В июне 1994 г. Pinball слился с другим медди (Pingree, 2002), о чем также свидетельствует усиление сигнала медди на поверхности моря (рис. 6.19c). Согласно теории (формула 6.11), наблюдаемый рост интенсивности сигнала Pinball на поверхности моря соответствует увеличению радиуса медди на 10 км. Поверхностный сигнал медди Ceres первоначально отражал результат его слияния с антициклоном Азорского течения (см. выше), а затем, после пересечения Азорского течения и последующего взаимодействия с подводными горами, медди стал быстро разрушаться. По аналогии с Hyperion, разница теории и наблюдений может свидетельствовать о потере части объема ядра во время пересечения Ceres Азорского течения в сентябре 1993 г.

Таким образом, сравнение теории с наблюдениями показало, что теория способна правильно оценить как общую интенсивность сигнала медди на поверхности моря (как

функцию характеристик медди – радиус, глубина, аномалия потенциальной завихренности ядра), так и ее изменчивость в связи с изменчивостью параметров внешней среды (отношения f/N), как пространственную (ослабление сигнала в более южных широтах), так и временную (сезонный ход) изменчивость. Резкие локальные изменения интенсивности сигнала на внутрисезонных временных интервалах часто являются следствием изменений в характеристиках ядра медди. Было показано, что по резким скачкам интенсивности поверхностного сигнала можно выявить эволюцию ядер медди, в частности, регистрировать слияние ядер или распад. Однако интерпретация изменений интенсивности поверхностного сигнала медди затрудняется тем, что этот сигнал может существенно отклоняться от расчетных значений также за счет взаимодействий с другими динамическими структурами (струйными течениями, поверхностными вихрями) или топографией, которые не описываются теорией.

6.3.5 ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ОЦЕНКА ХАРАКТЕРИСТИК ПОВЕРХНОСТНОГО ПРОЯВЛЕНИЯ ПОДПОВЕРХНОСТНОГО ВИХРЯ РЭЛЕЯ В НЕПРЕРЫВНО СТРАТИФИЦИРОВАННОМ ОКЕАНЕ

В данном разделе разрабатывается теория поверхностных проявлений для вихря Рэля (раздел 1.3). Рассматривается вертикальная изменчивость двумерной динамики поверхности моря под воздействием форсинга проходящим ниже подповерхностным вихрем. Начало координат фиксируется на невозмущенной поверхности моря над точкой максимальной азимутальной скорости $R_m/\sqrt{2}$ переднего фронта движущегося медди, где ожидается формирование центра поверхностного сигнала медди (рис. 6.12). Медди движется относительно окружающей жидкости (или только верхнего слоя) с постоянной скоростью \vec{V}_m . При этом предполагается, что сам подповерхностный медди не деформируется ни под влиянием набегающего потока, ни формирующегося поверхностного сигнала (см. раздел 6.2).

Для упрощения исходной системы уравнений используется стандартное предположение: вертикальные градиенты возмущений плотности $\rho(x,y,z,t)$ намного меньше вертикальных градиентов среднего поля плотности $\rho_0(z)$: $\frac{\partial \rho}{\partial z} \ll \frac{\partial \rho_0}{\partial z}$. Кроме того, предполагается, что радиальная составляющая горизонтальной скорости течения над медди (v_r) намного меньше азимутальной (v_θ) и что радиальные градиенты всех характеристик медди много больше азимутальных: $v_r = \varepsilon v_\theta$ и $\frac{1}{r} \frac{\partial \cdot}{\partial \theta} = \varepsilon \frac{\partial \cdot}{\partial r}$, где $\varepsilon \ll 1$ – малый параметр (Carton, 2001). Таким образом, мы здесь не рассматриваем начальный этап геострофического приспособления, когда радиальные скорости формирующегося под воздействием медди поверхностного сигнала могут быть сравнимы с азимутальными. Типичное время геострофического приспособления составляет около суток (McWilliams, 1988). Тогда, для поверхностного сигнала медди, представляющего собой почти осесимметричную структуру с центром над передним фронтом медди, можно записать систему квазигеострофических уравнений в полярных координатах (r, θ) как:

$$\left\{ \begin{array}{l} f v_{\theta} = \frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P}{\partial r} \\ \frac{\partial v_{\theta}}{\partial t} + f v_r = -\frac{1}{\bar{\rho} r} \frac{\partial P}{\partial \theta} \\ \frac{\partial P}{\partial z} = -g \rho \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = 0 \\ \nabla_r v_r + \frac{1}{r} \frac{\partial v_{\theta}}{\partial \theta} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \end{array} \right. \quad (6.19)$$

Здесь w – вертикальная скорость в верхнем слое над медди, P – возмущение давления, связанное с поверхностным сигналом медди, $\nabla_r = \frac{1}{r} \frac{\partial(r \dots)}{\partial r}$. В системе уравнений (6.19) мы

пренебрегли членами с ε^2 , εRo (где Ro – число Россби) и $\varepsilon \frac{\Delta \rho}{\Delta \rho_0}$. В первом уравнении, в связи с малостью числа Россби, также пренебрегаем центробежным ускорением.

В системе уравнений (6.19), в любой момент формирования поверхностного сигнала, соблюдается квазигеострофический и гидростатический балансы, с точностью до первого порядка малости по параметру ε . Иначе говоря, изменение величины азимутальных скоростей, описываемое вторым уравнением системы, и, соответственно, конфигурации изобарических поверхностей, изменяются во времени медленно по сравнению с периодом обращения ядра медди (1-3 дня).

Сам медди является внешним форсингом на нижней границе слоя, описываемого системой уравнений (6.19). Его характеристики и скорость перемещения \vec{V}_m задаются как внешние независимые параметры. Поскольку самостоятельная скорость движения медди невелика, в среднем 2 см с^{-1} (Richardson et al., 2000; Bashmachnikov et al., 2015c), скорость (\vec{V}_m) верхнего слоя относительно медди (рис. 6.12) будет близка к скорости фонового течения в верхнем слое океана.

При круглой форме медди, пространственное распределение форсинга на нижней границе рассматриваемого верхнего слоя ($z = -H_s + H_m$) можно записать в виде:

$$w(r, \theta, -H_s + H_m, t) = -\vec{V}_m(t) \cdot \vec{\nabla} H_m(r, \theta) = V_m(t) \cos[\theta_m(r, \theta)] \frac{\partial H_m(r, \theta)}{\partial r_m}. \quad (6.20)$$

Здесь, как и ранее, H_s – средняя глубина невозмущенной изопикны вне медди, H_m – возвышение изопикны над медди относительно фона (рис. 6.12), (r_m, θ_m) – полярные координаты в системы координат с центром в центре медди, $V_m = |\vec{V}_m|$. Согласно выражения (6.20), рассматриваем только среднюю по переднему фронту медди радиальную компоненту набегающего потока (рис. 6.20а).

Для самого форсинга на нижней границе принимаем модель Рэлея, которая для радиальных профилей скалярных характеристик меди (рис. 6.20) позволяет записать поднятие изопикны над меди:

$$H_m = \Delta H e^{-\frac{r_m^2}{R_m^2}}, \quad (6.21)$$

где ΔH – максимальное возвышение изопикны над меди, а R_m , как и ранее, динамический радиус меди, определяемый как расстояние от центра до линии $\omega = 0$.

При формировании сигнала вертикальная скорость имеет максимум в точке наибольшего наклона изопикны, т.е., согласно формулы (6.21), на расстоянии $R_{vm} = \frac{R_m}{\sqrt{2}}$ от центра меди. Эта точка принимается за центр генерируемого в верхнем слое сигнала и за начало координат ($r = 0$).

Поскольку $H_m \leq \Delta H \ll R_m$ и $\Delta H \ll H_s$, то мы можем считать, что в слое $[-H_s, -H_s + \Delta H]$ изопикнические поверхности на разной глубине поднимаются согласованно, т.е. вертикальная скорость во всей толще этого сравнительно тонкого слоя будет почти такая же, как на нижней границе слоя (рис. 6.20). Это позволяет, вместо условия на нижней границе на изопикнической поверхности $z = -H_s + H_m$, рассматривать граничное условие на поверхности постоянной глубины $z = -H_s + \Delta H$. Тогда, для круглого меди условие на нижней границе можно с хорошей точностью аппроксимировать радиально симметричной формой (рис. 6.20a,b):

$$\frac{\partial H_m}{\partial r_m} \cos \theta_m \approx \sqrt{\frac{2}{e}} \frac{\Delta H}{R_m} e^{-\frac{\pi r^2}{2 R_m^2}}, \quad (6.22)$$

где $\sqrt{\frac{2}{e}} \frac{\Delta H}{R_m} = \frac{\partial H_m}{\partial r_m} (r = 0)$.

При такой аппроксимации, интегральное значение вертикальной скорости внутри окружности с радиусом R_{vm} , будет очень близко таковому для точного выражения в левой части уравнения (6.22). Эта аппроксимация также оправдана модельными исследованиями и наблюдениями океанских вихрей, которые свидетельствуют, что, вследствие латеральной диссипации и отделения филаментов, форма генерируемого антициклона стремится к осесимметричной (Schecter and Montgomery, 2003).

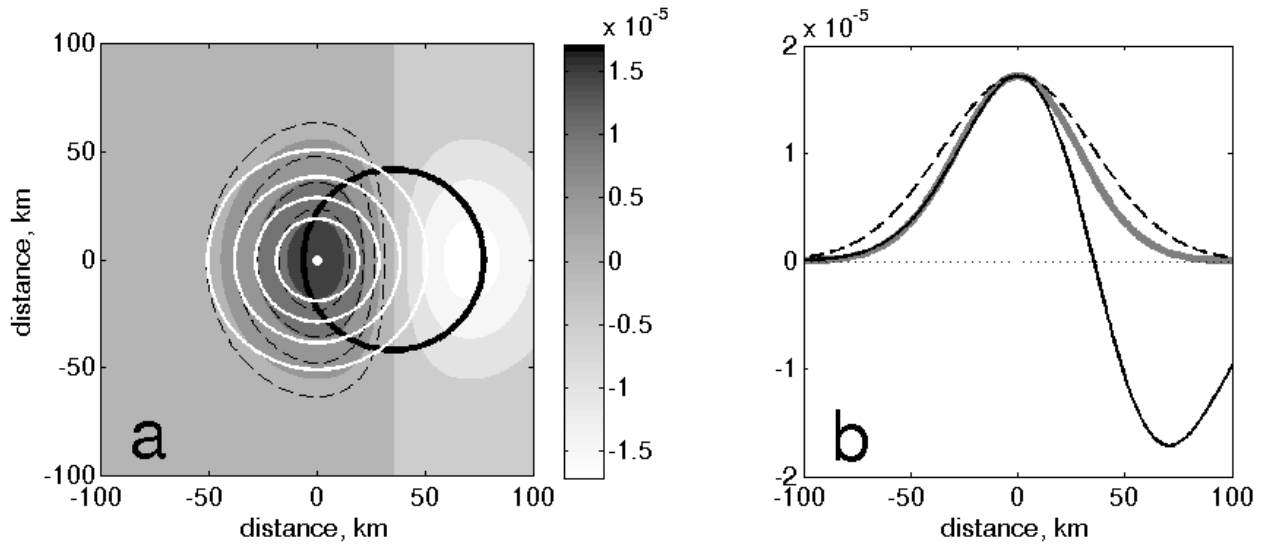


Рис. 6.20 **a)** Точное выражение для вертикальной скорости $w \sim \frac{\partial H_m}{\partial r_m} \cos \theta_m$ ($V_m = 1 \text{ cm s}^{-1}$ черные штриховые изолинии) и его аппроксимация радиально симметричной формой $\sqrt{\frac{2}{e}} \frac{\Delta H}{R_m} e^{-\frac{\pi r^2}{2 R_m^2}}$ (белые окружности), жирная черная окружность отмечает изолинию максимальной азимутальной скорости медди на расстоянии $R_m / \sqrt{2}$ от его центра; $R_m = 30 \text{ km}$. **b)** То же, что **a)**, но для профилей сечения через центр медди функции $\frac{\partial H_m}{\partial r_m} \cos \theta_m$ в зональном направлении (сплошная черная линия) и в меридиональном направлении (черная штриховая линия). Радиально симметричный профиль $\sqrt{\frac{2}{e}} \frac{\Delta H}{R_m} e^{-\frac{\pi r^2}{2 R_m^2}}$ - серая сплошная линия (из Bashmachnikov et al., 2014).

Выражая v_r и v_θ через P в первых двух уравнениях (6.19), подставляя полученные выражения в уравнение неразрывности и дифференцируя последнее по z , получаем:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2}{\partial t \partial r} \frac{\partial P}{\partial z} \right) \right] = f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}$$

Далее, заменяя P на плотность воды из третьего уравнения и, наконец, используя четвертое уравнение, мы получим уравнение для вертикальной скорости:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \left(\frac{\partial}{\partial r} (-N^2) w \right) \right] = f^2 \frac{\partial^2 w}{\partial z^2}.$$

Для $N^2 = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho_0}{\partial z} = \text{const}$, приходим к уравнению Лапласа:

$$\left(\Delta_r + \frac{f^2}{N^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) w = 0, \quad (6.23)$$

где оператор Лапласа $\Delta_r = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[r \frac{\partial}{\partial r} \dots \right]$.

Это уравнение эквивалентно следующему уравнению для квазигеострофической потенциальной завихренности верхнего слоя океана:

$$\frac{\partial^2 q}{\partial z \partial t} = 0, \quad (6.24)$$

где $q = \left(\Delta_r + \frac{f^2}{N^2} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \psi$, поскольку квазигеострофическая функция тока $\psi = \frac{P}{\rho f}$, а из

четвертого и третьего уравнений системы (6.19) следует, что $w = \frac{f}{N^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z \partial t}$. Поскольку

считаем, что характеристики поверхностного сигнала изменяются во времени медленно, так что в любой конкретный момент квазигеострофическая аппроксимация остается верной, то полученное уравнение (6.23) допускает вертикальную изменчивость q в слое над медди, что соответствует наблюдениям (Tychensky and Carton, 1998; Paillet et al., 2002). При принятом постоянном значении N , это будет означать (выражение 6.3), что вертикальная изменчивость q связана с изменением по глубине относительной завихренности, что также отмечается в цитируемых выше работах. Это снимает некоторое противоречие работы Bashmachnikov and Carton (2012), где предполагается постоянство q и N в верхнем слое океана при возможном изменении относительной завихренности поверхностного сигнала по глубине (см. раздел 6.3.2).

Из выражений (6.20) и (6.22) получаем условие на нижней границе, которое гарантирует плавный переход решения из верхнего слоя к верхней границе медди:

$$w(r, -H_s + H_m, t) = V_m(t) \sqrt{\frac{2}{e}} \frac{\Delta H}{R_m} e^{-\frac{\pi r^2}{2 R_m^2}} \quad (6.25)$$

Зададим также условие монотонного убывания $w(r, z)$ вверх, вплоть до поверхности моря.

Теперь, полагая $w(r, z, t) = F(r) G(z) X(t)$, получаем систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 G}{dz^2} + \frac{N^2}{f^2} \lambda G &= 0 \\ \frac{d^2 F}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dF}{dr} - \lambda F &= 0 \end{aligned}, \quad (6.26)$$

где λ – неизвестная константа разделения переменных.

Функция $X(t)$ не может быть получена из исходной системы уравнений, т.к. задается через функцию форсинга на нижней границе верхнего слоя:

$$X(t) = V_m(t), \quad (6.27)$$

в соответствии с исходными предположениями.

Второе из уравнений (6.26) имеет решение в виде функций Бесселя. В соответствии с условием на нижней границе (6.22 или 6.25), из всех возможных решений выберем физически оправданное, которое имеет конечный по модулю максимум в точке $r=0$. Тогда принимаем $\lambda = -\lambda_i^2 < 0$, и представляем $F(r)$ в виде разложения в ряд Фурье-Бесселя:

$$F(r) = \sum_i C_i J_0(\lambda_i r), \quad (6.28)$$

где J_0 – функция Бесселя первого рода.

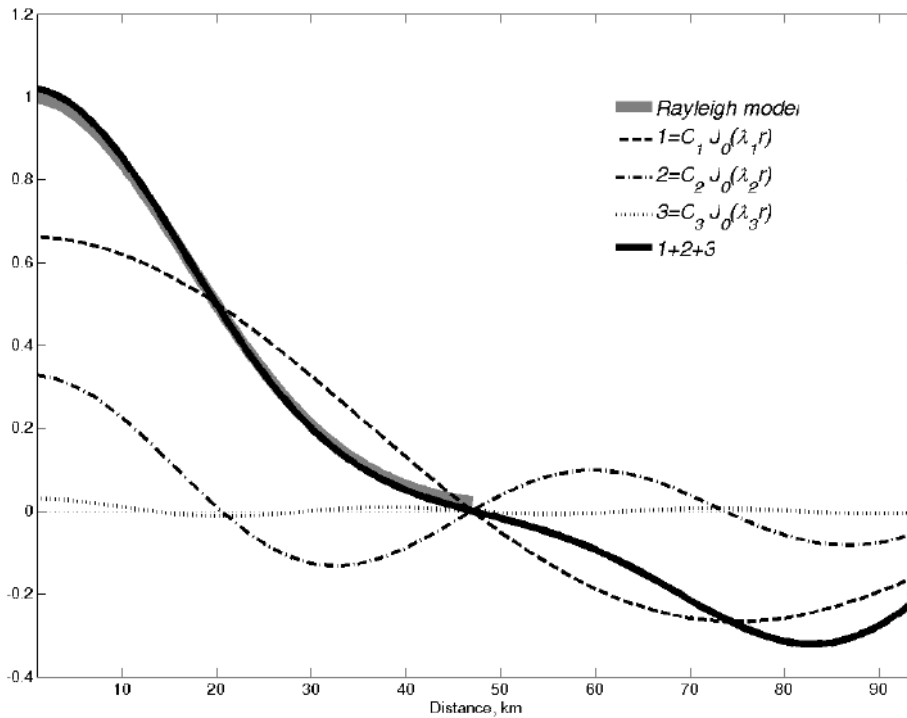


Рис. 6.21. Аппроксимация радиального профиля вынуждающей функции (6.22) (жирная серая линия) суммой первых 3^x функций Бесселя разложения (6.28) (жирная сплошная черная линия), нормированная на $\sqrt{\frac{2}{e}} \frac{\Delta H}{R_m}$. Суммируемые функции Бесселя 1-3 показаны штриховой, штрихпунктирной и пунктирной линиями, соответственно. $R_m = 30$ км (из Bashmachnikov et al., 2014).

Коэффициенты C_i получим через преобразование Ханкеля функции вида (6.25) в области при $r \leq R_m$ (Guizar-Sicairos and Gutierrez-Vega, 2004). Тогда получаем

$$\lambda_i = \frac{2\hat{a}_i}{\pi R_m} = \frac{a_i}{R_m}, \text{ где } \hat{a}_i \text{ – первый } i\text{-тый ноль функции } J_0 \text{ и } a_i = \frac{2\hat{a}_i}{\pi}.$$

В выбранных пределах

значений r , функцию (6.22) можно с достаточно высокой точностью аппроксимировать 3^{мя} первыми функциями Бесселя, для которых $a_{1,2,3} = \frac{2\hat{a}_{1,2,3}}{\pi} = 1.53, 3.51, 5.51$ (рис. 6.21). При

$20 \leq R_m \leq 100$ км наилучшая аппроксимация достигается при коэффициентах $C_1 = 0.67$, $C_2 = 0.33$ и $C_3 = 0.03$, а при R_m порядка 10 км – при коэффициентах $C_1 = 0.68$, $C_2 = 0.25$ и $C_3 = -0.03$.

Используя условие $G(-H_s + \Delta H) = 1$, которое обеспечивает непрерывность w на нижней границе верхнего слоя, и помня, что из-за наличия стратификации G должно убывать к поверхности моря, решение первого уравнения системы (6.26) будет иметь вид:

$$G(z) = e^{-\frac{N\lambda_i}{f}(z+H_s-\Delta H)}, \quad (6.29)$$

Тогда мы можем ввести масштаб вертикального затухания сигнала над медди (аналогичный масштабу затухания конуса Тейлора над подводной горой – см. Owens and Hogg, 1980):

$$H_{di} = \frac{f}{\lambda_i N} = \frac{R_m f}{a_i N} \quad (6.30)$$

Поскольку a_i быстро растет с увеличением номера моды i , H_{di} будет быстро убывать с увеличением i .

Окончательно получаем выражение для подъема изопикн над медди:

$$w(r, z, t) \approx V_m(t) \sqrt{\frac{2}{e}} \frac{\Delta H}{R_m} \sum_{i=1}^3 C_i J_0\left(\frac{a_i r}{R_m}\right) e^{-\frac{z+H_s-\Delta H}{H_{di}}} \quad (6.31)$$

Записывая это выражение как подъем уровня моря ($z=0$), $\frac{\partial \zeta}{\partial t} = w(r, 0, t)$:

$$\begin{aligned} \zeta(r, t) &= \sqrt{\frac{2}{e}} \frac{\Delta H}{R_m} \int_{\tau_1}^{\tau_2} V_m(t) dt \sum_{i=1}^3 C_i J_0\left(\frac{a_i r}{R_m}\right) e^{-\frac{H_s-\Delta H}{H_{di}}} = \\ &= \int_{\tau_1}^{\tau_2} V_m(t) dt \sum_{i=1}^3 \bar{C}_i J_0\left(\frac{a_i r}{R_m}\right), \end{aligned} \quad (6.32)$$

где

$$\bar{C}_i = \sqrt{\frac{2}{e}} \frac{\Delta H}{R_m} C_i e^{-\frac{H_s-\Delta H}{H_{di}}}. \quad (6.33)$$

Выражение (6.33) показывает, что вертикальное затухание идет быстрее для более высоких радиальных мод, в связи с чем принятая аппроксимация первыми тремя модами (функции Бесселя) на поверхности моря будет еще точнее, чем для изопикн над самым

медди (рис. 6.21). Величины \bar{C}_i показывают (табл. 6.4), что при широком диапазоне фоновых условий и характеристик медди, на поверхности моря существенны будут только первая или первые две радиальные моды ($i = 1$ или 2). В сумме они формируют примерно 99% амплитуды сигнала медди на поверхности моря.

Таблица 6.4. Значения \bar{C}_i на поверхности моря согласно выражению (6.33) при $H = 800$ м, $\Delta H = 50$ м, $f/N = 0.01$ (см. рис. 6.14). R_m – динамический радиус медди, R_0 – динамический радиус поверхностного сигнала медди.

R_m , км	$i = 1$		$i = 2$		$i = 3$		R_0 , км
	H_{d1} , м	$\bar{C}_1 \cdot 10^4$	H_{d2} , м	$\bar{C}_2 \cdot 10^4$	H_{d3} , м	$\bar{C}_3 \cdot 10^4$	
10	65	0.0003	30	0.0000	20	0.0000	22
20	130	0.0460	60	0.0000	35	0.0000	44
30	195	0.2060	85	0.0007	55	0.0000	65
40	260	0.4083	115	0.0048	75	0.0000	86
60	390	0.6992	170	0.0294	110	0.0003	100
80	525	0.8487	230	0.0658	145	0.0011	105

Таким образом, при неизменных фоновых условиях, выражение (6.32) максимального возвышения уровня моря полностью сформированного поверхностного сигнала над медди, можно упростить:

$$\zeta(0) \approx \int_0^\tau V_m(t) dt \sum_{i=1}^2 \bar{C}_i = \int_0^\tau V_m(t) dt \sqrt{\frac{2}{e}} \frac{\Delta H}{R_m} \left(0.67 e^{-1.53 \frac{N(H_s - \Delta H)}{f R_m}} + 0.33 e^{-3.51 \frac{N(H_s - \Delta H)}{f R_m}} \right), \quad (6.34)$$

где интеграл по времени определяется процессом формирования поверхностного сигнала, от некоторого начального момента времени ($\tau_1 = 0$) до момента полного формирования сигнала ($\tau_2 = \tau$).

При формировании антициклонического вихря над медди набегающий поток вытесняется вихрем и внешний форсинг ослабевает, поэтому величина τ имеет конечное значение. Оценки τ и $\int_0^\tau V_m(t) dt$ приводятся в конце данного раздела. Сначала получим выражения для других динамических характеристик поверхностного сигнала медди.

Азимутальную скорость поверхностного сигнала медди ($v_{\theta 0}$) можно оценить как:

$$v_{\theta 0}(r) = \frac{g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial r} = \int_0^\tau V_m(t) dt \frac{g}{f} \sum_{i=1}^2 \bar{C}_i \frac{\partial}{\partial r} J_0 \left(\frac{a_i r}{R_m} \right) = - \int_0^\tau V_m(t) dt \frac{g}{f R_m} \sum_{i=1}^2 \bar{C}_i a_i J_1 \left(\frac{a_i r}{R_m} \right). \quad (6.35)$$

Радиус, на котором азимутальная скорость на поверхности моря достигнет максимума, определяется из уравнения:

$$\frac{\partial v_{\theta 0}}{\partial r} = -\int_0^r V_m(t) dt \frac{g}{f R_m} \sum_{i=1}^2 \overline{C}_i a_i \frac{\partial}{\partial r} J_1\left(\frac{a_i r}{R_m}\right) = 0, \quad (6.36)$$

в решении которого рассматриваем только ближайший к центру (первый) ненулевой корень.

Получаем:

$$\overline{C}_1 a_1 \frac{d}{dr} J_1\left(\frac{a_1 r}{R_m}\right) + \overline{C}_2 a_2 \frac{d}{dr} J_1\left(\frac{a_2 r}{R_m}\right) = 0$$

или

$$\frac{\overline{C}_1 a_1^2}{2R_m} \left[J_0\left(\frac{a_1 r}{R_m}\right) - J_2\left(\frac{a_1 r}{R_m}\right) \right] + \frac{\overline{C}_2 a_2^2}{2R_m} \left[J_0\left(\frac{a_2 r}{R_m}\right) - J_2\left(\frac{a_2 r}{R_m}\right) \right] = 0$$

Вдали от центральной точки ($r = 0$) функцию Бесселя удобно аппроксимировать как:

$$J_0(\lambda_i r) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi \lambda_i r}} \cos\left(\lambda_i r - \frac{\pi}{4}\right) \text{ и } J_2(\lambda_i r) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi \lambda_i r}} \cos\left(\lambda_i r - \frac{5\pi}{4}\right).$$

Тогда можем записать:

$$\overline{C}_1 a_1^2 \sqrt{\frac{2R_m}{\pi a_1 r}} \left[\cos\left(\frac{a_1 r}{R_m} - \frac{\pi}{4}\right) - \cos\left(\frac{a_1 r}{R_m} - \frac{5\pi}{4}\right) \right] + \overline{C}_2 a_2^2 \sqrt{\frac{2R_m}{\pi a_2 r}} \left[\cos\left(\frac{a_2 r}{R_m} - \frac{\pi}{4}\right) - \cos\left(\frac{a_2 r}{R_m} - \frac{5\pi}{4}\right) \right] = 0,$$

что эквивалентно

$$\sin\left(\frac{a_1 r}{R_m} - \frac{3\pi}{4}\right) + \frac{\overline{C}_2 \sqrt{a_2^3}}{\overline{C}_1 \sqrt{a_1^3}} \sin\left(\frac{a_2 r}{R_m} - \frac{3\pi}{4}\right) = 0. \quad (6.37)$$

Уравнение (6.37) может решаться численно для оценки динамического радиуса поверхностного сигнала медди: $r = R_0$. Фоновую стратификация оцениваем по среднегодовым климатическим вертикальным профилям температуры и солёности. В пределах от 25 до 45°с.ш. отношение f/N меняется от 0.007 до 0.013 (в среднем 0.01 - рис.

6.14). При $f/N = 0.01$ рассчитаем отношение $\frac{\overline{C}_2 \sqrt{a_2^3}}{\overline{C}_1 \sqrt{a_1^3}}$ по данным таблицы 6.4. Для медди

радиусом $R_m \leq 40$ км вторым слагаемым в (6.37) можно пренебречь, т.е. азимутальная скорость достигнет максимума при $\sin\left(\frac{a_1 R_{0v}}{R_m} - \frac{3\pi}{4}\right) = 0$. Первый ноль функции появится

при $R_{0v} = \frac{3\pi}{4a_1} R_m \approx 1.5R_m$, т.е. $R_0 \approx 2R_m$. Таким образом, при $R_m \leq 40$ км, динамический радиус поверхностного сигнала и будет вдвое больше радиусом самого медди. Это согласуется с наблюдениями вблизи от юго-западной оконечности Иберийского полуострова (Bashmachnikov et al., 2013): при радиусе медди $R_{vm}=12$ км радиус поверхностного сигнала был вдвое больше $R_{0v} = 25$ км (рис. 6.4).

Радиус поверхностного сигнала небольших и средних медди определяется только радиусом самого медди и мало чувствителен к глубине ядра медди, а также к изменению отношения f/N . Зависимость $R_0 \approx 2R_m$ ранее использовалось для оценки поверхностной завихренности по азимутальной скорости в наблюдаемых поверхностных сигналах медди (см. табл. 6.1).

Другой предельный случай возникает для очень крупных медди, с радиусами порядка 100 км. Тогда второе слагаемое выражения (6.37) становится ведущим и радиус поверхностного сигнала будут близок к радиусу медди: $R_0 = \frac{3\sqrt{2}\pi}{4a_2} R_m \approx R_m$. При

динамическом радиусе медди $R_m = 60-80$ км и типичном значении $f/N = 0.01$, получим промежуточный результат: $R_0 \sim 1.5R_m$ (табл. 6.4). В отличие от первого предельного случая, эти результаты оказались чувствительны к изменению отношения f/N . Для тропиков (25° с.ш.) R_0 близок к $2R_m$, а для области умеренных широт (45° с.ш.) $R_0 \sim 1.2R_m$. Убывание к северу размера поверхностных проявлений медди относительно размера самих медди вполне логично. К северу стратификация ослабевает, что приводит к меньшей изменчивости характеристик проекции вихря по вертикали. В предельном баротропном случае вертикальная изменчивость отсутствует и радиальный размера поверхностного сигнала всегда равен размеру самого медди.

В заключение заметим, что рост радиусов медди к северу (рис. 4.15), в поверхностных сигналах медди будет частично компенсирован уменьшением вертикальной изменчивости радиуса сигнала, что приведет к меньшим меридиональным различиям радиусов сигналов медди на поверхности моря.

Радиальный профиль относительной завихренности поверхностного сигнала медди (ω_0) можно оценить из выражения (6.34) как:

$$\omega_0(r) = \frac{g}{f} \Delta_r \zeta = \int_0^r V_m(t) dt \frac{g}{f} \sum_{i=1}^2 \bar{C}_i \Delta_r J_0 \left(\frac{a_i r}{R_m} \right) \quad (6.38)$$

Относительная завихренность достигает пиковых значений в центре сформированного поверхностного сигнала. При $r \rightarrow 0$: $\Delta_r J_0(\lambda_i r) = -\frac{2\lambda_i}{r} J_1(\lambda_i r) + \lambda_i^2 J_2(\lambda_i r) \rightarrow -\lambda_i^2$, поскольку для малых r справедливы асимптотические зависимости: $J_1(\lambda_i r) \xrightarrow{r \rightarrow 0} \frac{\lambda_i r}{2}$ и $J_2(\lambda_i r) \xrightarrow{r \rightarrow 0} 0$. Таким образом, пиковая завихренность поверхностного сигнала медди выражается как:

$$\begin{aligned} \omega_0 &= -\int_0^\tau V_m(t) dt \sqrt{\frac{2}{e}} \frac{g \Delta H}{f R_m} \sum_{i=1}^2 C_i \frac{a_i^2}{R_m^2} e^{-\frac{H_s - \Delta H}{H_{si}}} = \\ &= -\int_0^\tau V_m(t) dt \sqrt{\frac{2}{e}} \frac{g \Delta H}{f R_m^3} \left(1.57 \cdot e^{-1.53 \frac{N(H_s - \Delta H)}{f R_m}} + 4.07 e^{-3.51 \frac{N(H_s - \Delta H)}{f R_m}} \right) \end{aligned} \quad (6.39)$$

Выразим трудноизменяемый параметр ΔH через другие переменные. Для квазигеострофического вихря

$$f v_\theta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} = -\frac{g}{\rho} \int \frac{\partial \rho}{\partial r} dz = -\frac{g}{\rho} \int \frac{\partial \rho}{\partial z} \frac{\partial H_m}{\partial r} dz = -\frac{g}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial z} \int \frac{\partial H_m}{\partial r} dz = N^2 \int \frac{\partial H_m}{\partial r} dz, \text{ где } H_m \text{ – глубина}$$

изопикнической поверхности над медди и $N = \text{const}$. Если азимутальная скорость имеет радиальный профиль Рэлея, то максимальный подъем изопикны над медди:

$$\frac{\partial H_m}{\partial r}(R_{vm}) \approx -0.86 \frac{\Delta H}{R_{vm}}. \text{ Следуя (6.29), аппроксимируем убывание амплитуды изменчивости}$$

$$\frac{\partial H_m}{\partial r} \text{ к поверхности моря квадратичной функцией: } \frac{\partial H_m}{\partial r}(R_{vm}) = -0.86 \frac{\Delta H}{H_s^2 R_{vm}} z^2. \text{ Тогда для}$$

пиковой азимутальной скорости получим $f v_{\theta m} \sim -0.86 N^2 \frac{\Delta H}{3 R_{vm}} H_s$ и параметр ΔH может

быть найден как:

$$\Delta H \approx \frac{3f |v_{\theta m}| R_{vm}}{0.86 N^2 H_s} = \frac{3f |v_{\theta m}| R_m}{0.86 \sqrt{2} N^2 H_s} \approx 2.47 \frac{f |v_{\theta m}| R_m}{N^2 H_s} \quad (6.40)$$

Далее, чтобы получить численные оценки значений максимального возвышения уровня моря (6.34), пиковой азимутальной скорости (6.35) и относительной завихренности (6.39) поверхностного сигнала медди, надо оценить интеграл по времени от скорости

движения медди относительно верхнего слоя $\int_0^\tau V_m(t) dt$, а также интервал времени τ , в течении которого произойдет окончательное формирование сигнала. Рассматриваемый интеграл фактически представляет собой расстояние, которое проходит фоновый поток над медди за промежуток времени τ .

Формирование поверхностного сигнала в верхнем слое означает формирование динамически связанного с медди антициклонического вихревого образования. Согласно модельному исследованию Cerretelli and Williamson (2003), возникнув, вихрь проходит несколько стадий начального приспособления, включая начальную стадию “диффузии”, для которой характерно некоторое увеличение его радиуса, а затем стадию выпрямления вертикальной оси вихря. Поскольку начальное разделение центра медди и его поверхностного сигнала составляет около половины радиуса медди (рис. 6.20), то формируемый выше медди вторичный вихрь начнет вращаться вокруг ядра медди. Для большого медди (радиус которого больше первого бароклинного радиуса деформации Россби – 20-30 км в субтропической Атлантике) в конечном итоге должно произойти вертикальное объединение осей медди и его поверхностного сигнала (Polvani, 1991). После

этого, в отсутствие сильного внешнего форсинга, относительное расположение и характеристики вихрей не изменяются (Жмур, 2010).

Рост интенсивности поверхностного сигнала должно происходить главным образом на первой стадии “диффузии”. Формирующийся поверхностный сигнал начинает экранировать область над медди от набегающего потока, уменьшая скорость движения верхнего слоя относительно медди: $V_m(t) \rightarrow 0$. В конечном итоге, когда поверхностный сигнал полностью сформирован и накрывает практически весь медди, процесс усиления поверхностного сигнала медди останавливается. Этот процесс опишем квадратичным законом убывания скорости формирования сигнала во времени:

$$V_m(t) = \frac{V_m(0)}{\tau^2} (t - \tau)^2, \quad (0 \leq t < \tau),$$

где τ – по-прежнему период формирования сигнала над медди. Тогда получаем:

$$\int_0^\tau V_m(t) dt = \frac{1}{3} V_m(0) \cdot \tau. \quad (6.41)$$

Если в начальный момент времени $V_m(0) = 2-5 \text{ см с}^{-1}$ и τ составляет 1-3 недели, то $\int_0^\tau V_m(t) dt = 4-30 \text{ км}$. В следующем разделе будет показано, что *in situ* данные обеспечивают наилучшее соответствие теории и наблюдений при $\int_0^\tau V_m(t) dt = 3 \text{ км}$ для относительно молодых медди у Иберийского полуострова и 2.5 км для старых медди, на большом удалении от полуострова. Расстояние, которое проходит медди для полного формирования поверхностного сигнала с нуля, $\int_0^\tau V_m(t) dt$, оказывается почти постоянным для разных медди. Это должно быть результатом более быстрого формирования поверхностного сигнала для более быстро движущегося медди (т.е., более высокому V_m соответствует меньшее τ). Малые значения $\int_0^\tau V_m(t) dt$, полученные по результатам сравнения теории с наблюдениями показывают, что поверхностный сигнал медди, движущегося с постоянной средней скоростью 2 см с^{-1} (рис. 4.12а), должен полностью развиться в течение недели.

6.3.6 СРАВНЕНИЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ ОЦЕНОК ПОВЕРХНОСТНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ ПОДПОВЕРХНОСТНОГО ВИХРЯ РЭЛЕЯ С ДАННЫМИ НАБЛЮДЕНИЙ

В этом разделе теоретические результаты предыдущего раздела сравниваются с наблюдениями относительной завихренности (ω_0) и аномалий уровня моря (ζ), полученных по данным спутниковой альтиметрии AVISO. Аномалии относительной завихренности по данным AVISO оценивались по пиковым значениям в пределах радиуса медди, а аномалии уровня моря над медди – как разность между максимальным уровнем моря в пределах 0-20 км от центра медди и средним значениям уровнем моря на периферии медди (в пределах кольца 60-120 км).

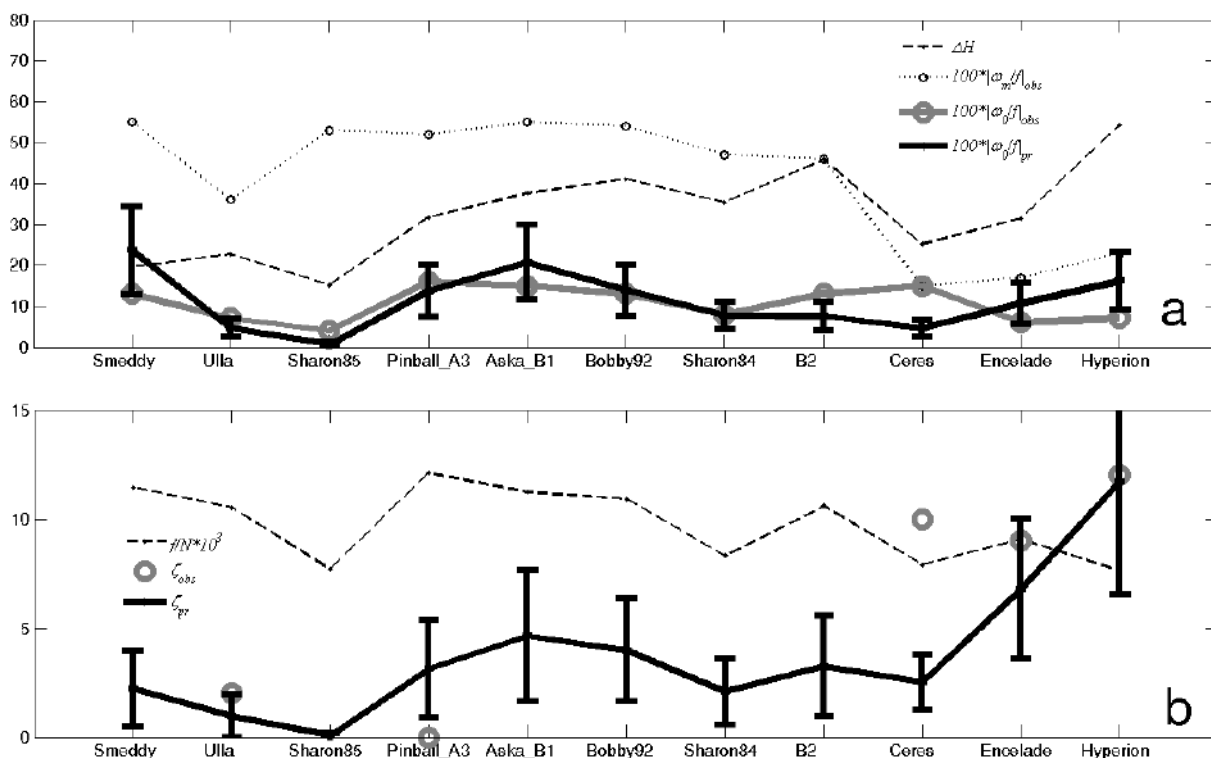


Рис. 6.22. Сравнение теоретических (раздел 6.3.5) и наблюдаемых характеристик поверхностного сигнала медди. **а)** Нормированная относительная завихренность поверхностных сигналов медди $|\omega_0|/f$: наблюдаемая по данным AVISO (сплошная серая линия с кружками) и рассчитанные по формуле (6.39) (сплошная черная линия с планками погрешности). Максимальная относительная завихренность медди $|\omega_m|/f$ показана тонкой пунктирной линией с кружками, расчетные значения ΔH – штриховой черной линией. **б)** Аномалии уровня моря над медди: наблюдаемые по данным AVISO (серые кружки) и рассчитанные по формуле (6.34) (сплошная черная линия с планками погрешности). Штриховой тонкой линией показано использованное отношение $fN \cdot 10^3$. Аномалии уровня моря по данным альтиметрии AVISO имеются только для медди, наблюдавшихся после 1993 года. Предельные погрешности оценок ζ и ω_0 приведены в предположении, что ошибка в определении ΔH составляет 50%, а в определении R_m – 20% от полученной оценки параметра (из Bashmachnikov et al., 2014).

Теоретические значения ζ и ω_0 в центре поверхностного сигнала над медди (рис. 6.22) оценивались по формулам (6.34), (6.39), а характеристики медди – по наблюдениям *in situ* (табл. 6.1). Средняя глубина изопикны, представляющей верхнюю границу медди (H_s), согласно данным наблюдений эмпирически определялась относительно глубины ядра медди (H) как: $H_s = H - 200$ м. ΔH определялись по формуле (6.40), с использованием геострофических соотношений и модели Рэля радиального профиля медди. $\int_0^{\tau} \bar{V}_m(t) dt$ определялся по формуле (6.41). Для медди вблизи Иберийского полуострова (Smeddy, Ulla, Pinball_A3, Aska_B1 и B2) использовалось значение $\int_0^{\tau} \bar{V}_m(t) dt = 3$ км. Для более старых медди (Sharon 84 and 85, Bobby92, Ceres, Encelade и Hyperion), наблюдавшихся западнее, принималось $\int_0^{\tau} \bar{V}_m(t) dt = 2.5$ км. Вертикальная стратификация определяется по

региональной климатологии MEDTRANS с использованием сезонной климатологии, данные которой интерполируются в пространстве и по времени в точки и на моменты наблюдений медди.

Наблюдаемые значения ω_0 в центрах поверхностных сигналов медди соответствуют теоретическим. Как и ранее, исключением является медди Ceres, наблюдаемая аномально высокая завихренность над которым являлось результатом захвата медди меандра Азорского течения (Tychensky and Carton, 1998). Нулевая аномалия Pinball соответствует периоду формирования медди, когда поверхностный сигнал еще не успел сформироваться (рис. 6.8).

Ниже описан анализ вдоль траекторий медди, отслеживаемых поплавками RAFOS (рис. 6.23-6.25).

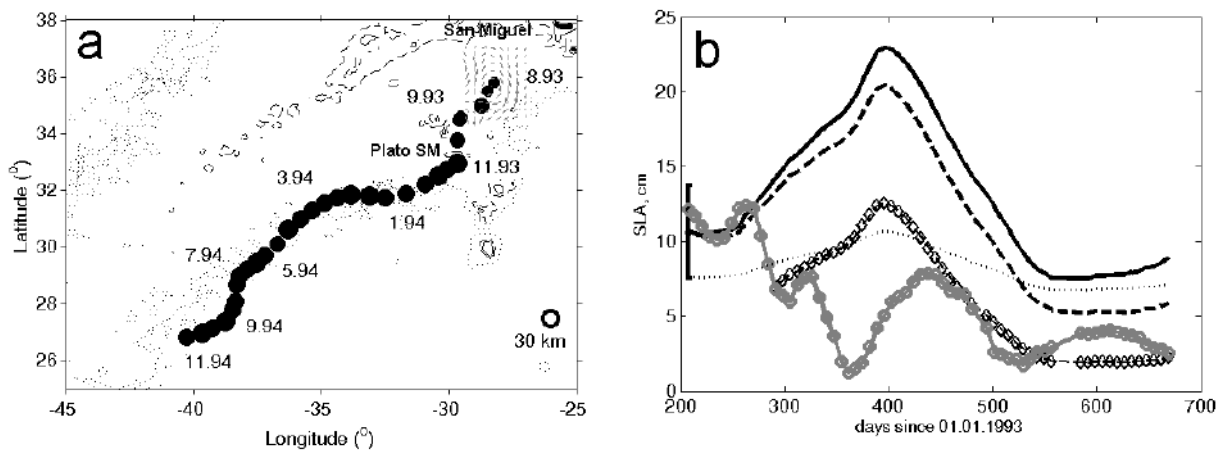


Рис. 6.23. Траектория и поверхностный сигнал в уровне моря медди Hyperion. (а) Траектория медди; размер кружков отражает радиус вращения поплавка RAFOS. Показаны изобаты 1000, 2000 и 4000 м. (б) Аномалия уровня моря над медди (см): наблюдаемые значения по данным AVISO – серая линия с кружками; вычисленные по формуле (6.34) в предположении постоянства параметров медди во времени – черная сплошная линия с крестиками; в предположении увеличения глубины расположения центра медди на 70 м в год (как наблюдаемое заглужение поплавков RAFOS) – черная штриховая линия; в предположении скачкообразного уменьшения радиуса медди на 10 км после взаимодействия с подводной горой Платона – черная штриховая линия с ромбами; использованные для теоретических оценок значения $N \cdot 10^3$ – тонкая пунктирная линия (из Bashmachnikov et al., 2014).

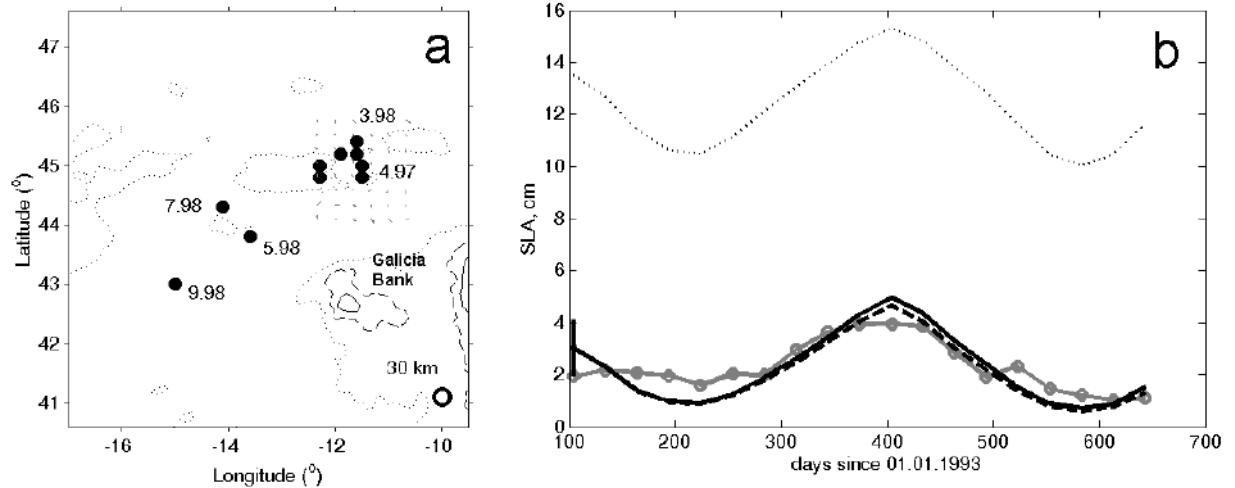


Рис. 6.24. То же, что на рис. 6.23, но для медди Ulla (из Bashmachnikov et al., 2014).

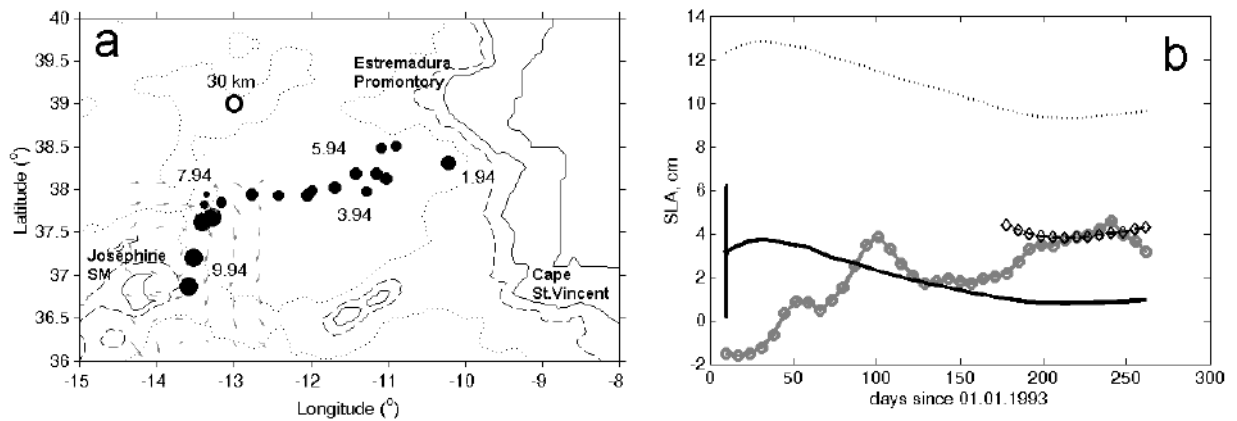


Рис. 6.25. То же, что на рис. 6.23, но для медди Pinball. На врезке (b): черная линия с ромбами – аномалия уровня моря над медди (см) после предполагаемого увеличения радиуса медди на 10 км в следствии слияния с другим медди (из Bashmachnikov et al., 2014).

Теоретическая оценка изменчивости максимальной аномалии уровня моря над медди Нурегіон (рис. 6.23), в целом, подтверждает закономерности, полученные выше по теории контурного вихря (рис. 6.19). Отмечается резкое снижение интенсивности сигнала после пересечения Азорского течения и взаимодействия с подводной горой Платона (примерно на 300-е сутки). Аномалии уровня моря над медди после этого момента хорошо аппроксимируют наблюдения при уменьшении радиуса медди на 10 км. Согласно формуле (4.5), уменьшение R_m с 35 до 25 км эквивалентно потере примерно 30% соли ядра медди. Похожий результат (потеря примерно 25% соли), как результат взаимодействия медди с подводной горой к северу от Азорских островов, был получен в разделе 4.3.3.5 (см. также Bashmachnikov et al., 2009b). Другой период аномального ослабления поверхностного сигнала Нурегіон соответствует периоду его близкого взаимодействия с двумя циклонами, расположенных один к западу, а другой к востоку от медди (на 330-400 сутки). Подобное «подныривание» медди под поверхностный циклон наблюдали Carton et al. (2010). На 390-420 сутки западный циклон отделился от триплета, устремляясь на север, а медди, пройдя некоторое расстояние вокруг восточного циклона, двинулся на юг. В этот период медди вновь обрел поверхностный сигнал, который опять стал близок к теоретическому, хотя и был значительно ослаблен возросшей стратификацией верхнего слоя океана.

Аналогично результатам раздела 6.3.4 для контурного вихря, формула (6.34) для вихря Рэлея хорошо описывает сезонную изменчивость сигнала над медди Ulla (рис. 6.24) в период стагнации этого медди.

Эволюция поверхностного сигнала медди Pinball (рис. 6.25), начинается примерно на 70-90 сутки с начала его наблюдения, когда поверхностный сигнал медди достиг его предсказанной интенсивности после начала движения на запад (рис. 6.25). На 170 сутки сигнал аномально усилился, что явилось результатом слияния медди Pinball с другим медди, подошедшим с севера (Richardson et al., 2000). Параметры медди после слияния неизвестны. Данные моделирования одинаковых по размеру внутритермоклинных трехмерных вихрей показывают, что после слияния вертикальная мощность вихря остается неизменной, но растет его радиус (Reinaud and Dritschel, 2002; Vambrey et al., 2007). Увеличение исходного радиуса медди Pinball на 10 км (с 18 км до 28 км) приводит к хорошему соответствию между наблюдениями и теорией на поверхности моря. Это также соответствует оценкам *in situ*, полученным для медди у Richardson et al. (2000) на основе анализа изменения характера вращения поплавка RAFOS (рис. 6.25). Объем результирующего вихря, равен примерно 80% от суммы объемов слившихся вихрей. По данным численных экспериментов подобное явление не редкость и является результатом потери части объема слившихся ядер на генерацию вторичных субмезомасштабных вихрей и филаментов (Reinaud and Dritschel, 2002; Жмур, 2010; Ciani et al., 2016).

6.4 ПРОСТРАНСТВЕННЫЕ СТАТИСТИКИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ МЕДДИ ПО ТЕОРЕТИЧЕСКИМ ОЦЕНКАМ И ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ

6.4.1 ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ МЕДДИ В СУБТРОПИЧЕСКОЙ АТЛАНТИКЕ ПО ТЕОРЕТИЧЕСКИМ ОЦЕНКАМ

Используя полученные в разделах 6.3.2 и 6.3.5 теоретические формулы, можно оценить аномалии уровня моря, формируемые медди с заданными характеристиками в заданном районе океана.

Приняв характерные значения $|\tilde{q}_m| = 0.7f$ и $H = 800-1100$ м (табл. 6.1), по формуле (6.11) можно оконтурить районы, где поверхностные сигналы медди в принципе могут быть зарегистрированы в данных альтиметрии AVISO. Из диапазона формальных погрешностей сеточного массива AVISO 2-4 см (Fu and Cazenave, 2001) будем использовать критическое значение 2 см, т.к. выше было показано, что даже слабую аномалию уровня моря величиной 2-4 см над медди Ulla можно непрерывно отследить по картам AVISO в течение месяцев (рис. 6.19b и 6.24).

Результаты, полученные по формулам раздела 6.3.2, показали (рис. 6.26), что в альтиметрии AVISO можно отследить медди с динамическим радиусом $R_m \geq 20$ км к северу от 30-35°с.ш. (вдоль Северного и Центрального маршрутов движения медди – рис. 4.12), однако южнее (вдоль Южного маршрута) сигнал на поверхности моря медди с $R_m = 20$ км уже слишком слаб и прерывист для непрерывного его отслеживания по данным AVISO (рис. 6.26a,b). Медди с $R_m \geq 30$ км возможно отследить во всем районе исследования, за исключением самой южной его части (южнее 25°с.ш., рис. 6.26c,d). Так, например, аномалия уровня моря над медди Huregion в альтиметрии составляла 10-15 см на 34-35°с.ш., но ослабла до 5 см и менее на заключительном этапе его траектории на 27°с.ш. (рис. 6.19 и

6.23), причем сигнал в альтиметрии AVISO стал прерывист. Очень высокие аномалии уровня моря для $R_m \geq 30$ км в северной части района исследований представляются завышенными (рис. 6.26с,d) и почти не наблюдались на практике (см. раздел 6.4.2 ниже). Это связано с тем, что теоретические оценки не учитывают диссипацию поверхностного сигнала медди, в частности, диссипацию за счет формирования волн Россби (см. раздел 6.3.3). Диссипация же будет увеличиваться с ростом градиента уклона уровня моря над медди, ограничивая величину сигнала медди на поверхности моря.

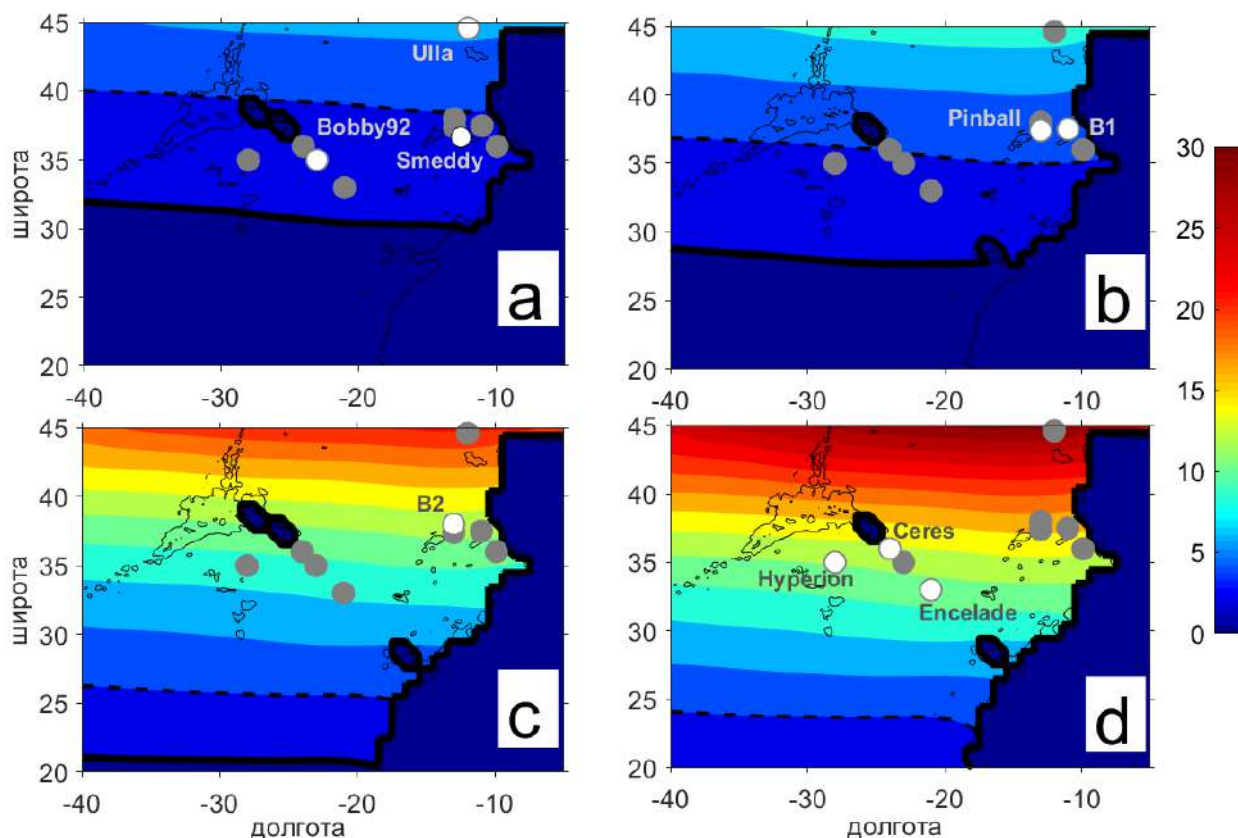


Рис. 6.26. Теоретические оценки аномалий уровня моря поверхностных сигналов медди по формуле (6.11) с заданными характеристиками: (а) $R_m = 20$ км и $H = 1100$ м; (б) $R_m = 20$ км и $H = 800$ м, (с) $R_m = 30$ км и $H = 1100$ м, (д) $R_m = 30$ км и $H = 800$ м. Жирные почти зональные черные линии отмечают значения, при котором поверхностный сигнал медди будет превышать уровень шума: сплошная линия – $\zeta_{cr} = 2$ см, штриховая линия – $\zeta_{cr} = 4$ см. Кружками белого цвета отмечены медди, геометрические характеристики которых (H и R_m) соответствуют расчетным для данной карты, а серыми кружками – остальные медди, поверхностные сигналы которых оценены на рис. 6.22 (см. также таблицу 6.1). Оценки f/N в каждой точке области даны согласно данным среднегодовой климатологии MEDTRANS. Показана изобата 2000 м (из Bashmachnikov et al., 2012).

Изолинии амплитуд аномалий уровня поверхностных сигналов медди с заданными характеристиками вытянуты почти зонально (рис. 6.26), что является следствием почти зонального простирания изолиний f/N (рис. 6.14). Таким образом, теоретические результаты можно обобщить путем выделения критической широты (φ_{cr}), южнее которой медди с соответствующими характеристиками не могут быть выделены в альтиметрии AVISO (рис. 6.27). Результаты показывают, что медди с $R_m \leq 10$ км не могут быть обнаружены по

альтиметрическим данным AVISO в районе распространения средиземноморских вод (рис. 6.27а). Минимальный теоретически возможный динамический радиус обнаружения северных медди $R_m \geq 15$ км (рис. 6.27а), но для надежного отслеживания сигнала желательно, чтобы $R_m \geq 20$ км (рис. 6.27б). Для южных медди вдоль Центральной траектории их распространения (35-40°с.ш., рис. 4.13), динамический радиус медди $R_m \geq 20$ км (рис. 6.27а), но для надежного отслеживания их поверхностного сигнала желательно, чтобы $R_m \geq 20-25$ км (рис. 6.27б). Большинство медди в таблице (6.1) удовлетворяют этому критерию, за исключением некоторых медди малого радиуса в непосредственной близости от Иберийского полуострова (рис. 4.15). Так, медди Pinball радиусом 18 км давал едва различимый слабый сигнал в альтиметрии AVISO, который интенсифицировался после его слияния с другим медди (рис. 6.19 и 6.25).

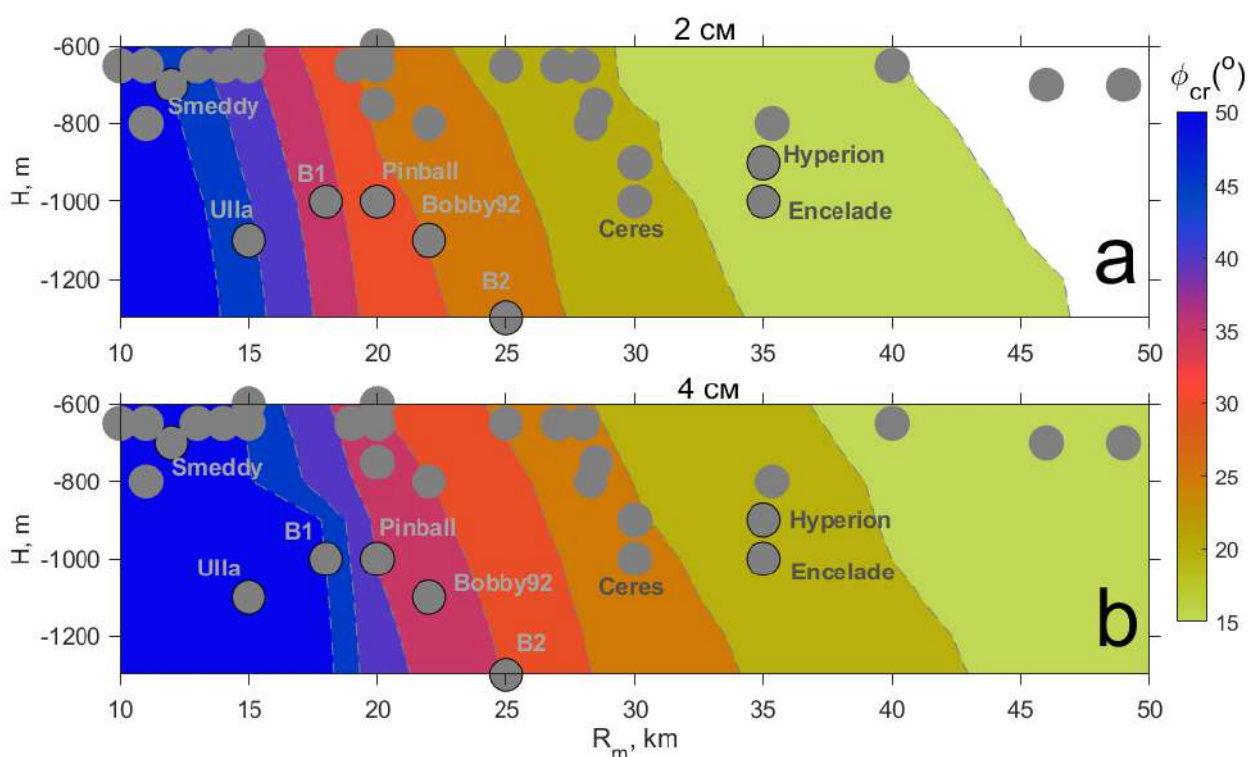


Рис. 6.27. Критическая широта (ϕ_{cr}), южнее которой поверхностный сигнал медди не может быть отслежен в альтиметрии AVISO, как функции глубины ядра медди H и его динамического радиуса R_m . Принимается минимальное значение аномалии над медди, превышающее формальную ошибку (шум) данных AVISO в: (а) 2 см и (б) 4 см. Частота плавучести взята из среднемноголетней климатологии MEDTRANS. Серыми кружками выделены медди, описанные в таблице 6.1. Подписаны названия некоторых медди, показанных на рис. 6.26 (по Bashmachnikov et al., 2012).

Южнее Азорского течения минимальные радиусы медди, которых можно отслеживать с помощью альтиметрии AVISO, быстро увеличиваются с 20-25 км на 30°с.ш. до 30-40 км на 20°с.ш. При этом наблюдаемые радиусы медди вдоль Южного маршрута, за редким исключением, находятся в пределах от 20 до 50 км (рис. 4.15). Это значит, что далеко не все медди Южного маршрута будут видны в альтиметрии, а поверхностные сигналы тех медди, которые будут видны, окажутся крайне слабыми. Впрочем, 25-30°с.ш. является южной границей распространения средиземноморских вод (рис. 4.5) и вероятность

проникновения меди в эти широты весьма низка (рис. 4.9 и 4.12b). Так, даже для изначально крупного медди Sharon, разрушение ядра было зафиксировано на 20° с.ш. (Armi et al., 1989).

В предыдущих оценках не обсуждалось влияние аномалии потенциальной завихренности ядер меди, которая входит амплитудным множителем в формулу (6.11). Оценка этого параметра является функцией аномалии частоты плавучести ядра меди (выражение 4.9 и рис. 4.23), а также относительной завихренности ядра (рис. 4.21). Модуль пиковой относительной завихренности ядер меди меняется в пределах от $0.05 f$ до $0.30 f$. Малые числа Бюргера (средние значения $Bu \sim 0.5$, рис. 4.22) говорят о том, что для большинства меди именно аномалия частоты плавучести ядра будет определять \tilde{q}_m . Эти аномалии в среднем максимальны для меди вдоль Южного маршрута (рис. 4.13), что должно способствовать несколько более интенсивным сигналам таких меди в альтиметрии AVISO, и, следовательно, несколько меньшим значениям критической широты, чем на рисунке (6.27).

Для решений (6.34) и (6.39) раздела 6.3.5 был проведен анализ чувствительности к изменчивости параметров ядер меди, ограниченных их характерными диапазонами по данным натуральных наблюдений: $R_m \in [20-80 \text{ км}]$, $H \in [700-1200 \text{ м}]$, $\Delta H \in [20-120 \text{ м}]$ (рис. 6.28). В расчетах, как и ранее, 2 см принималось за предел обнаружения сигнала меди в уровне моря по данным альтиметрии AVISO и задавалось $f/N = 0.01$, характерное для субтропической Атлантики (рис. 6.14). Результаты показывают, что, в пределах своих характерных значений, поверхностный сигнал над меди интенсифицируется с уменьшением глубины ядра H и ростом ΔH (рис. 6.28а-с). Изменение ΔH является следствием растяжения изопикн в ядре меди, т.е. аналогом изменения аномалии потенциальной завихренности ядра. При этом, зависимость аномалий относительной завихренности и уровня моря поверхностного сигнала меди от ΔH ослабевает с уменьшением радиуса меди. Для небольших меди с $R_m = 10 \text{ км}$ эти аномалии практически не зависят от ΔH (не показано).

Зависимость характеристик уровня моря от радиуса меди раздела 6.3.5 (формула 6.34), в целом, тоже хорошо согласуются с результатами для контурным меди раздела 6.3.2 (формула 6.11, рис. 6.19). Так, анализ формулы (6.34) показывает, что в субтропической Атлантике: 1) крупный меди с $R_m \geq 30 \text{ км}$ дает достаточно интенсивный сигнал на поверхности моря, независимо от глубины залегания ядра меди (рис. 6.28а), 2) меди среднего размера с $R_m \sim 20 \text{ км}$ виден только если он расположен неглубоко и достаточно интенсивен ($H \leq 900-1000 \text{ м}$ и $\Delta H \geq 50 \text{ м}$) (рис. 6.28б), 3) небольшие меди с $R_m \sim 10 \text{ км}$, как правило, не будут обнаружены в данных альтиметрии AVISO (график не приведен). Теоретически такие небольшие меди могут быть обнаружены в аномалиях уровня моря по вдольтрековым данным, если они расположены неглубоко ($H \leq 800-900 \text{ м}$) и очень интенсивны ($\Delta H > 70 \text{ м}$), но в альтиметрии AVISO их сигнал будет регулярно просеиваться между альтиметрических треков.

Используя теоретические результаты для меди с профилем Рэлея, изложенные в разделе 6.3.5 (формула 6.34, рис. 6.23-6.25), было установлено, что радиусы поверхностных сигналов меди нелинейным образом зависят от радиуса ядра меди. Полученные решения уравнения (6.37) показали, что в пределах субтропиков ($30-45^\circ$ с.ш.), где обнаруживаются большинство меди, при значениях $R_m \leq 40 \text{ км}$ радиусы поверхностных сигналов меди в 2 раза больше: $R_0/R_m \sim 2$ (таблица 6.4). Таким образом, даже меди с радиусами $\sim 20 \text{ км}$

создают поверхностный сигнал достаточного радиуса (~40 км), чтобы выявлять их в данных альтиметрии AVISO (см. Tournadre, 1990). Для более крупных медди (60 км и более), особенно если это северные медди, отношение $R_0/R_m \sim 1.5$, а при дальнейшем увеличении радиуса до 100 км и более R_0/R_m приближается к 1.

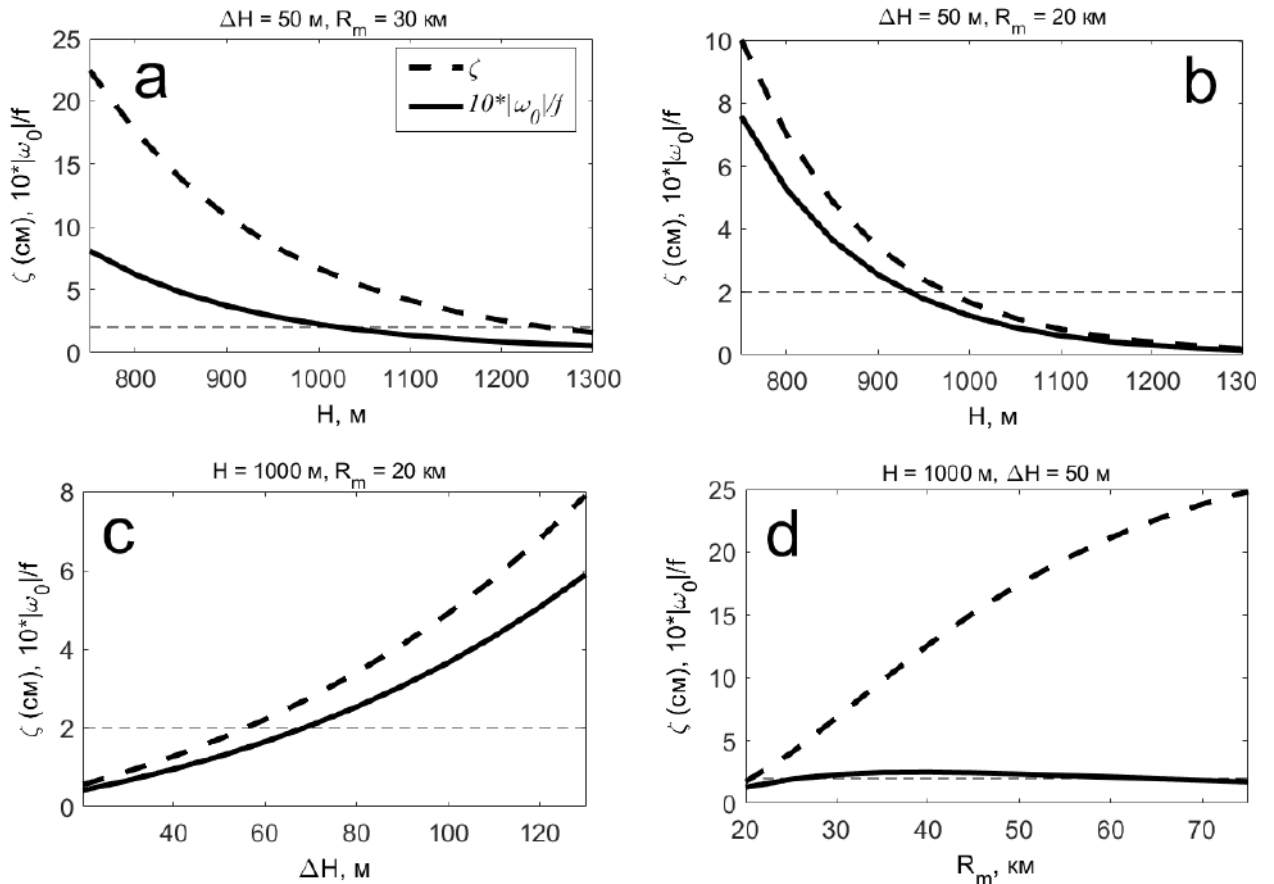


Рис. 6.28. Анализ чувствительности теоретических значений ζ (черная штриховая линия, формула 6.34) и ω_0/f (*10, черная сплошная линия, формула 6.39) к изменчивости параметров медди: (а) к изменению глубины ядра медди (H) при $R_m = 30$ км и $\Delta H = 50$ м; (б) к изменению H при $R_m = 20$ км и $\Delta H = 50$ м; (в) к изменению ΔH при $R_m = 20$ км и $H = 1000$ м; (д) к изменению R_m при $H = 1000$ м и $\Delta H = 50$ м. Во всех экспериментах $f/N = 0.01$ (из Bashmachnikov et al., 2014).

Результаты теории для медди с профилем Рэля (раздела 6.3.5) показывают и некоторые отличия от результатов теории для контурного вихря (раздел 6.3.2). Так, в отличие от результатов раздела 6.3.2, рост аномалии уровня моря (ζ) над медди с профилем Рэля замедляется с ростом R_m . В формуле (6.34) это отражается в том, что, помимо экспоненциальной зависимости ζ от R_m , там присутствует также обратная зависимость амплитудного множителя ζ от R_m . Последний начинает играть все большую роль при росте R_m . Дело в том, что исходные допущения теории контурного медди раздела 6.3.2 не предполагают зависимости радиуса его поверхностного сигнала (R_0) от R_m , тогда как выше было показано, что для медди с профилем Рэля R_0 растет с ростом R_m . Рост R_0 ограничивает рост максимальной азимутальной скорости поверхностного сигнала $v_{\theta 0} \sim \frac{\zeta}{R_0}$ с ростом R_m , чего не наблюдается для контурного вихря. Относительная же завихренность

поверхностного сигнала медди $\omega_0 \sim 4.7 \frac{v_{\theta 0}}{R_0}$ (формула 1.9), оказывается практически не зависящей от R_m (рис. 6.28d). Согласно формуле (6.39), некоторая зависимость ω_0 от R_m все же будет наблюдаться для сравнительно небольших медди ($R_m \sim 10$ км и менее). Таким образом, изменчивость интенсивности поверхностного сигнала с изменением радиуса медди вносит коррективы в более грубое упрощение теории контурного медди.

6.4.2 ПРОСТРАНСТВЕННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ПАРАМЕТРОВ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ МЕДДИ В СУБТРОПИЧЕСКОЙ АТЛАНТИКЕ ПО ДАННЫМ НАБЛЮДЕНИЙ

В предыдущих разделах 6.3.4 и 6.3.6 было показано в целом неплохое соответствие в теории и в наблюдениях величин сигналов отдельных медди на поверхности моря, а также эволюции этих сигналов во времени. В этом разделе проведено массовое сравнение для большой совокупности медди с целью выявить особенности пространственного распределения поверхностных сигналов медди в теории и наблюдениях. Для анализа использовалась база 241 медди, описанная в разделе 4.3, для которых данные наблюдений позволяли оценить все необходимые для теоретической оценки поверхностного сигнала параметры медди: глубину и радиус ядра, а также аномалию частоты плавучести ядра – основную составляющую аномалии потенциальной завихренности ядра. Из базы было отобрано 209 медди, наблюдавшихся начиная с 1993г., для которых можно было оценить интенсивность поверхностного сигнала по данным наблюдений спутниковой альтиметрии AVISO. Для идентификации поверхностного сигнала были использованы результаты раздела 6.2, где было показано, что центры поверхностных проявлений медди, в подавляющем большинстве случаев, расположены в пределах одного радиуса от центра медди (см., например, табл. 6.2). В связи с этим, поверхностным проявлением медди считалось ближайшая к центру медди отрицательная аномалия относительной завихренности, наблюдавшаяся в течении ± 10 дней от даты выполнения профилей *in situ*, использовавшихся для идентификации медди. При этом центр аномалии должен был находиться в пределах двух радиусов от центра медди, а средний радиус аномалии должен был составлять не более двух радиусов медди. В случае выявления такой аномалии, определялись координаты ее центра, радиус (R_0) по методике Bashmachnikov et al. (2017) (см. раздел 2.3.2). Максимальная аномалия уровня моря (ζ), как и ранее, рассчитывалась как разность максимального значения уровня моря в выделенной области поверхностного сигнала медди и среднего уровня моря в кольце $1.5-2.0 R_0$.

Результаты показали, что среднее расстояние δ между центрами медди (выделенных по данным *in situ*) и центрами их поверхностных сигналов (выделенных по данным альтиметрии AVISO) было менее 10 км (рис. 6.29а), т.е. центры сигналов медди, как правило, находились прямо над центрами медди, в пределах пространственного разрешения альтиметрии AVISO. Это указывает на преобладающее выстраивание медди и его поверхностного сигнала в единую вертикальную структуру с общей осью вращения, часто выявляемое для различных типов вихрей в наблюдениях *in situ* и в результатах численного моделирования (см., например, Carton et al., 2013; Bashmachnikov et al., 2013b; Belkin et al., 2020). Сравнительно малое число центров поверхностных сигналов, наблюдавшихся на расстояниях более 100 км от центров медди находились в пределах двух радиальных расстояний от центров соответствующих медди. Такие вихри все еще можно

рассматривать как связанные (Carton et al., 2016). Отметим, что на рисунке (6.29a) множество точек с малыми δ накладываются друг на друга, что создает ложное впечатление большого разброса при визуальной оценке.

Азимутальные углы между центрами медди и центрами их поверхностных сигналов покрывают весь диапазон возможных взаимных положений. Тем не менее, доминируют положения центров поверхностных сигналов к западу и к югу от центров соответствующих медди, и несколько меньшее их количество – к северо-западу от центров медди (см. цифры по секторам на рис. 6.29a). Именно эти направления являются доминирующими в перемещении медди (рис. 4.11). В сочетании с противоположными направлениями основных поверхностных течений в регионе, направленных на восток и юго-восток, можно констатировать, что поверхностные сигналы, как правило, смещены к переднему фронту движущихся медди. Это согласуется с концепцией генерации поверхностного сигнала медди как следствия сохранения потенциальной завихренности верхнего слоя океана при набегании потока на движущийся подповерхностный вихрь (раздел 6.3.1, рис. 6.12). Впрочем, т.к. для связанных вихрей, в том числе с ядрами на разных горизонтах, часто наблюдается их взаимное вращение вокруг общего центра (см., например, Reinaud and Dritschel, 2002; Versanelli et al., 2016), существует принципиальная возможность нахождения поверхностного сигнала не только над фронтальной частью движущегося медди, но и по любому азимуту.

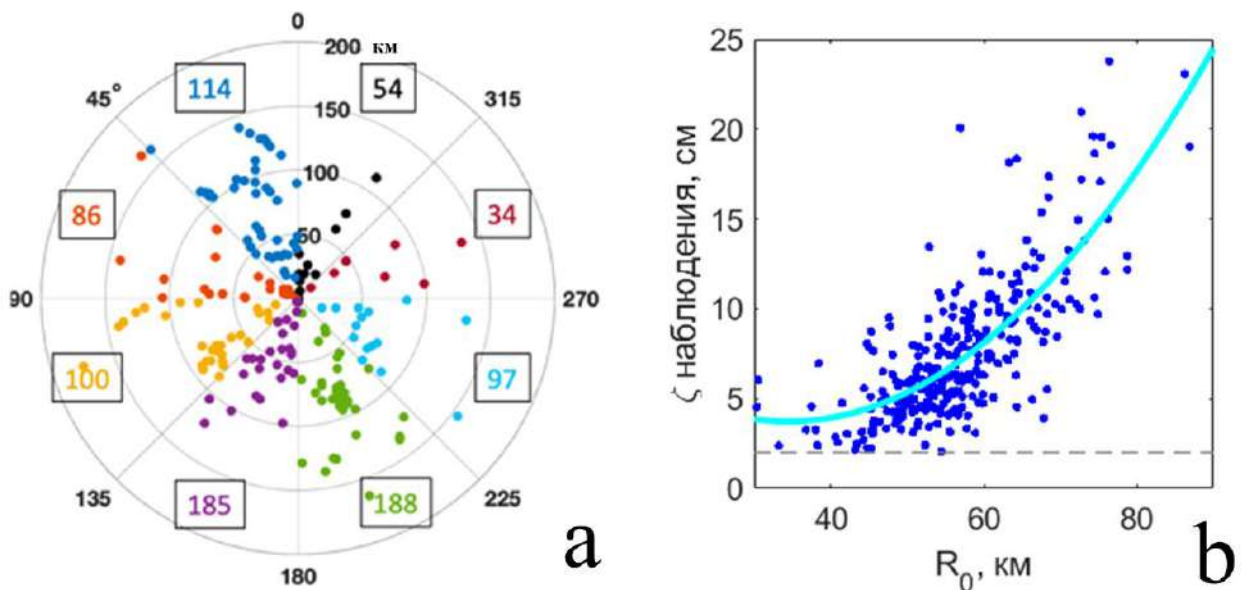


Рис. 6.29 (a) Азимутальный угол α ($^\circ$) и расстояние δ (км) между центрами ядер 209 медди и центрами их поверхностных сигналов по данным наблюдений; направление на север – вертикально вверх. Цветом выделены разные 45° -ные азимутальные сектора; числа в каждом секторе показывают общее количество наблюдений. (b) Максимальные аномалии уровня моря ζ (см) поверхностных проявлений медди как функция динамического радиуса этих аномалий R_0 (км). На диаграмме рассеяния поле значений аппроксимировано квадратичной функцией (голубая кривая); для аппроксимации использованы только значения поверхностных проявления медди, для которых $\zeta \geq 2$ см (по Ienna et al., 2022).

Аномалия уровня моря над медди, как правило, превышает уровень шума данных альтиметрии AVISO в 2 см и редко превосходит 20 см (рис. 6.29b). В свойствах

поверхностного сигнала меди выявляется квадратичная зависимость ζ от R_0 (рис. 6.29b). Такая зависимость, при относительном постоянстве ω_0 (рис. 6.18a), предполагает близкий к геострофическому баланс (формула 6.2), а также линейный рост максимальной азимутальной скорости в поверхностном сигнале меди с ростом R_0 (см. также формулу 1.6).

В географическом распределении R_0 , несмотря довольно высокий уровень шума, связанного как с изменчивостью характеристик ядер меди (раздел 4.3), так и с изменчивостью во времени фоновых условий океана, можно наблюдать определенные тенденции (рис. 6.30): 1) R_0 в среднем увеличиваются от $R_0=40-50$ км вблизи Пиренейского полуострова до $R_0=90$ км к западу от 20° з.д.; 2) аномалия уровня моря ζ довольно быстро растет от 3-6 см вблизи Пиренейского полуострова до 7-8 см между $15-20^\circ$ з.д., и далее медленно продолжает увеличиваться на запад, достигая максимальных значений на северо-западе района исследования.

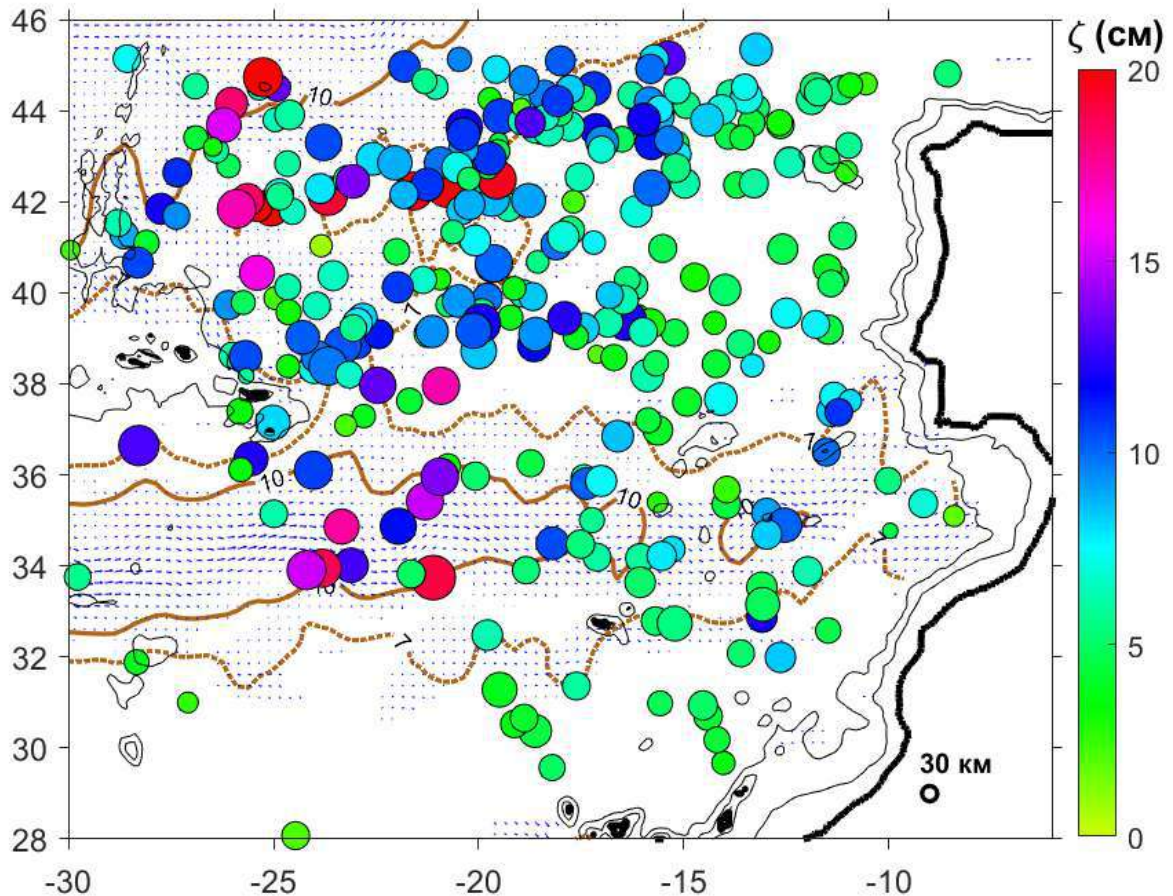


Рис. 6.30. Пространственное распределение максимальных аномалий уровня моря ζ (см, цвет) поверхностных проявлений меди. Размер кружков соответствует динамическим радиусам поверхностных проявлений меди (R_0 , км); референтное значение $R_0=30$ км показано в правом нижнем углу; для лучшей видимости различий выбрана нелинейная шкала R_0 . Охровыми контурами показан 75% квартиль модуля скорости поверхностного течения по данным спутниковой альтиметрии AVISO (сплошная линия – 10 cm s^{-1} , пунктир – 7 cm s^{-1}); направление наиболее интенсивных средних течений показано синими стрелками.

Теоретический расчет интенсивности поверхностных сигналов медди проводился с использованием более простых оценок интенсивности сигнала контурного вихря из раздела 6.3.2, формула (6.11), т.к. аномалии уровня моря оценивались примерно с одинаковой точностью как для контурного медди (разделы 6.3.2 и 6.3.4), так и для медди с профилем Рэлея (разделы 6.3.5 и 6.3.6). Аномалия квазигеострофической потенциальной завихренности в ядре медди относительно фона определялась согласно формуле (6.3):

$$\tilde{q}_m = \frac{N_m^2}{g}(\omega_m + f) - \frac{N_0^2}{g}f \approx \frac{f}{g}(0.8N_m^2 - N_0^2). \quad (6.42)$$

Здесь, как и ранее, за отсутствием данных использовалось соотношение $\omega_m = -0.2f$ (рис. 4.20), N_m – частота плавучести в ядре медди и N_0 – частота плавучести фона в слое ядра медди по данным климатологии MEDTRANS. Рассчитанные значения \tilde{q}_m изменялись от $-6 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ до $2 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$, в среднем составляя $-1.6 \cdot 10^{-5} \text{ c}^{-1}$ (рис. 6.31a). В антициклонических медди аномалия \tilde{q}_m должна быть отрицательной, что подтверждается наблюдениями (см., например, Tychensky and Carton, 1998; Paillet et al., 2002). Из 209 медди, для 15 были получены положительные значения \tilde{q}_m . Видимо пиковая относительная завихренность ядер этих медди была существенно больше принятой для расчетов средней оценки $-0.2f$, что иногда встречается для ядер медди (табл. 6.1, рис. 4.20). Эти 15 медди были исключены из дальнейших оценок.

Результаты анализа связи аномалий уровня моря с различными характеристиками ядер медди, используемых в формуле (6.11) (\tilde{q}_m , R_m , H), показали, что ни один из этих параметров не является доминирующим в определении интенсивности сигнала медди на поверхности моря. В расчетах по гидродинамической модели высокого разрешения в пределах 900 км от Пиренейского полуострова Ciani et al. (2017) показано, что теоретически описанная выше связь интенсивности поверхностного сигнала с характеристиками ядра медди нарушается при взаимодействии с поверхностными вихрями, Азорским течением или подводными горами. Для медди, не вступавшего в такие взаимодействия, выявлена прямая зависимость интенсивности поверхностного сигнала от \tilde{q}_m и обратная от H , что согласуется с теорией.

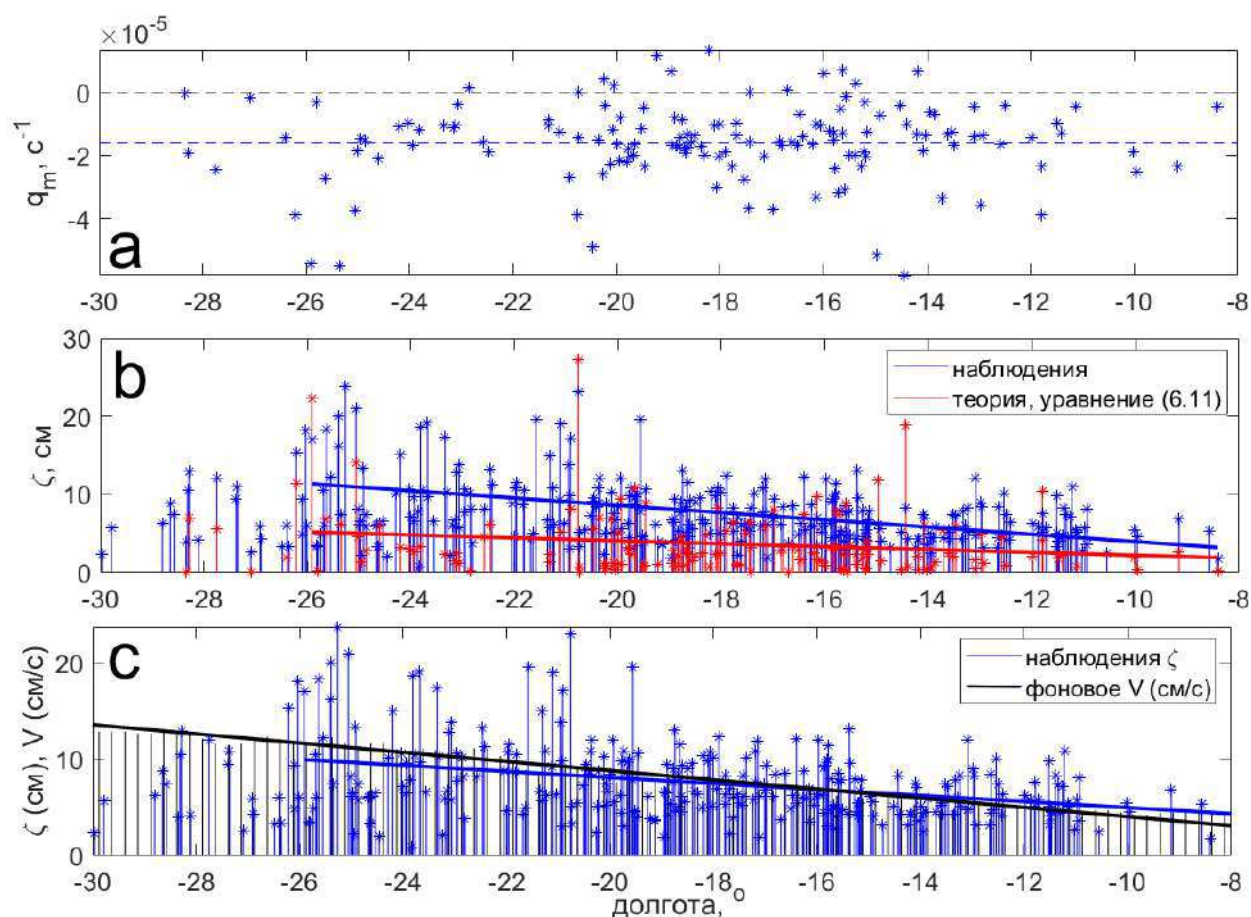


Рис. 6.31 (a) Аномалии потенциальной квазигеострофической завихренности ядра медди (\tilde{q}_m, c^{-1}) по формуле (6.42); среднее значение $\tilde{q}_m = -1.6 \cdot 10^{-5} c^{-1}$ отмечено горизонтальной синей штриховой линией. (b) Максимальная аномалия уровня моря в поверхностных сигнала медди ($\zeta, \text{см}$) по данным спутниковой альтиметрии AVISO (синие столбцы) и ее теоретическая оценка по формуле формулы (6.11) (красные столбцы). Линии показывают линейные тренды от 8^{з.д.} до 26^{з.д.}: в наблюдениях тренд значим, в теории – чуть выше уровня значимости. (c) Максимальная аномалия уровня моря в поверхностных сигнала медди (ζ , как на графике (b)) по данным спутниковой альтиметрии AVISO (синие столбцы) и средняя скорость фонового течения в окрестности медди ($V, \text{см}/\text{с}$) (черные столбцы). Результаты приведены как функции географической долготы.

На рис. (6.31b) показаны значения максимальной аномалии уровня моря, полученные по данным спутниковой альтиметрии (ζ_{obs} , синие столбики). Выделяются 3 anomalно большие значения $\zeta_{obs} > 20 \text{ см}$. Для оценки их реалистичности были рассчитаны максимальные азимутальные скорости этих поверхностных сигналов медди в приближении вихря Рэлея (формула 1.9). Максимальные скорости не превышали $30 \text{ см}/\text{с}$, что является реалистичной оценкой для вихрей в океане. Умеренные скорости связаны с тем, что эти anomalные сигналы находились над северными медди большого радиуса (рис. 4.15d). Последнее частично компенсирует большие значения ζ в оценках скорости течения. Теория также показывала большие значения аномалий уровня поверхностных появлений этих медди (рис. 6.31b, 6.32), что дополнительно подтверждает их реалистичность.

Теоретические оценки (ζ_{thy}), полученные по формуле (6.11), по порядку величины соответствуют ζ_{obs} и в целом воспроизводят изменчивость ζ_{obs} (рис. 6.31, 6.32):

коэффициент корреляции между рядами равен 0.6. В то же время, теория недооценивает наблюдаемую величину ζ_{obs} в среднем примерно на 50%, что следует из уравнения линейной регрессии, построенной по данным диаграммы рассеяния (рис. 6.32):

$$\zeta_{thy} = 0.56 \zeta_{obs} + 0.47. \quad (6.43)$$

Невысокий коэффициент детерминации регрессии $R^2 \sim 0.4$ является следствием довольно большого разброса теоретических значений ζ_{thy} относительно наблюдений ζ_{obs} . Этот разброс связан с рядом причин: 1) неточностью оценок параметров медди, используемых в расчете ζ_{thy} , 2) неточностью оценок интенсивности наблюдавшихся поверхностных сигналов медди ζ_{obs} , 3) возможным искажением сигналов медди другими динамическими структурами, что отмечалось на участках траекторий медди Hyperion, Ceres, Encelade, Zoe и Pinball (рис. 6.19). ζ_{obs} также зависят от интенсивности фонового течения в окрестности медди (V , рис. 6.31с), которое не учитывалось в теории, но которое тоже имеет значимый тренд к увеличению на запад и корреляция V с ζ_{obs} составляет 0.36 при минимальной значимой корреляции 0.17.

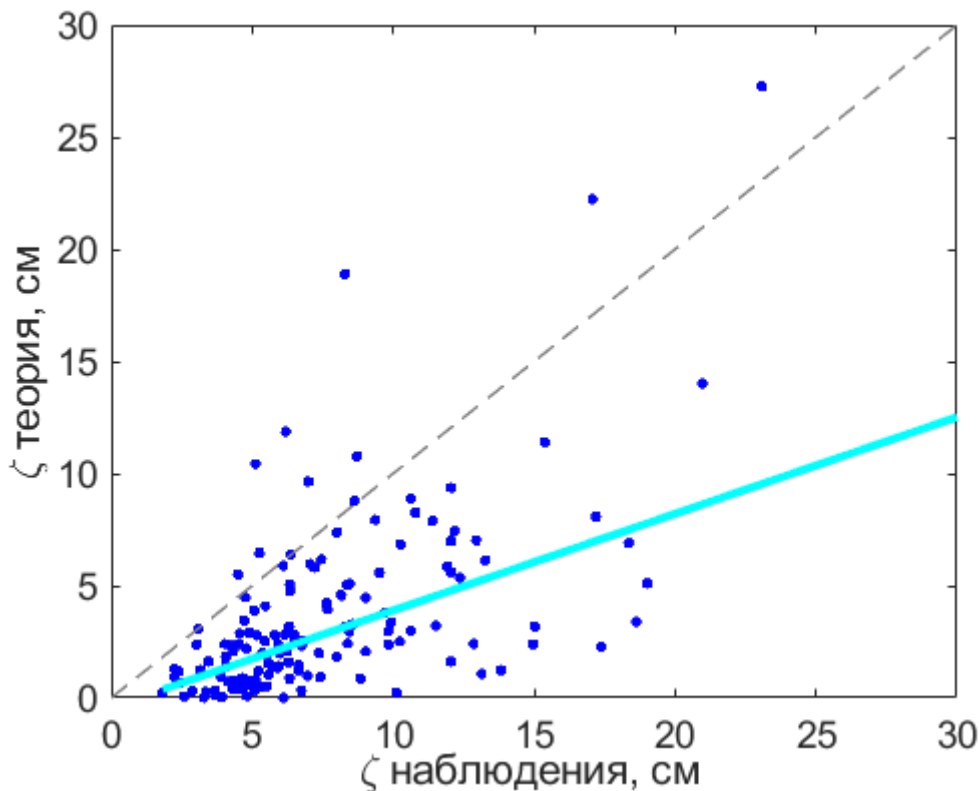


Рис. 6.32. Диаграмма рассеяния измеренных ζ_{obs} и теоретических ζ_{thy} значений (см). Географическое распределение поверхностных сигналов медди приведено на рис. (6.30). Линейная связь между измеренными и теоретическими значениями ζ , полученная методом наименьших квадратов, показана голубой прямой (формула 6.43) (по Ienna et al., 2022).

Сравнение всех полученных выше теоретических соотношений по формулам (6.11), (6.14), (6.15) и (6.34) с данными наблюдений были проведены для нескольких медди. Ниже представлен пример такого расчета для медди ARGO399, отслеженного с помощью поплавка ARGO №6900399 в течении более чем 1.5 лет (с июня 2006г. по февраль 2008г.) и

прошедшего практически весь район исследования с запада на восток и с севера на юг (рис. 6.33). Метод выявления медди в данных поплавок ARGO описан в разделе 2.3.1. Радиус медди определялся по данным нескольких серий вертикальных зондирований, когда вблизи поплавок ARGO №6900399 выполнялись другие *in situ* зондирования, судами или другими поплавками. Согласно полученным результатам, медди ARGO399 имел следующие характеристики: $R_m = 32$ км, $H = 1000$ м, $H_s = 660$ м, $\Delta H = 116$ м. Аномалия солёности в медди ARGO399 достигала 0.6, аномалия относительной завихренности медди $\omega_m \sim 1 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, а аномалия потенциальной завихренности ядра медди $\tilde{q}_m \sim 6 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$. Отношение f/N в слое над медди менялось вдоль траектории медди от 0.02 до 0.03.

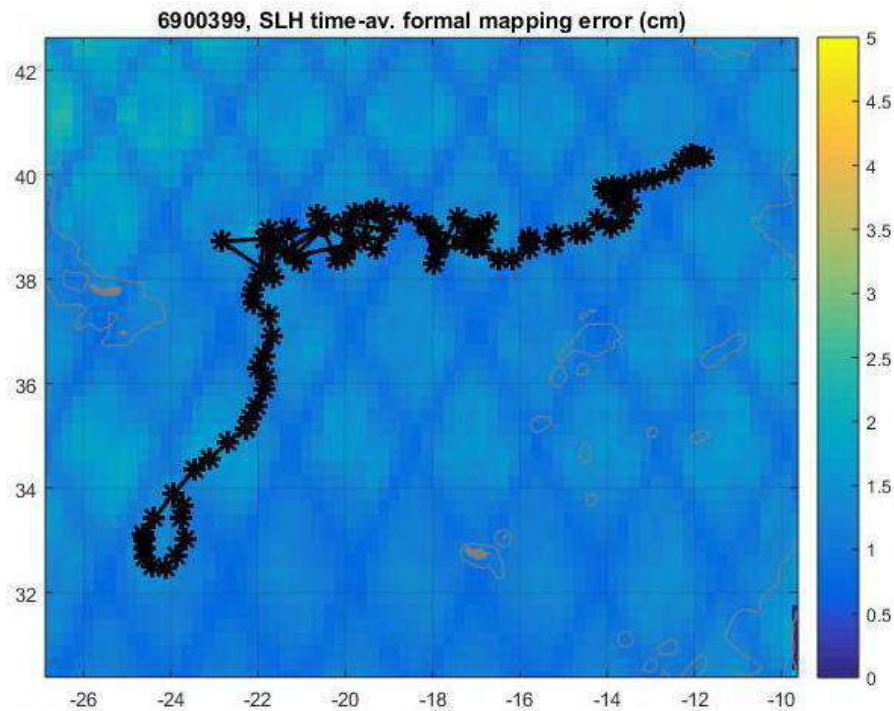


Рис. 6.33. Медди ARGO399, отслеженный поплавком ARGO (черная линия со звездочками). Цветом показана формальная ошибка наблюдений альтиметрии AVISO (см).

Анализ графиков показывает, что теоретические оценки раздела 6.3.2 (Bashmachnikov and Carton, 2012) и раздела 6.3.5 (Bashmachnikov et al., 2014), относительно неплохо воспроизводят средний уровень сигнала медди. Оценки Ciani et al. (2015) для R-медди или S-медди занижают интенсивность сигнала. Это говорит о слабом влиянии положительных аномалий потенциальной завихренности в окрестности ядра медди на формируемый на поверхности моря сигнал.

Неточности измерения параметров медди приводит к довольно большому разбросу оценок интенсивности его сигнала на поверхности моря (рис. 6.34a), что, вкуче с ошибками оценок аномалий поверхностных сигналов спутниковой альтиметрией AVISO и влиянии на интенсивность сигнала других динамических структур, не позволяют выявить недостатки теории путем поточечного сравнения с наблюдениями. Однако тенденции в общей статистике интенсивности сигналов для большого количества медди, как и наблюдение поверхностных сигналов вдоль достаточно длинных треков индивидуальных медди, позволяют сделать предварительные заключения о глобальных факторах изменчивости сигнала, которые не были напрямую отражены в полученных теоретических оценках.

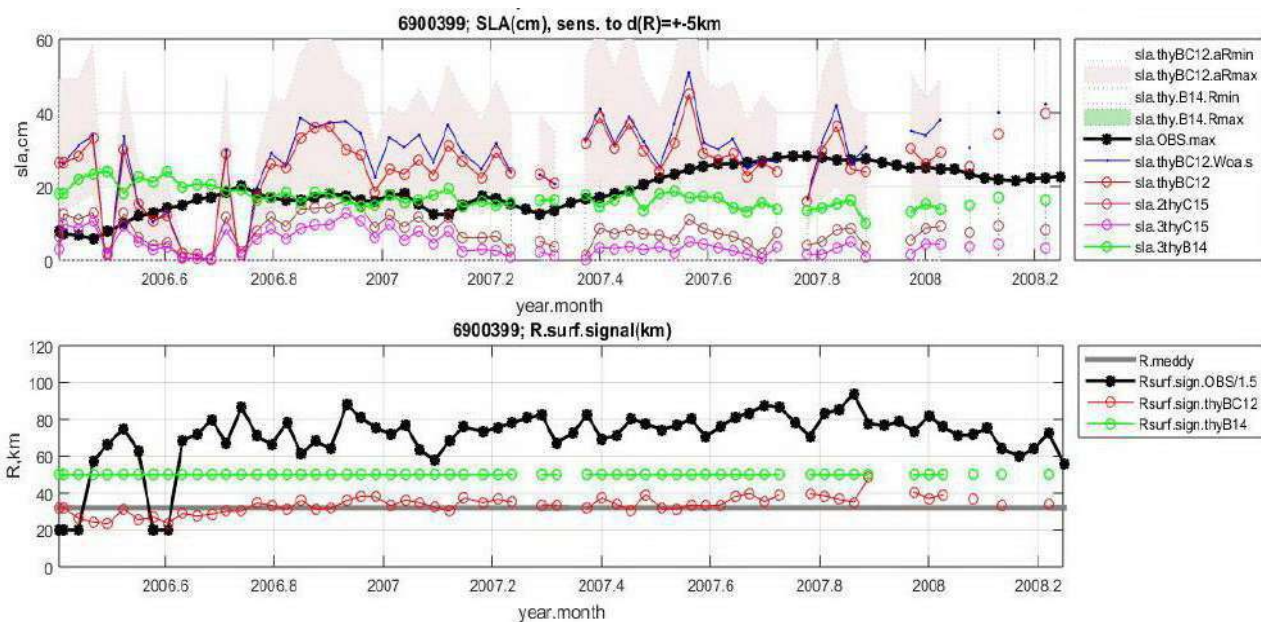


Рис. 6.34. (а) Изменчивость во времени аномалии уровня моря (см) над медди ARGO399. Черная линия – наблюдения по данным AVISO; синяя и красная линии – теоретические оценки раздела 6.3.2 по формуле (6.11) (Bashmachnikov and Carton, 2012) с расчетом средней частоты плавучести верхнего слоя над медди по климатологии MEDTRANS и по профилям поплавок ARGO399, соответственно; темно-красная и розовая линии – теоретические оценки по формулам (6.14) и (6.15) Ciani et al. (2015) для S-медди и R-медди, соответственно; зеленая линия – теоретические оценки по формулам (6.34), (6.40) и (6.41) (Bashmachnikov et al., 2014). Розовым фоном показан диапазон изменчивости теоретической оценки по формуле (6.11) при ошибке в оценке радиуса медди в 5 км. (б) Изменчивость во времени динамического радиуса R_0 (км) поверхностного сигнала над медди ARGO399: черная линия – по данным альтиметрии AVISO, красная линия – по теоретическим оценкам раздела 6.3.2 (формула (6.10): $R_0 = \sqrt{2fH / N}$), зеленая линия – по теоретическим оценкам раздела 6.3.5 (формула 6.10). Серая линия – оценка динамического радиуса медди R_m по натурным наблюдениям.

Как и для подавляющего большинства анализируемых в разделе 6.3 медди, почти вся траектория медди ARGO399 проходила на расстояниях более 300-600 км от Пиренейского полуострова, на которых наблюдалось уменьшение R_m (рис. 4.14) при постоянной или уменьшающейся с удалением от Пиренейского полуострова аномалии потенциальной завихренности ядра медди (формула 6.3 и рис. 4.22) вследствие постепенной диссипации ядра медди. Согласно формул (6.11) и (6.34) это должно приводить к постепенному уменьшению интенсивности поверхностного сигнала над медди в западном направлении. Однако наблюдения указывают на обратное (рис. 6.30, 6.34а). Анализ показал, что рост во времени аномалий уровня моря над медди связан с попаданием медди ARGO399 в области более сильных фоновых течений. Это наблюдалось и для медди в модельных расчетах (Ciani et al., 2017). Коэффициент корреляции между скоростью набегающего фонового потока и величиной аномалии уровня моря составляет 0.5. В пространственном распределении поверхностных сигналов 209 выявленных медди

усиление сигнала тоже, как правило, происходило в районах основных региональных течений, Азорского и Северо-Атлантического (рис. 6.30).

Связь интенсивности сигнала медди с интенсивностью набегающего потока согласуется с выдвигаемой выше теорией происхождения поверхностных сигналов над медди (раздел 6.3.1), но не учтена в выражении (6.11). Теоретически этот эффект может быть учтен в амплитудном множителе формулы (6.34), куда входит интеграл от скорости верхнего слоя относительно медди, определяемый формулой (6.41) и принятый в выполненных выше расчетах за константу (рис. 6.30, 6.34а). Однако, оценка этого множителя затруднена неизвестными значениями промежутка времени τ , в течении которого происходит интенсификация сигнала, и неизвестным реальным характером изменчивости скорости фонового потока над медди в процессе формирования такого сигнала.

6.5 ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ГЛАВЫ 6

Данные *in situ* и спутниковых наблюдений свидетельствуют, что большинство наблюдавшихся медди имели хорошо выраженный сигнал в поле уровня моря, характерные аномалии которого составили от 5 до 15-20 см, а также сигнал в поле относительной завихренности, пиковые значения которого на поверхности моря могут превышать 50% таковых в ядрах медди. Ослабление относительной завихренности от ядра медди к поверхности моря (рис. 6.4, табл. 6.1) ожидаемо являлось следствием стратифицированности водной толщи. Несмотря на ослабление стратификацией, аномалии, формируемые медди на поверхности моря, были сравнимы по интенсивности и размерам с аномалиями поверхностных вихрей и достаточно устойчивы, чтобы непрерывно отслеживать их по данным спутниковой альтиметрии. Периоды непрерывного отслеживания сигнала составляли от 3-4 месяцев до более года. Периоды исчезновения сигнала составляли всего несколько суток и были следствием пересечения медди струйного течения (Азорского течения) или взаимодействия медди с поверхностными циклонами (Verron, 1986; Vandermeirsch et al., 2003a,b).

Сигнал на поверхности моря, в подавляющем большинстве случаев, располагался непосредственно над медди (среднее расстояние между центрами сигнала и медди составляло менее одного радиуса медди), формируя связанную с медди вихревую структуру. Это позволяет достаточно однозначно интерпретировать наблюдаемые над медди антициклонические структуры как сигналы медди. Распространение медди в относительно динамически спокойном районе субтропической Северной Атлантике, характеризующимся малой скоростью средних течений и невысоким уровнем вихревой активности (Fratantoni, 2001), облегчает выделение сигналов медди на поверхности моря.

Сигнал медди на поверхности моря представляет собой отдельный вихрь, динамически связанный с медди и формирующийся вследствие сохранения потенциальной завихренности колонок набегающего на медди потока. Это подтверждается наблюдениями вертикальной структурой динамического сигнала над ядром медди, которая демонстрирует видимый сдвиг оси вихря над ядром медди (рис. 6.4), преимущественным расположением поверхностных сигналов медди со стороны переднего (по отношению к направлению движения) фронта медди (рис. 6.29), а также успешными предсказаниями интенсивности сигнала теорией, основанной на этом предположении (раздел 6.3). Процесс формирования

сигнала медди на поверхности моря, при условии постоянства характеристик внешней среды, может занимать несколько дней. На практике такое постоянство часто недостижимо и характерное время формирования сигнала оцепеневаается в 1-3 недели.

Динамика связанных вихрей предполагает их совместно распространение и взаимное вращение в горизонтальной плоскости вокруг общего центра (Reinaud and Dritschel, 2002; Bersanelli et al., 2016). В связи с меньшей интенсивностью поверхностного сигнала ожидается, что ось совместного вращения будет находиться вблизи центра медди и вращаться, в основном, будет именно поверхностный сигнал. Впрочем, малые расстояния между центрами связанных вихрей и большие радиусы поверхностных сигналов, покрывающих весь или почти весь медди, приводят к сравнительно малому радиусу круга вращения, который сложно зафиксировать в данных альтиметрии.

Можно ожидать, что аналогичные динамические сигналы, имеющие аналогичное происхождение, будут наблюдаться и под медди. Так, антициклоническое когерентное вращение было зафиксировано поплавками на разных горизонтах под ядрами медди. Для медди U11a, ядро которого выделялось на глубинах 700-1200 м, данные LADCP выявили вращение от поверхности до глубины 2000 м (Paillet et al., 2002). Подобное распространение динамической структуры вверх и вниз от ядра вихря зафиксировано и для других подповерхностных вихрей, как, например, Лофотенский вихрь Норвежского моря (см. главу 5). Вертикальная когерентность области вращения выше и ниже медди создает благоприятные условия для захвата ими профилирующих поплавков ARGO, которые, несмотря на периодически выполняемое вертикальное зондирование в пределах верхнего 2000-м слоя, могут дрейфовать вместе с медди на протяжении многих месяцев (рис. 6.33).

Анализ поверхностных сигналов вдоль траекторий отдельных медди, а также анализ более 200 поверхностных сигналов медди, показал, что теория, как для контурного вихря, так и для вихря Рэля (разделы 6.3-6.4), позволяет предсказать характер изменчивости интенсивности сигнала, как функции параметров медди (потенциальной завихренности ядра, отношения R_m/H), а также ее пространственную и сезонную изменчивость, связанную с изменением стратифицированности верхнего слоя океана (отношение f/N). Зональная протяженность изолиний f/N приводит к тому, что медди с одними и теми же характеристиками может давать устойчивый регистрируемый сигнал на поверхности моря в северной части субтропической Атлантики, но не проявляться в южной части региона.

Ошибки в оценках амплитуды сигнала по данным спутниковой альтиметрии, а также довольно высокая неопределенность теоретических оценок в связи с неточностями определения основных параметров ядер медди, не позволяют провести детальное сравнение теории с наблюдениями. В частности, с этим отчасти связан довольно большой разброс наблюдаемых относительно предсказанных характеристик поверхностных сигналов медди (рис. 6.32). Тем не менее, сравнение теоретических и наблюдаемых сигналов медди позволяет фиксировать на поверхности моря эпизоды существенного изменения объема ядра медди вследствие его частичного распада или слияния с другим медди.

Дальнейшее массовое сравнение теории с наблюдениями (Bashmachnikov et al., 2014; Ienna et al., 2022), показало, что, помимо выявленных в теории параметров, интенсивность сигнала медди на поверхности моря также зависит от скорости набегающего течения верхнего слоя океана (рис. 6.31c). Почти двукратное усиление сигнала над медди при наличии даже довольно слабого фонового течения, направленного навстречу движению медди, наблюдалось в данных моделирования (рис. 6.17). При исследовании

поверхностных сигналов над медди неоднократно фиксировалось формирование антициклонического меандра над медди вблизи Азорского течения, которое существенно усиливало поверхностный сигнал медди (Bashmachnikov et al., 2009a). Причем если медди не пересекал течение, а продолжал двигаться на запад севернее течения, меандр отрывался от течения и двигался вместе с медди еще несколько недель, усиливая его поверхностный сигнал. В целом можно предположить, что неучтенное влияние фоновых течений является причиной недооценки теорией интенсивности сигнала над медди в среднем в 2 раза.

В океане одновременно должно идти два процесса: разрушение сигнала над медди за счет излучения волн Россби и его восстановление набегающим потоком. Модельные эксперименты показали, что образование волн Россби эффективно рассеивает поверхностный сигнал медди только если западная составляющая скорости медди относительно окружающего океана близка к фазовой скорости одной из вертикальных мод бароклинных волн Россби. Возможно ослабление диссипации сигнала в областях повышенных скоростей фоновых течений, нарушающих эту связь, также может быть одним из факторов наблюдаемого усиления поверхностных сигналов над медди в этих районах. Дальнейшее развитие теории должно идти в направлении получения динамически обоснованной связи интенсивности поверхностного сигнала со скоростью течения в верхнем слое океана, которое заменит параметризацию этого фактора формулой (6.41).

6.6 ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 6

1. Большинство наблюдавшихся крупных медди формировали достаточно выраженный и устойчивый сигнал на поверхности моря, который мог быть отслежен по данным спутниковой альтиметрии AVISO. Периоды непрерывного отслеживания сигнала составляли от 3-4 месяцев до 1 года, перерываясь на несколько суток при плотном взаимодействии медди со струйным течением или поверхностным циклоном.
2. Центр поверхностного сигнала, как правило, находился непосредственно над центром медди, или в пределах одного динамического радиуса от центра медди, и, как правило, располагался над передним фронтом перемещающегося медди.
3. Подъем уровня моря в поверхностных сигналах медди составлял до 15-20 см. Отрицательная аномалия относительной завихренности сигналов составляла до $0.1f$ и была сравнимой с аналогичными аномалиями поверхностных антициклонов района исследования. Интенсивность аномалий уровня моря над медди росла к западу, в областях увеличения средних скоростей фоновых течений.
4. Сигнал медди на поверхности моря представляет собой самостоятельный антициклон, динамически связанный с медди и формирующийся вследствие сохранения потенциальной завихренности набегающим потоком над ядром медди. На начальном этапе эволюции, помимо поверхностного антициклона, над медди мог также формироваться поверхностный циклон, который вскоре отделялся от медди.
5. Теоретические оценки показали, что аномалии уровня моря и относительной завихренности на поверхности моря зависели как от характеристик ядра медди (потенциальной завихренности ядра и отношения R_m/H), так и от фоновых условий (отношения f/N). При часто наблюдаемой очень постепенной изменчивости характеристик ядер медди во времени, отношение f/N определяет сезонную

- изменчивость сигналов меди на поверхности моря. Изменение отношения f/N определяет ослабление интенсивности сигнала меди с севера на юг, а также рост радиуса сигнала, достигающего в южных субтропиках удвоенного радиуса меди. Эти зависимости нелинейны. В частности, изменение радиуса сигнала меди на поверхности моря с широтой наиболее сильно проявлялось у меди малого размера.
6. Резкие скачки интенсивности сигнала меди на поверхности моря позволяют регистрировать слияние и распад ядер меди.
 7. Резкое ослабление или полное исчезновение сигнала меди обычно связано с потерей сигнала при пересечении струйного потока или взаимодействием с интенсивным поверхностным циклоном. Взаимодействие со струйным течением может также привести к аномальному усилению сигнала над меди за счет формирования антициклонического меандра на этом течении. Если меди не пересекал струйное течение, то аномальное усиление сигнала над меди может сохраняться и после отделения меди от течения.
 8. Теоретические оценки описывают воздействие меди на движущийся относительно него горизонтально однородный верхний слоя океана в стационарных условиях и при отсутствии диссипации. Реальная величина сигнала меди представляет собой баланс между его диссипацией и регенерацией набегающим потоком. Неучет особенностей взаимодействия меди с набегающим течением приводит к занижению теорией интенсивности сигналов меди на поверхности моря в среднем примерно в 2 раза, а также к ослаблению в теории западной интенсификации сигналов над меди. Последнее связывается с усилением к западу скоростей поверхностных течений.

6.7 ПРИЛОЖЕНИЕ ГЛАВЫ 6: МЕТОД ОТСЛЕЖИВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПРОЯВЛЕНИЙ МЕДИ В СПУТНИКОВОЙ АЛЬТИМЕТРИИ

Отслеживание сигнала меди на поверхности моря осуществлялось методом «ползущего окна» (Bashmachnikov et al., 2009a). Очередное положение поверхностного сигнала над меди определялось как минимум второй производной уровня моря по зональному и меридиональному направлениям (прокси минимума относительной завихренности), на удалении не более одного узла сетки альтиметрии AVISO от текущего положения центра сигнала над меди. Этот процесс итеративно повторялся, пока не был достигнут ближайший локальный минимум относительной завихренности. Чтобы избежать нежелательных перескоков на соседний, более глубокий, локальный минимум, не связанный с меди, применялось два ограничения. Во-первых, поле производных уровня моря формировалось путем осреднения трех ближайших по времени последовательных полей AVISO, суммируемых с убывающими весами по мере удаления по времени от текущего момента. Во-вторых, вводилось ограничение на скорость распространения сигнала: очередное положение центра сигнала не могло отстоять от предыдущего положения меди дальше, чем количество узлов сетки, соответствующих расстоянию, пройденному вихрем со скоростью в 4 см с^{-1} за период, равный шагу используемого массива по времени. Как правило меди перемещаются с такой или меньшей скоростью, что позволяло меди сместиться лишь на один шаг сетки спутниковой альтиметрии AVISO за неделю. Однако, на коротких временных интервалах, меди могут перемещаться и быстрее,

со скоростью до 10 см с^{-1} (Richardson and Tychensky, 1998). Чтобы связать два последовательных положения медди в такой ситуации, была предусмотрена возможность перескока на расстояние до трех узлов сетки, если экстремальное (отрицательное) значение второй производной во всех соседних к предыдущему центру вихря узлах сетки падало более чем на 50% от их значений на предыдущем шаге. Последнее означало, что алгоритм обнаружил периферию вихря, а центр вихря сместился на большое расстояние.

Метод оказался устойчивым и позволял непрерывно отслеживать перемещения поверхностных сигналов медди по данным спутниковой альтиметрии в течении длительного времени. За очень редкими эпизодами потери сигнала, связанными с его сильным ослаблением поверхностными динамическими структурами, этот метод обеспечивал очень близкое следование аномалии поверхностного сигнала за траекторией медди, отслеживаемого поплавками RAFOS или ARGO. Полученные таким образом непрерывные траектории поверхностных сигналов медди подтверждают, что отслеживалось именно динамическое проявление медди на поверхности моря, а не случайные локальные минимумы относительной завихренности, оказавшиеся вблизи медди.

ГЛАВА 7. ПРОЯВЛЕНИЕ ПОДПОВЕРХНОСТНЫХ ВИХРЕЙ В ПОЛЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА И ЦВЕТА ОКЕАНА

7.1 ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ АНОМАЛИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТИ ОКЕАНА НАД МЕДДИ

В предыдущем разделе 6 было показано, что крупные медди обычно формируют выраженный сигнал на поверхности моря. В данных спутниковой альтиметрии этот сигнал практически не отличается от сигналов поверхностных антициклонов, что делает затруднительным идентификацию подповерхностных вихрей. В этом разделе будет показано, что сигнал подповерхностного антициклона можно отличить от сигналов поверхностных антициклонов используя данные температуры поверхности моря (ТПО). Так, например, данные рейса августа 2005г. показали, что наблюдавшийся по данным *in situ* медди (рис. 6.1-6.2) и имевший выраженный антициклонический сигнал на поверхности моря в данных альтиметрии AVISO, характеризовался также подъемом ТПО вдоль периферии своего поверхностного сигнала (рис. 7.1).

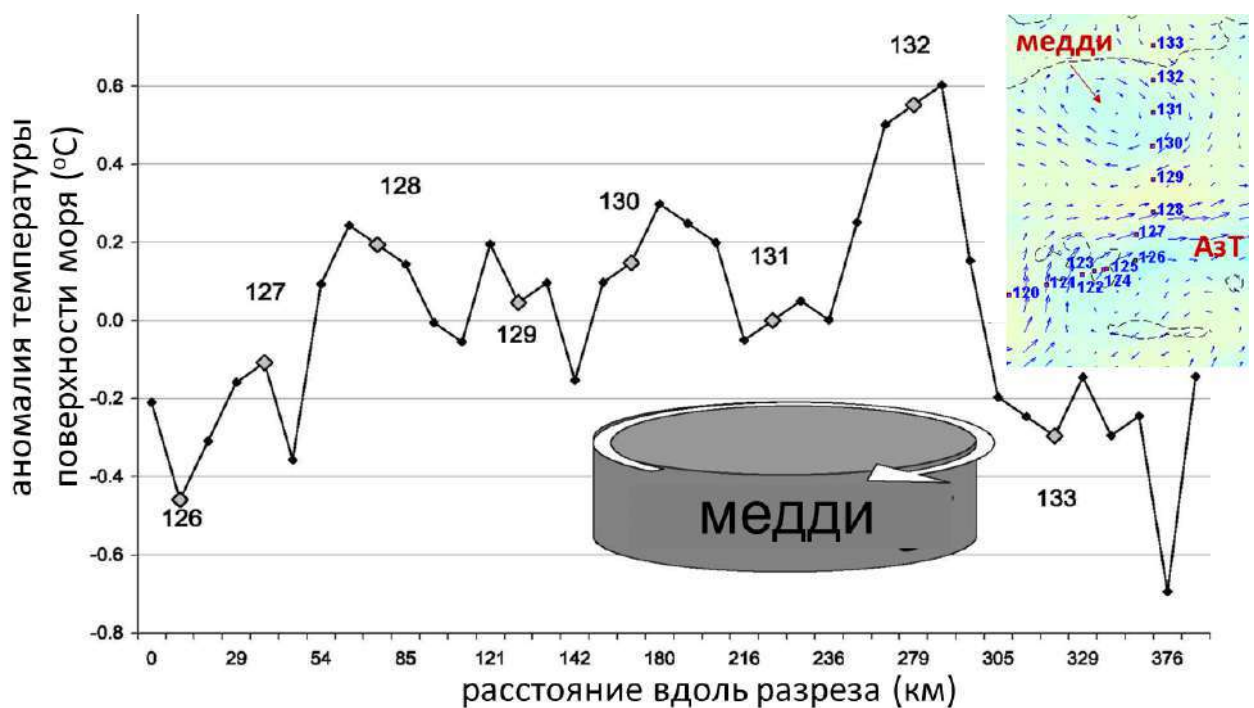


Рис. 7.1. Аномалия температуры поверхности моря ($^{\circ}\text{C}$) по наблюдениям судовым датчиком температуры (глубина 3 м) на меридиональном разрезе через медди (см. врезку сверху справа), как функция расстояния от начала разреза (км) 17 августа 2005 г. Аномалия сформирована путем удаления среднего и линейного меридионального тренда. Большие ромбики соответствуют положениям океанографических станций (цифры – номера станций). На врезке показаны: цветом – относительная завихренность (голубым – отрицательная завихренность), вектора – течений на поверхности моря по данным альтиметрии AVISO на дату выполнения разреза, красные маркеры – океанографические станции (по Bashmachnikov et al., 2009a). АЗТ – Азорское течение.

Измеренная судовым термометром аномалия ТПО на периферии поверхностного сигнала меди достигала до 0.6°C относительно ТПО в центре динамического сигнала. Отслеживание траектории поверхностного сигнала меди назад по времени (рис. 6.1 и 6.9) показало, что в июне 2005 г., незадолго до момента наблюдений меди *in situ*, меди взаимодействовал с Азорским течением, сформировав и захватив меандр Азорского течения, после чего его динамический сигнал в поле альтиметрии усилился.

Выявленная выше структура ТПО с понижением температуры в центре вихря, не характерна для поверхностных антициклонов. Формируясь преимущественно из меандров крупномасштабных течений, ядра поверхностных антициклонов содержат воды с более теплой стороны фронта. Наблюдаемая в антициклонах конвергенция теплых поверхностных вод поддерживает теплый сигнал антициклонов в ТПО.

Для анализа устойчивости холодного сигнала в поле ТПО над меди была использована база данных Multiscale Ultra-high Resolution (MUR, 2011). MUR представляет собой объединение ночных спутниковых наблюдений в инфракрасном и микроволновом диапазонах. Данные ТПО в MUR имеют пространственное разрешение 1×1 км и суточное временное разрешение. Алгоритм MUR соединения снимков ТПО из различных источников основывается на алгоритме Parameter Matrix Objective Analysis (Mariano and Brown, 1992). Алгоритм позволяет максимально снизить эффект искусственного сглаживания градиентов ТПО за счет возможного смещения фронтальных зон при наложении снимков, выполненных в разное время. В массиве MUR измеряемая со спутников температура верхнего скин-слоя приводится к температуре верхнего перемешанного слоя путем привлечения натуральных наблюдений с судов и профилирующих буев ARGO. Ниже рассматривается проявление в ТПО сигналов нескольких меди на поверхности моря вдоль их траекторий.

Путь меди Don Carlos, описанного в разделе 6.2 (рис. 6.3 и 6.4), проходил вблизи трека спутниковой альтиметрии, что способствовало хорошей идентификации поверхностного сигнала меди и характера изменения его интенсивности во времени (рис. 7.2a,b). Радиальная структура поверхностного сигнала меди (рис. 7.2a) анализировалась путем осреднения значений относительной завихренности (ω_0) и ТПО в пределах концентрических областей на удалении 0-25 км (ω_{25} , SST₂₅), 25-50 км (ω_{50} , SST₅₀), 50-75 км (ω_{75} , SST₇₅) и 75-100 км (ω_{100} , SST₁₀₀) от центра поверхностного сигнала меди. Последний находился в точке пиковой аномалии относительной завихренности (ω_0) над меди. В качестве основных расчетных параметров рассматривались разности SST₂₅-SST₁₀₀ и SST₅₀-SST₁₀₀ средних значений ТПО в одной из центральных областей поверхностного сигнала меди и в кольце 75-100 км, характеризующего фоновые значения. Результаты показали, что на протяжении 5 месяцев наблюдений отрицательная аномалия ТПО в центральной части сигнала над меди наблюдалась 80% времени и в среднем составляла -0.11°C при ошибке среднего 0.06°C при 95% уровне значимости (рис. 7.2c). Уменьшение аномалии ТПО в поверхностном сигнале меди в июле-августе 2010г. соответствовало уменьшению аномалии относительной завихренности этого сигнала, связанной с его быстрым перемещением на юг. Такая связь позволяет предположить динамическое происхождение отрицательной аномалии ТПО над меди.

Для сравнения, была исследована аномалия ТПО над соседним меандром Азорского течения (рис. 7.2a), формирующим схожую по интенсивности и размеру аномалию относительной завихренности примерно в 100 км к западу от траектории меди Don Carlos.

Рассчитанная аналогичным образом аномалия ТПО над этим антициклоническим образованием была положительной 85% времени из 3^х месяцев наблюдения и составляла в среднем +0.08 °С при ошибке среднего 0.06 °С при 95% уровне значимости (рис. 7.2d).

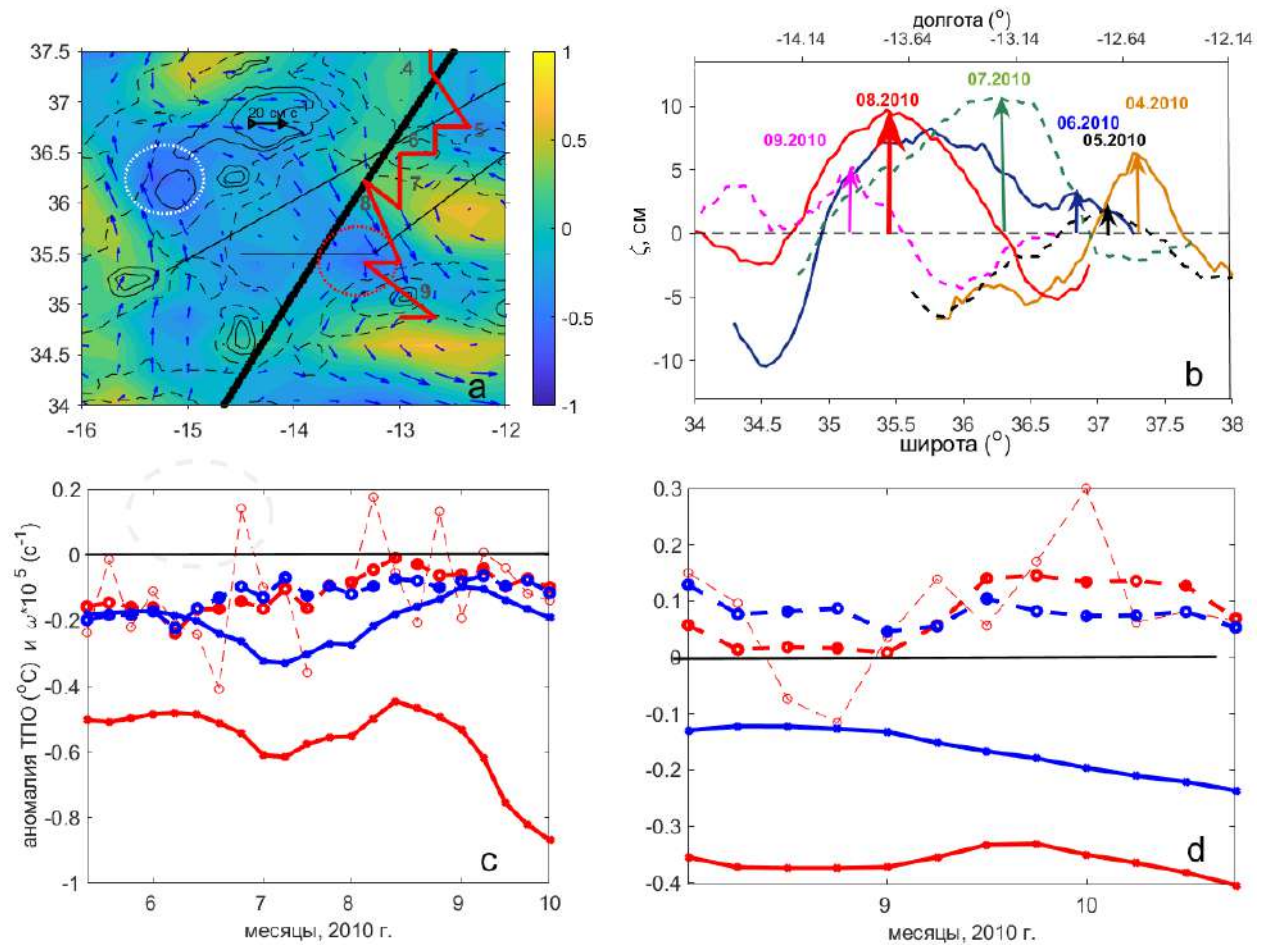


Рис. 7.2. (а) Относительная завихренность (10^{-5} с^{-1} , цвет) и геострофические течения (см с^{-1} , синие вектора) 24 августа 2010г., рассчитанные по альтиметрии AVISO. Положение поверхностного сигнала медди Don Carlos на эту дату отмечено окружностью красного цвета, а положение антициклонического меандра Азорского течения – белой окружностью. Жирная черная линия – трек спутниковой альтиметрии (спутник Jason), жирная красная линия – трек медди, тонкие черные линии – разрезы *in situ* ADCP. Цифры рядом с треком медди отмечают начало соответствующего месяца. Показаны изобаты 1000 и 1500 м (сплошные линии), 3000 и 4000 м (пунктир). (б) Локальные аномалии уровня моря (см) по спутник Jason с апреля по сентябрь 2010 года, из массива данных RADS (показан только каждый 3-ий профиль). Стрелки указывают центры обнаруженного сигнала медди; красная стрелка – центр медди во время его обнаружения *in situ*. (с-д) Аномалии ТПО ($^{\circ}\text{C}$, толстые пунктирные линии) и относительной завихренности (10^{-5} с^{-1} , сплошные линии) для (с) поверхностного сигнала медди и (д) меандра Азорского течения. Красные тонкие пунктирные линии – $SST_{25}\text{-}SST_{100}$ при исходном (недельном) разрешении; жирные линии - скользящие среднемесячные значения: красный пунктир с кружками – $SST_{25}\text{-}SST_{100}$, красная сплошная линия – ω_{25} ; синий пунктир с кружками – $SST_{50}\text{-}SST_{100}$, синяя сплошная линия – ω_{50} (по Bashmachnikov et al., 2013b).

Аномалии ТПО были оценены также вдоль траекторий медди ARGO352, отслеженных *in situ* с помощью профилирующих поплавков ARGO №352 (рис. 7.3) и поплавков нейтральной плавучести RAFOS (рис. 7.4). Медди ARGO352 (рис. 7.3а) был обнаружен на вертикальных профилях буя ARGO по аномалии солености, превышающей 0.3 в слое 750-1500 м. Буй ARGO находился в медди в течение 7^и месяцев, с момента его формирования вблизи Лиссабонского каньона в октябре 2005г. и до мая 2006г. На поверхности моря медди сопровождала выраженная отрицательная аномалия относительной завихренности поверхностного сигнала порядка 0.05-0.08 f (рис. 7.3b). Динамический радиус поверхностного проявления медди, по данным альтиметрии, составлял порядка 50 км. В течение 75% времени наблюдений поверхностный сигнал медди характеризовался отрицательной аномалией ТПО относительно окружающего океана: в среднем аномалии $SST_{25}-SST_{100}$ и $SST_{50}-SST_{100}$ составляли около -0.15°C , иногда достигая -0.20°C при ошибке среднего 0.05°C при 95% уровне значимости.

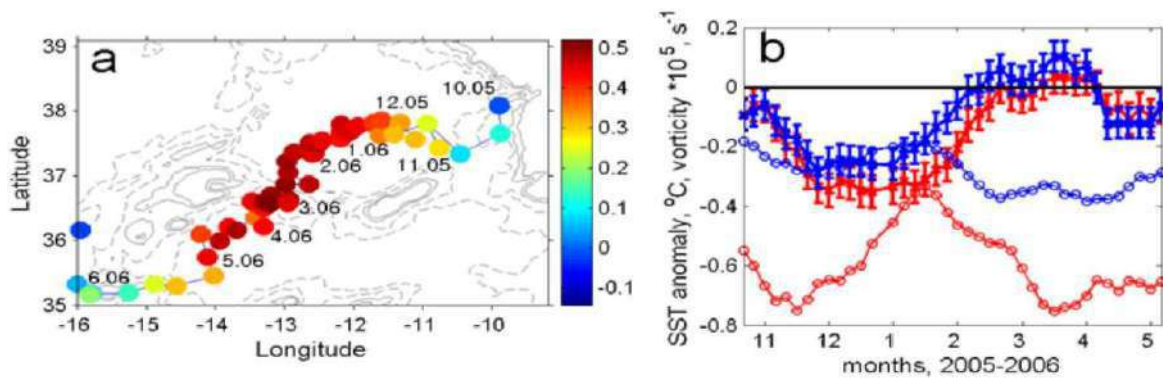


Рис. 7.3. (а) Аномалии средней солености относительно климатологии MEDTRANS в слое 700-1500 м для последующих вертикальных профилей ARGO №352 к юго-западу от Пиренейского полуострова. Медди ARGO352 фиксируется при аномалии свыше 0.3. приняты за. Тонкие серые линии показывают рельеф дна. (б) Месячные скользящие средние значения $SST_{25}-SST_{100}$ ($^{\circ}\text{C}$, красные линии с планками погрешностей) и относительная завихренность в центральном 25-км круге (10^{-5} c^{-1} , тонкие красные линии с кружками). Соответствующие синие линии – $SST_{50}-SST_{100}$ и средняя относительная завихренность в кольце 25-50 км вокруг центра поверхностного сигнала медди. Планки погрешностей характеризуют среднюю погрешность расчета аномалий SST (из Bashmachnikov et al., 2013b).

Таблица 7.1 Среднее, ошибка среднего и стандартное отклонение аномалий ТПО над медди по данным NOAA AVHRR (критерий качества 4), рассчитанных как разность между средним ТПО в радиусе 75 км от центра поверхностного сигнала медди и средним ТПО в кольце 75-100 км вокруг центра поверхностного сигнала медди. Ошибка разности средних (горизонтальные штриховые линии) рассчитывалась как $E = \frac{2\delta_{\Delta SST}}{\sqrt{N}}$, где N – количество точек во внутренней области и кольце вокруг центра, $\delta_{\Delta SST}^2 = \delta_{SST1}^2 + \delta_{SST2}^2 - 2cov(SST_1, SST_2)$, δ_{SST1}^2 , δ_{SST2}^2 – стандартное отклонение областях, где рассчитывались средние значения SST_1 и SST_2 .

медди	Ceres	Encelade	Hyperion	Iberian
средняя аномалия ТПО	-0.10	-0.03	-0.08	-0.04
ошибка среднего	0.06	0.06	0.03	0.04
стандартное отклонение	0.12	0.14	0.09	0.18

Аналогичная картина наблюдалась и над медди, отслеженных поплавками RAFOS в середине 1990^x гг. и подробно описанных в разделе 6.2 (рис. 6.11). В этот период еще не было спутниковых данных ТПО в микроволновом диапазоне и все результаты были основаны на данных инфракрасного диапазона (NOAA AVHRR), который не позволяет получить непрерывные ряды аномалий ТПО из-за наличия облачности. В связи с меньшим количеством данных, аномалии ТПО рассчитывались как разница средних внутреннего круга радиусом 75 км и внешнего кольца 75-100 км от центра поверхностного сигнала медди. Для оценки аномалии ТПО использовались только дни, для которых данные ТПО могли быть получены не менее чем для 50% точек в каждой из областей. Аномалии ТПО над медди Ceres (рис. 7.4b), Encelade (рис. 7.4c), Hyperion (рис. 7.4d) и Iberian (Bobby) (рис. 7.4e) была преимущественно отрицательными, причем над медди Ceres и Hyperion эти аномалии превышали ошибку среднего (табл. 7.1).

На основе вышеприведенного анализа можно сделать следующие выводы: 1) медди формируют преимущественно отрицательную аномалию ТПО в центральной области своего сигнала на поверхности моря; 2) аномалии ТПО существенно менее устойчива, чем динамический сигнал медди в уровне моря.

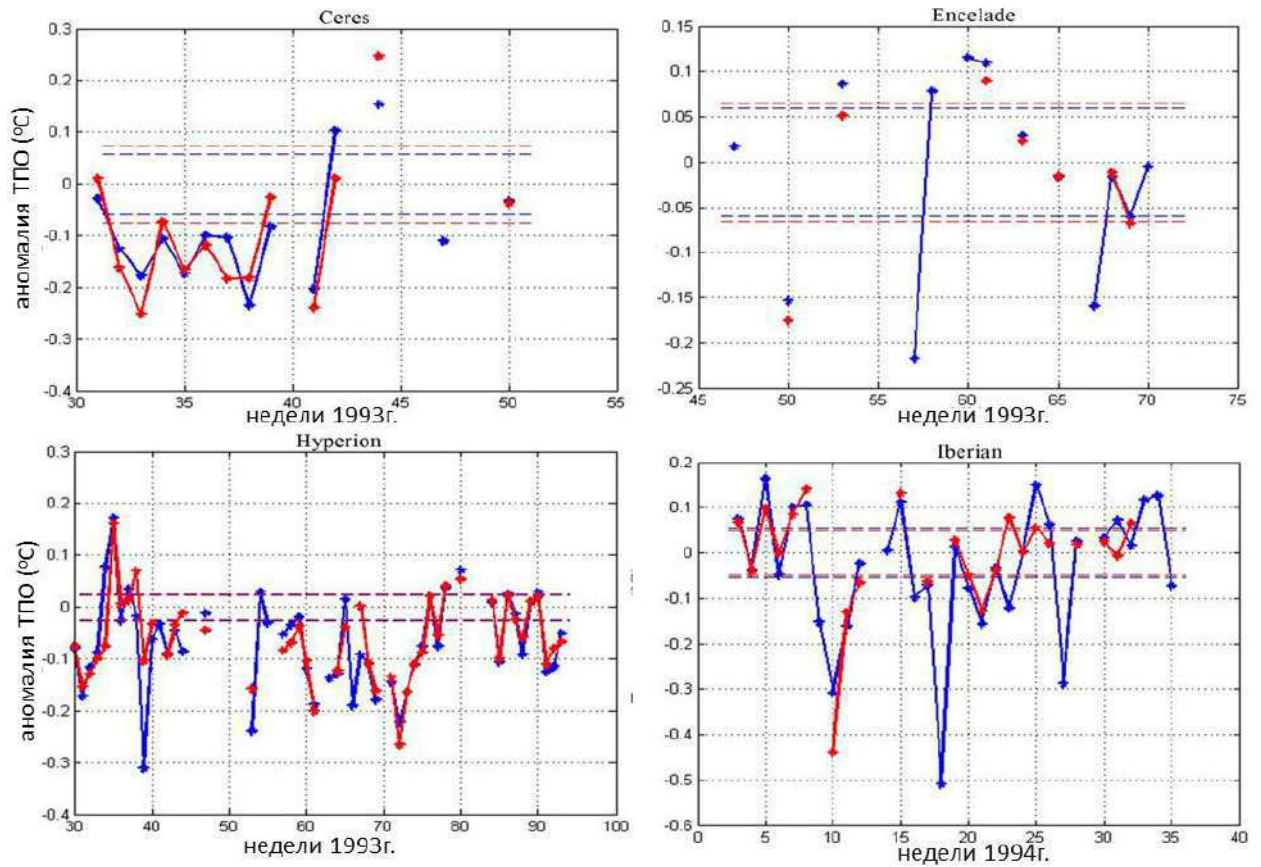


Рис. 7.4. Аномалии ТПО (°C) поверхностного сигнала медди по данным NOAA AVHRR (см. траектории медди на рис. 6.11): (b) Ceres, (c) Encelade, (d) Hyperion, (e) Iberian (Bobby). Аномалии ТПО рассчитывались как разность между средним ТПО в радиусе 75 км от центра поверхностного сигнала медди (SST_1) и средним ТПО в кольце 75-100 км вокруг центра поверхностного сигнала медди (SST_2). Синие кривые расчет проведен для качества данных NOAA AVHRR типа 4, красные – типа 7. Различие состоит в том, что для типа 7 введены дополнительные критерии качества, которые потенциально качественнее удаляют влияние тонкой облачности в данных ТПО, но могут также удалять реальные значения ТПО. Область между горизонтальными штриховыми линиями характеризует незначимые аномалии ТПО над медди, когда значения аномалии меньше средней ошибки ее определения (см. табл. 7.1).

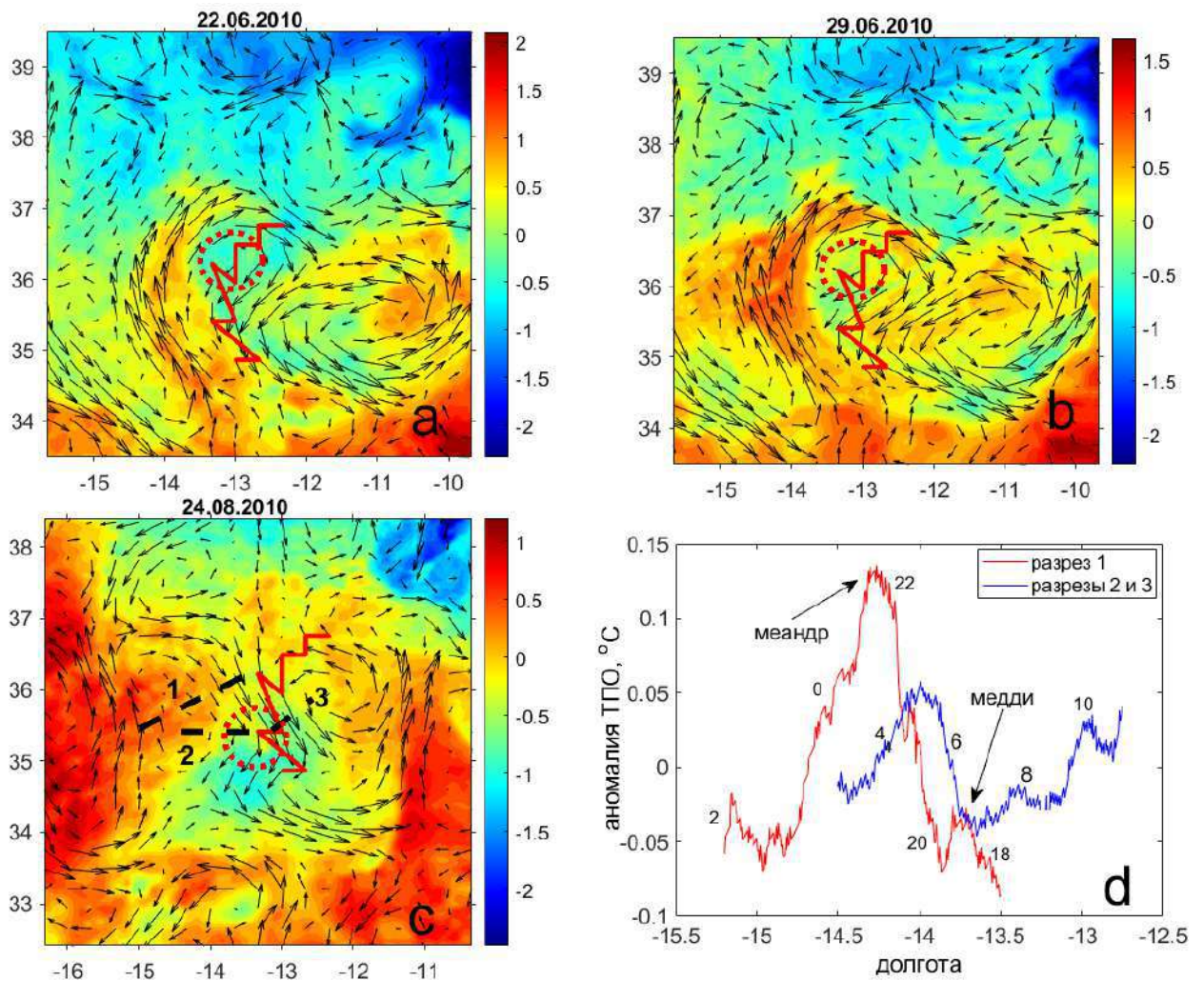


Рис. 7.5. Аномалии ТПО ($^{\circ}\text{C}$, цвет) вокруг поверхностного сигнала медди Don Carlos (помечен пунктирной красной окружностью по аномалии относительной завихренности на поверхности моря) на даты: (а) 22-го июня, (б) 29-го июня и (с) 24-го августа 2010г. Аномалии получены путем вычитания среднего по всей площади рисунка значения ТПО. Наложены течения по данным альтиметрии AVISO. Толстые красные линии отмечают путь медди. Черным пунктиром на (с) показаны линии разрезов натуральных наблюдений. (d) Аномалии температуры на глубине 4 м по встроенному судовому термометру вдоль разрезов 1 и 2, показанных на (с); удалены линейные тренды вдоль сегментов разрезов; числа маркируют начало часа измерения температуры (по Bashmachnikov et al., 2013b).

Ниже рассматриваются механизмы формирования отрицательных аномалий в поле ТПО над антициклонами с подповерхностным ядром.

На рисунке (7.5) приведен пример формирования отрицательной аномалии ТПО над медди Don Carlos при его взаимодействии с Азорским течением. Сначала отмечался заток более холодной воды с севера и северо-востока в центральную часть поверхностного сигнала медди и одновременное «оборачивание» вокруг более теплых вод с юго-запада при вытягивании на север меандра Азорского течения. К 3^{ей} неделе июня над медди сформировалась хорошо выраженная аномалия ТПО с холодным ядром относительно аномально теплой периферии поверхностного сигнала медди (рис. 7.5а). К концу июня кольцо теплой воды замкнулось (рис. 7.5б). В конце августа 2010 г. над медди по-прежнему

наблюдалась холодная аномалия ТПО (рис. 7.5с), что подтверждено и наблюдениями *in situ* (рис. 7.5d).

Для медди ARGO352 (рис. 7.3) неоднократно визуально наблюдался захват периферией поверхностного сигнала медди более теплой воды на юго-западе и ее «обертывание» вокруг холодного ядра вихря, аналогично показанному на рисунке (7.5) (см. подробнее Bashmachnikov et al., 2013b). Это указывает на важность механизма вовлечения жидкости поверхностным сигналом медди в формировании холодной аномалии ТПО. Тогда можно ожидать, что интенсификация антициклонической циркуляции над медди будет приводить к интенсификации захвата теплой воды с южной стороны поверхностного сигнала медди и последующей интенсификации связанной с медди отрицательной аномалии ТПО. Для проверки этой гипотезы вычислялись коэффициенты кросс-корреляции между пиковой завихренностью поверхностного сигнала медди и аномалиями ТПО в кольцах 0-25 км, 25-50 км и 50-75 км относительно 75-100 км, расстояния рассчитаны относительно центра динамического сигнала медди на поверхности моря. При запаздывании значений аномалий ТПО на 30 суток, кросс-корреляции отрицательной относительной завихренности на поверхности моря над медди с отрицательной аномалией ТПО в кольцах 25-50 км и 50-75 км достигали максимума в 0.7-0.8, тогда как с аномалией ТПО в центральной области 0-25-км корреляция была 0.5 (все корреляции значимы). При лаге 45 суток максимальные кросс-корреляции (0.7) наблюдались уже в области 0-25 км и 25-50-км, а в кольце 50-75 км кросс-корреляция снизилась до 0.5. При лаге 60 суток кросс-корреляция оставалась значимой (0.5) лишь в центральной области 0-25-км. Таким образом, отрицательная аномалия ТПО вначале усиливалась на внутренней периферии поверхностного проявления медди, а потом постепенно перемещалась в центр поверхностного сигнала, достигая там максимума примерно через 1.5 месяца после усиления антициклонической циркуляции поверхностного сигнала медди. В дальнейшем аномалия ТПО во всех трех центральных областях ослабевала.

В квазигеострофическом мезомасштабном поверхностном сигнале медди радиальные скорости как минимум на порядок меньше азимутальных. По данным альтиметрии AVISO азимутальные скорости антициклонической циркуляции над исследуемым медди составляли примерно 10 см с^{-1} . Принимая радиальные скорости порядка 1 см с^{-1} , при динамическом радиусе поверхностного сигнала 50 км, получим, что окружающая вода, вовлекаемая в круговое движение, должна достичь центральной области поверхностного сигнала медди через 2 месяца. Это близко к промежутку времени, через который аномалия ТПО в центре поверхностного сигнала медди проходит свой пик и начинает ослабевать.

Таким образом можно предположить следующий механизм. Подъем изопикн над медди (рис. 6.12) создает условия для горизонтального переноса более холодной и плотной воды с севера в центральную часть поверхностного сигнала медди, где воды плотнее, чем на периферии. Более теплые и легкие воды, захватываемые вихрем с юго-западной стороны, не могут проникнуть в область более плотных вод над ядром медди и, двигаясь вдоль градиентов плотности, «обертываются» вокруг ядра поверхностного сигнала медди.

Подъем изопикн над ядром подповерхностного антициклона, формирующая сигнал на поверхности моря над медди, является первопричиной формирования холодного ядра в ТПО. Большая плотность вод над подповерхностным вихрем не позволяет более легким и теплым водам проникнуть в ядро его поверхностного сигнала. При этом сигнал в ТПО будет

существенно усиливаться за счет захвата холодных вод и проникновения их в центральную часть поверхностного сигнала и «обертывания» более теплых вод вокруг холодного центра. Этим объясняется задержка в несколько месяцев в формировании максимального сигнала в ТПО после ускорения антициклонической циркуляции над медди. Такой процесс возможен и для Лофотенского вихря Норвежского моря.

7.2 ВТОРИЧНАЯ ЦИРКУЛЯЦИЯ ЛОФОТЕНСКОГО ВИХРЯ, КАК МЕХАНИЗМ ФОРМИРОВАНИЯ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ АНОМАЛИИ ТПО НА ПОВЕРХНОСТИ МОРЯ

В этом разделе исследуется вторичная агеострофическая циркуляция в подповерхностном вихре, выводятся формулы для оценки вертикальной и радиальной скоростей течения в вихре с профилем азимутальной скорости типа Рэлея. Как показано в работе Куйбин и Акулов (1996), поле скорости в осесимметричном колоннообразном вихре с винтовыми вихревыми линиями описывается формулами:

$$v_r = 0, v_\theta = \frac{1}{r} \Phi(r), v_z = v_{z0} - \frac{1}{l} \Phi(r), \quad (7.1)$$

где функция $\Phi(r)$ является функцией от относительной завихренности вдоль оси z вихря:

$$\Phi(r) = \int_0^r \omega(r') r' dr' \quad (7.2)$$

Здесь r – радиальное расстояние от центра вихря, l – приведенный шаг \hat{h} для спиральных вихревых линий: $l = \hat{h} / (2\pi)$, v_θ – азимутальная скорость в вихре, задаваемая через относительную завихренность вихря $\omega(r)$, v_r – радиальная скорость в вихре, v_z – вертикальная скорость в вихре, v_{z0} – значение v_z при $r=0$.

Поле скорости формулы (7.1) удовлетворяет уравнениям Эйлера для однородной по плотности несжимаемой невязкой жидкости при произвольном распределении завихренности. Здесь рассматривается только центральная область ядра вихря, где предполагается, что плотность воды не меняется по вертикали и горизонтали, радиальная составляющая скорости течения равна нулю, а дивергенции и конвергенции приурочены исключительно к верхней и нижней границам ядра вихря вне рассматриваемой области. Таким образом, вследствие осевой симметрии вихря и согласно уравнение неразрывности, вертикальная скорость в ядре не меняется по z .

Принимая для азимутальной скорости $v_\theta(r)$ радиальный профиль Рэлея, вертикальная компонента относительной завихренности записывается как:

$$\omega(r) = \frac{\Gamma}{\pi R_{vm}^2} \left(1 - \frac{r^2}{2R_{vm}^2} \right) \exp\left(-\frac{r^2}{2R_{vm}^2} \right). \quad (7.3)$$

Здесь Γ – циркуляция в вихре, R_{vm} – горизонтальный масштаб вихря, где азимутальная скорость достигает своего максимума (см. раздел 1.3).

Тогда, согласно выражению (7.2), функция $\Phi(r)$ имеет вид:

$$\Phi(r) = \frac{\Gamma}{2\pi R_{vm}^2} r^2 \exp\left(-\frac{r^2}{2R_{vm}^2}\right), \quad (7.4)$$

и выражения для азимутальной и вертикальной составляющих скорости течения в вихре (Белоненко и др., 2017; Башмачников и др., 2017):

$$v_\theta(r) = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{r}{R_{vm}^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2R_{vm}^2}\right), \quad (7.5)$$

$$v_z(r) = v_{z0} - \frac{\Gamma}{2\pi l} \frac{r^2}{R_{vm}^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2R_{vm}^2}\right). \quad (7.6)$$

При $r = R_{vm}$ максимальная азимутальная скорость равна $v_{\theta, \max} = \frac{\Gamma}{2\pi R_{vm}} \exp(-0.5)$. В

работе Белоненко и др. (2017) показано, что, используя условие нулевой интегральной вертикальной скорости течения в ядре вихря (вертикальные потоки в центре ядра балансируются вертикальными потоками противоположного знака на его периферии), формула (7.6) записывается как:

$$v_z(r) = v_{z0} \left[1 - \frac{n^2}{4 - 2(n^2 + 2) \exp\left(-\frac{n^2}{2}\right)} \frac{r^2}{R_{vm}^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2R_{vm}^2}\right) \right] \quad (7.7)$$

Здесь, $r = n R_{vm}$ – радиальное расстояние, на котором решение «обрывается», то есть предполагается, что за пределами этого радиуса вертикальные скорости в вихре находятся на уровне фонового шума.

Введя дополнительное условие, что вертикальная скорость в центре вихря максимальна и много меньше чем на его периферии ($v_z(n R_{vm}) / v_{z0} \ll 1$), ищем такое значение n , где достигается минимум функции $|v_z(n R_{vm}) / v_{z0}|$. Для вихря Рэлея минимум достигается при $n = 1.9$ (рис. 7.6а), причем $v_z(1.9 R_{vm}) = 0$.

Тогда получаем:

$$v_z(r) = v_{z0} \left[1 - \frac{r^2}{0.6 R_{vm}^2} \exp\left(-\frac{r^2}{2R_{vm}^2}\right) \right], \text{ при } r \leq 1.9 R_{vm}. \quad (7.8)$$

При этом, относительная завихренность вихря Рэлея на расстоянии $1.9 R_{vm}$ незначительна, но азимутальная скорость здесь уменьшается только в два раза от своего пикового значения (рис. 7.6b). Таким образом, мы вынужденно обрываем решение для

относительно высоких значений азимутальной скорости, что является недостатком найденного решения.

Для антициклонического вихря с динамическим радиусом $R_m = 31$ км (расстояние перехода относительной завихренности в вихре через 0, рис. 7.6с), пик азимутальной скорости вихря Рэля достигается на $R_{vm} = 22$ км. Вертикальная составляющая скорости максимальна в центре вихря переходит через ноль на расстоянии $r = 20$ км и достигает пиковых отрицательных значений при $r = 31$ км, а затем снова переходит через ноль на расстоянии $1.9 R_{vm} = 40$ км (рис. 7.6d).

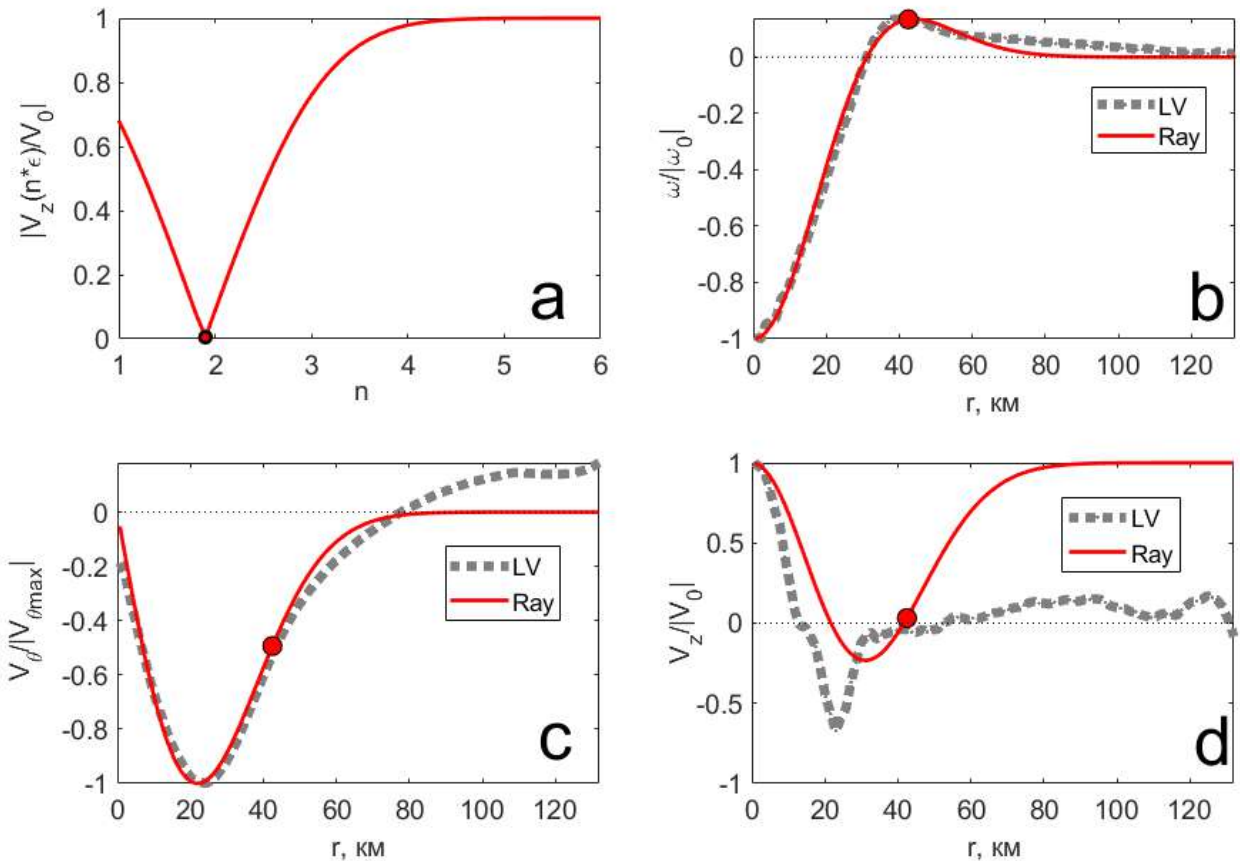


Рис. 7.6. Нормированные динамические характеристики ядра вихря: красные сплошные кривые – теоретические результаты для вихря Рэля с $R_m = 31$ км ($R_{vm} = 22$ км), серые пунктирные кривые – характеристики Лофотенского вихря по данным модели MIT GCM. Приведены осредненные по времени за 1993-2015 гг. и по вертикали в слое 0-1000 м характеристики: (а) абсолютные значения вертикальной скорости $|v_z(nR_{vm})/v_{z0}(n)|$ как функции n ; (б) радиальный профиль относительной завихренности; (с) радиальный профиль азимутальной скорости и (d) радиальный профиль вертикальной скорости. Точка искусственного отсечения решения отмечена красным кружком ($n = 1.9$), т.е. решение рассматривается только слева от точки отсечения (по Баимачников и др., 2017).

Отметим также, что теория поля вертикальных скоростей в вихре, использовавшаяся Куйбиным и Акуловым (1996) для вывода исходных зависимостей (7.1) и (7.2) не учитывает

силу Кориолиса. Однако радиальная и вертикальная скорости в вихре связаны с агеострофическими эффектами, для которых сила Кориолиса не играет ведущей роли.

Сравнение с динамикой Лофотенского вихря (ЛВ) по данным гидродинамической модели MIT GCM (см. раздел 2.3.7). показало, что в центральной части ядра теория дает приемлемые результаты (рис. 7.6), тогда как на периферии вихря теория начинает давать сбой. Здесь агеострофические эффекты ядра ослабевают и пренебрегать силой Кориолиса нельзя.

Как было показано в главе 5, что гидродинамическая и термохалинная структура вод как Лофотенского бассейна, так и Лофотенского вихря в модели MIT GCM близко соответствует наблюдениям (см. также Nguyen et al 2011, Raj et al 2015, Volkov et al 2015; Bashmachnikov et al 2017; 2018). Пиковых значений азимутальная скорость достигает в подповерхностном ядре Лофотенского вихря (200-1000 м), составляя в среднем $v_{\theta, \max, 2} = 20 \text{ см с}^{-1}$ на расстоянии 17-20 км от центра вихря; в слое над ядром значения $v_{\theta, \max, 1}$ не превышают $12-15 \text{ см с}^{-1}$, а ниже ядра и до самого дна $v_{\theta, \max, 3} \sim 5 \text{ см с}^{-1}$. Динамический радиус R_m оценивается в пределах 24-35 км, в среднем составляя около 30 км и практически не меняется с глубиной в пределах ядра вихря (рис. 7.6с).

Средние характеристики вертикальной скорости были получены путем осреднения данных по времени и по азимуту ЛВ в системе координат с центром в центре ЛВ. Осредненное по времени распределение вертикальной скорости в координатах r - z имеет сложную структуру (рис. 7.7а).

Максимальная восходящая вертикальная скорость наблюдается в центре ядра ЛВ и составляет $v_{z0} \sim 2 \cdot 10^{-3} \text{ см с}^{-1}$, в то время как максимальная нисходящая вертикальная скорость наблюдается на периферии ядра (на расстоянии 12-30 км от центра ЛВ) и более чем в 3 раза меньше $v_{z0} \sim -0.6 \cdot 10^{-3} \text{ см с}^{-1}$ (рис. 7.7а). Учитывая большую площадь внешнего кольца по сравнению с центральной областью вихря, на глубинах 0-1000 м радиально интегрированный восходящий поток в центральной части ядра ЛВ примерно компенсируется нисходящим потоком на периферии вихря, что согласуется с предположением, использованным при выводе формулы (7.8). v_r в слое ядра и выше направлено к периферии вихря (рис. 7.6b), что согласуется с распределением v_z . В нижней части ядра вихря (1200-1300 м) нисходящий поток на периферии ЛВ уже примерно на 20% сильнее восходящего потока вдоль оси вихря на тех же уровнях, а ниже, на 1500-2000 м, обнаруживается только нисходящий поток.

В MIT GCM число Россби ЛВ мало и составляет 0.1-0.2 (Bashmachnikov et al., 2017). В таких мезомасштабных вихрях отношение радиальной скорости к азимутальной соответствует отношению агеострофических сил к геострофическим, которые обычно различаются примерно на порядок (Carton, 2001; Barcelo-Llull et al., 2017). Агеострофические эффекты в вихрях в основном связаны с центробежными силами и силами трения (Carton 2001), что подтверждается тем, что радиальные скорости растут с ростом азимутальных скоростей течения (рис. 7.7b). Отношение инерционной (центробежной) силы к геострофической силе Кориолиса, $\left[\frac{v_{\theta}^2}{r} \right] / [f v_{\theta}]$, составляет 0.2-0.3 (рис. 7.7е). Это близко к соотношению радиальной и азимутальной скоростей в MIT GCM,

а также типично для мезомасштабных вихрей с низким числом Россби (Carton, 2001). Следовательно, дивергенция в ядре вихря и поле вертикальных скоростей может быть вызвана центробежными силами вращающегося ядра.

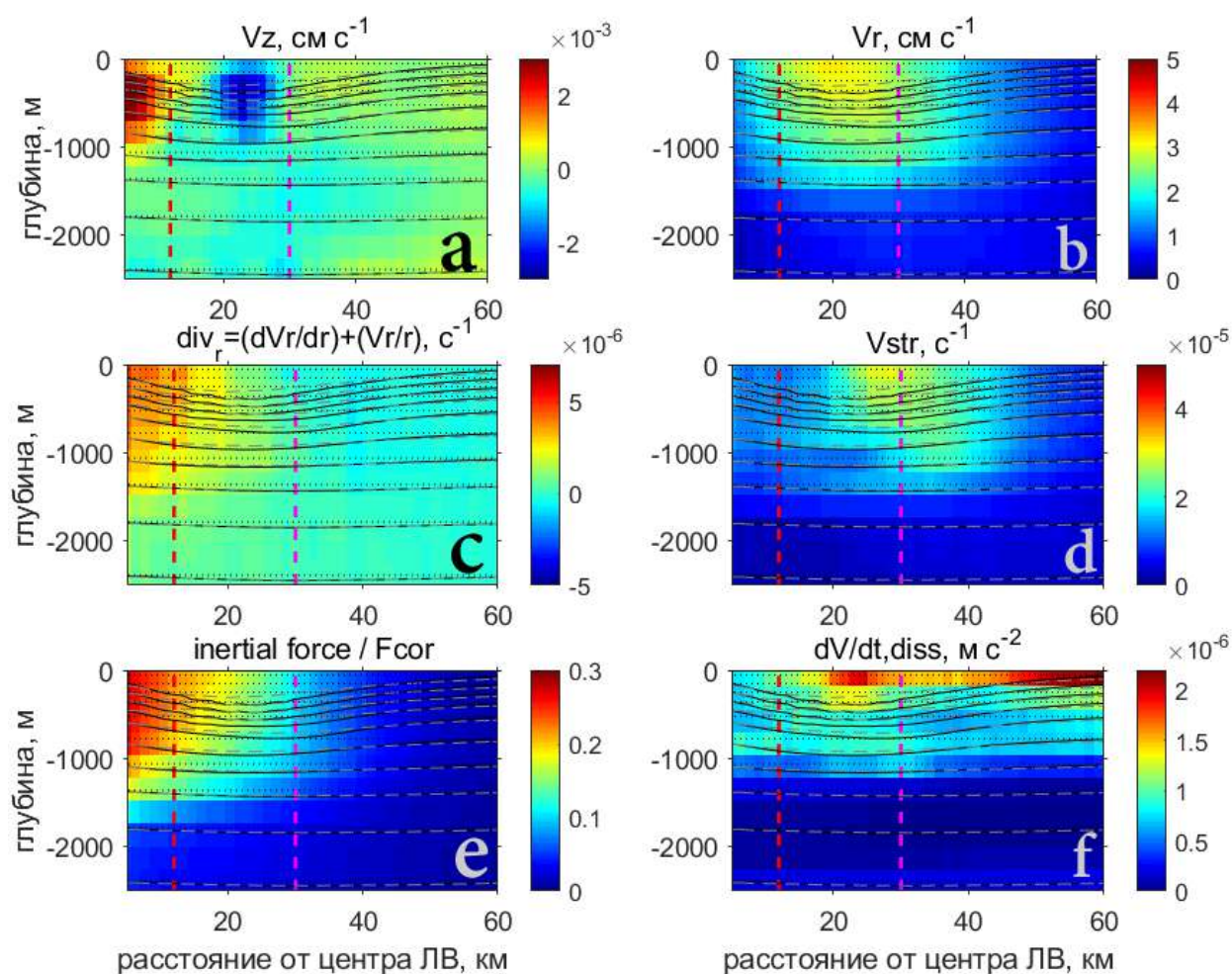


Рис. 7.7. Радиальное распределение средних по периоду анализа и азимуту характеристик ЛВ в гидродинамической модели MIT GCM (0 км – центр ЛВ): (а) вертикальная скорость (положительные значения – вверх, см с^{-1}), (б) радиальная скорость (положительные значения – к периферии ядра, см с^{-1}), (с) радиальная дивергенция (положительна к периферии ядра, с^{-1}), (д) горизонтальное напряжение сдвига (с^{-1}), (е) число Россби – отношение центробежной силы к силе Кориолиса, (ф) изменение горизонтальной скорости течения в связи с турбулентной диссипацией кинетической энергии (м с^{-2}). Радиальная изменчивость (не в масштабе) азимутальной скорости (черные сплошные линии) и радиальной скорости (серые пунктирные линии) на различных вертикальных уровнях отсчитываются от нулевых поверхностей на соответствующих глубинах (пунктирные горизонтальные линии). Красные и пурпурные вертикальные пунктирные линии обозначают радиусы 12 км (вертикальная скорость в ядре ЛВ переходит через ноль) и 30 км (относительная завихренность в ядре ЛВ переходит через ноль) (из Bashmachnikov et al., 2018).

Максимальные радиальные скорости (рис. 7.7б) ограничены внутренней границей области максимального напряжения сдвига (рис. 7.7д), где процессы турбулентного обмена через границу вихря являются наиболее интенсивными. Скорость уменьшения

горизонтальной скорости течения из-за турбулентной диссипации, одна из стандартных переменных MIT GCM (Adcroft et al., 2018), достигает максимума во внутренней части периферии ядра ЛВ, между областью максимальной скорости и максимальным напряжением сдвига (рис. 7.7f). Этот параметр достигает максимальных значений у поверхности моря, имеет повышенные значения на периферии ядра, а также под ядром ЛВ (на глубине 800-1000 м).

Очень похожая структура получена для скорости диссипации турбулентной энергии по результатам измерений *in situ* (Fer et al., 2018). Усиливаясь по направлению к поверхности моря, как силы инерции, так и турбулентная диссипация скорости вызывают увеличение радиальной дивергенции по направлению к поверхности моря, что приводит к формированию дивергенции (рис. 7.7с) и положительных значений вертикальной скорости в центральной части ядра ЛВ. Однако отношение силы турбулентного трения к силе Кориолиса составляет около 0.02-0.04, что на порядок меньше, чем отношение центробежной силы к силе Кориолиса (рис. 7.7е). Таким образом, мы можем предположить, что радиальная агеострофическая составляющая скорости течения в первую очередь связана с центробежной силой.

Дивергенция в ядре ЛВ может быть связана и с локальной дивергенцией экмановских потоков поля ветра над вихрем, которая оценивается как (Gaube et al., 2013):

$$v_{z0E} = -\frac{3C_d\rho_a|V_a|}{2\rho f}\bar{\omega}, \quad (7.9)$$

здесь $C_d = 10^{-3}$ – коэффициент трения ветра (Боуден, 1988), $\rho_a = 1.2 \text{ кг м}^{-3}$ – плотность воздуха, $\rho = 1030 \text{ кг м}^{-3}$ – плотность воды, $f = 1.4 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ – параметр Кориолиса, V_a – скорость ветра в приводном слое, $\bar{\omega}$ – средняя относительная завихренность ядра вихря.

Принимая $\rho_a/\rho = 10^{-3}$, $V_a = 5 \text{ м с}^{-1}$ и $\bar{\omega} = 3 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ в верхней части ядра ЛВ, мы получаем вертикальную скорость: $v_{z0E} = 1.5 \cdot 10^{-4} \text{ см с}^{-1}$, что на порядок меньше, чем наблюдается в центре ЛВ (рис. 7.7а). Следовательно, эффектом локальной дивергенцией под действием поля ветра над ЛВ можно пренебречь по сравнению с центробежной силой.

Ниже ядра ЛВ, от 1500-2000 м и глубже, вертикальные скорости под ядром ЛВ направлены преимущественно вниз (рис. 7.7а). Это может быть связано с экмановской дивергенцией антициклонически вращающейся структуры под воздействием донного трения. Связанную с этим характерную вертикальную скорость можно оценить как (Pedlosky, 2013):

$$v_{z0} = C\bar{\omega}_b, \quad (7.10)$$

где $C = \sqrt{\frac{K_z}{2f}}$, K_z – коэффициент вертикальной турбулентной вязкости, $\bar{\omega}_b$ – средняя

относительная завихренность в придонном слое. Для $v_{\theta,\max} \sim 10 \text{ см с}^{-1}$, $K_z \sim 2.5 \cdot 10^{-3} v_{\theta} \sim 2.5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2 \text{ с}^{-1}$ (Боуден, 1983; Озмидов, 1986; Siedler et al., 2001; Bashmachnikov et al., 2013b).

Задавая, по данным MIT GCM, среднюю относительную завихренность в нижней части ЛВ $\bar{\omega}_b \approx -3 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$, получаем $v_{z0} \approx -0.5 \cdot 10^{-3} \text{ см с}^{-1}$. Эти значения близки к вертикальной скорости, зарегистрированной на нижних уровнях модели (рис. 7.7а). Таким образом, трение в придонном слое может вызвать наблюдаемые нисходящие скорости в нижней части вихря.

Восходящие вертикальные движения в ядре и над вихрем, в сочетании с нисходящими движениями на периферии вихря, отражаются в конфигурации изопикн (рис. 7.8а,б). При этом структура поля вертикальной скорости увеличивает радиальные градиенты плотности воды над ядром вихря, тем самым поддерживая антициклоническую циркуляцию в вихре против процессов диссипации.

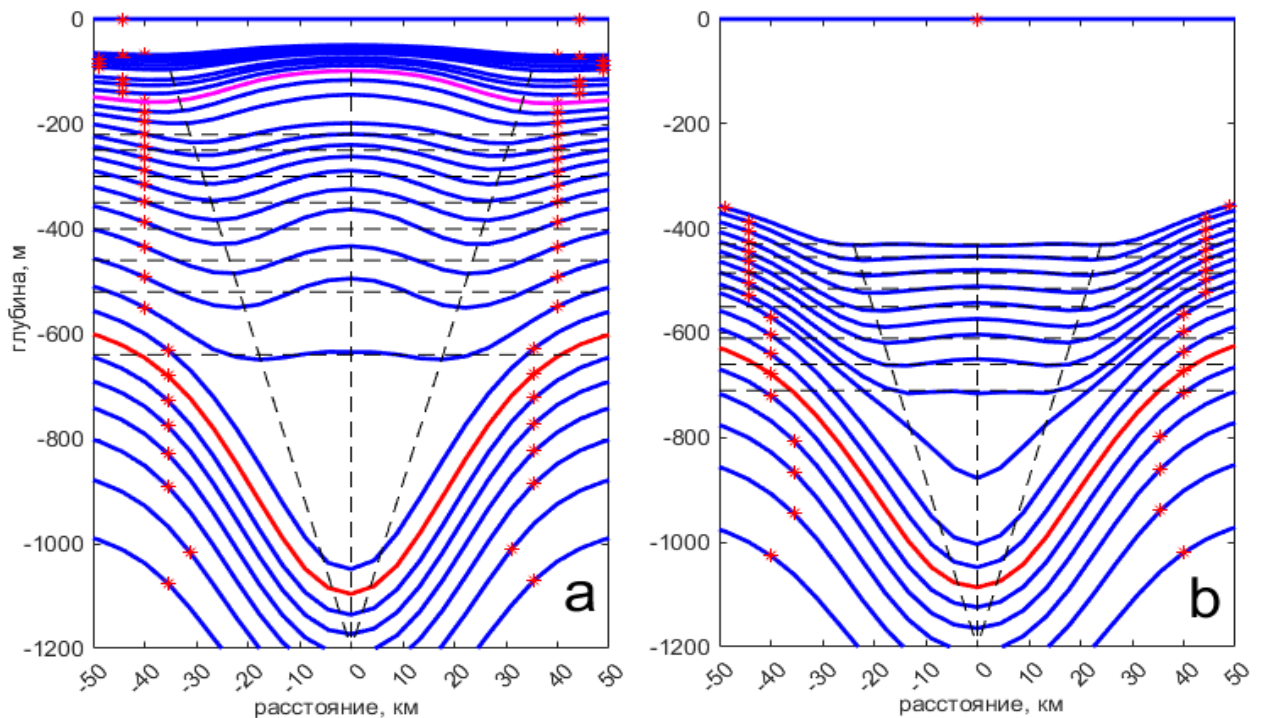


Рис. 7.8. (а) Среднее положение изопикн (синие линии) в ЛВ, как функция расстояния до центра вихря для теплого сезона. (б) То же, что и (а), но для холодного сезона. Красными звездочками отмечен динамический радиус (R_m , где относительная завихренность меняет знак) на данном горизонте. Пурпурная и красная изопикны обозначают верхнюю и нижнюю границы ядра ЛВ, соответственно. Вертикальные пунктирные линии обозначают локальные максимумы и минимумы глубин изопикн в ядре ЛВ (из Bashmachnikov et al., 2018).

Восходящая вертикальная скорость в центральной части ядра приводит к подъему изотерм в центре ЛВ (рис. 7.8б). Это способствует формированию отрицательной аномалии ТПО (и солености) над ядром, что подтверждается спутниковыми наблюдениями и наблюдениями *in situ* (рис. 7.9а,б).

Подобная агеострофическая циркуляция формирует условия для возникновения горизонтального неоднородного вовлечения более холодной и более теплой жидкости вращающимся вихрем, описанное в предыдущем разделе как основной механизм формирования отрицательной аномалии ТПО над медди (см., также Bashmachnikov et al., 2013b, Ciani et al., 2015; Gupta et al., 2020). Действительно, данные моделирования свидетельствуют, что механизм захвата более теплой жидкости (Норвежского течения) и

«оборачивания» ее вокруг ядра подповерхностного антициклона также участвует в формировании аномалии ТПО над ЛВ (рис. 7.9а). Анализ структуры ТПО поверхностных антициклонов в Лофотенской котловине по данным *in situ* показал, что они характеризуются преимущественно положительной аномалией ТПО в ядрах вихрей (Sandalyuk et al., 2020).

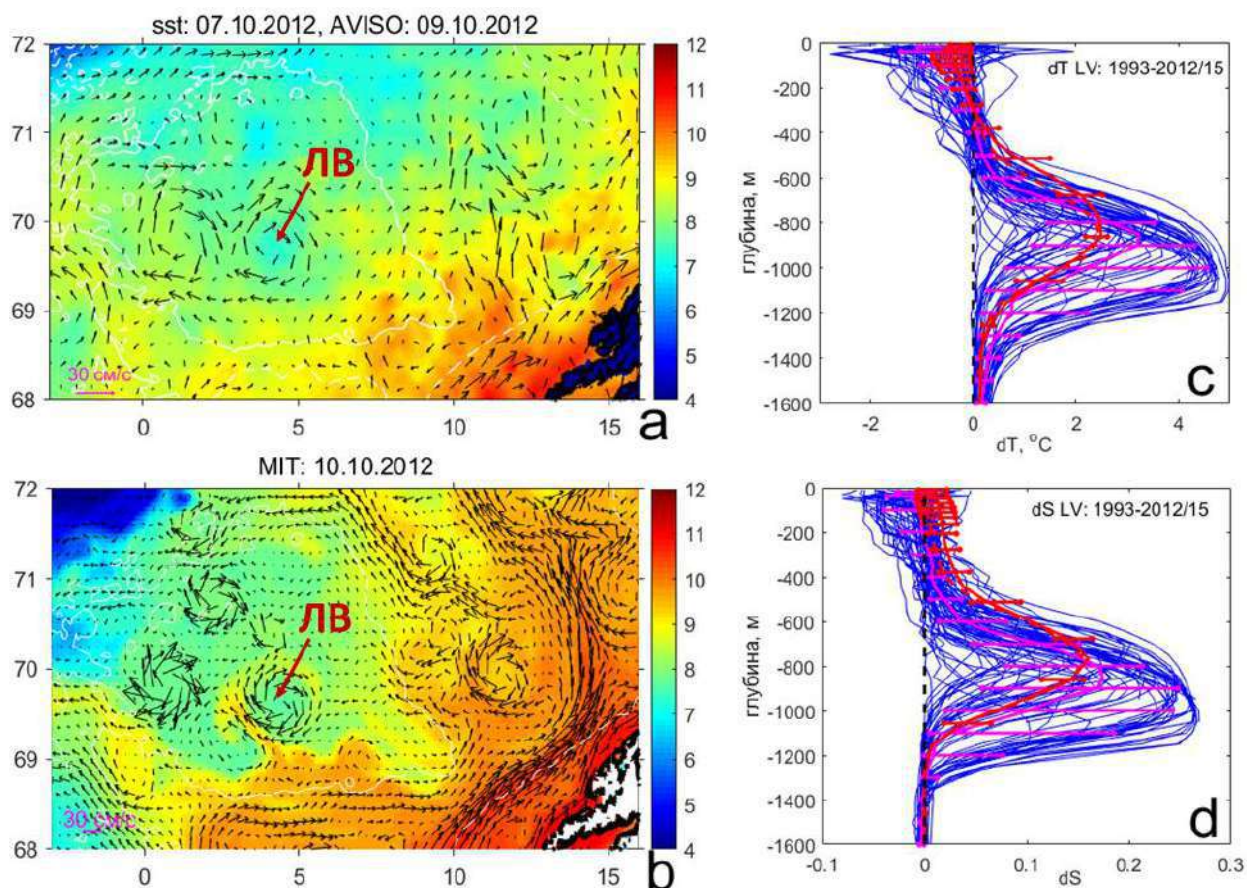


Рис. 7.9. (а) ТПО по данным комбинированных спутниковых снимков в инфракрасном и микроволновом диапазонах массива MUR (цвет, °C) и течения на поверхности океана (вектора) по данным спутниковой альтиметрии AVISO в Лофотенском бассейне 10.10.2012. (б) ТПО (цвет, °C) и скорость течения (вектора, представлен каждый 3-й вектор) по данным гидродинамической модели MIT GCM на 10.10.2012. Вертикальные профили аномалий: (с) температуры воды (°C) и (д) солёности воды относительно среднего на горизонте по данным вертикальных профилей *in situ* массива EN4 (синие линии). Также приведены данные, осредненные за 1993-2015 гг., *in situ* (розовые линии) и по данным модели MIT GCM (красные линии). Горизонтальные отрезки показывают стандартное отклонение параметров для выбранных горизонтов. ЛВ – Лофотенский вихрь (по Bashmachnikov et al., 2018).

В заключение этого раздела отметим, что в используемых здесь характеристиках ЛВ, определяемых по данным модели MIT GCM, занижены пиковые азимутальные скорости. Так, число Россби ЛВ в модели составляет 0.2-0.3, тогда как в *in situ* наблюдениях оно составляло 0.6-0.8 (Soyland et al., 2016; Fer et al., 2018; Bashmachnikov et al., 2018). Это значит, что модель недооценивает относительный вклад центробежной силы инерции, и в реальном ЛВ дивергентные потоки в верхней части ядра должны быть еще более

интенсивными. С другой стороны, в отличие от реального ЛВ, характеристики ЛВ модели MIT GCM являются характерными для большинства крупных мезомасштабных антициклонов в океане, что позволяет непосредственно распространить полученные результаты на другие подповерхностные антициклоны. Также отметим, что в каждый отдельный момент времени структура вертикальных скоростей может быть сильно зашумлена более интенсивными вертикальными движениями динамических возмущений в вихре (рис. 5.13) и приводимая выше средняя структура вертикальных скоростей ЛВ (рис. 7.7а) проявляется только при осреднении как по времени, так и по азимуту.

7.3 О ЧЕМ ГОВОРЯТ АНОМАЛИИ ЦВЕТА ОКЕАНА НАД ПОДПОВЕРХНОСТНЫМИ ВИХРЯМИ?

Наличие дивергенций и конвергенций в поверхностных проявлениях подповерхностных вихрей можно выявить по полю хлорофилла-а (рис. 7.10). Повышенное содержание хлорофилла в центре ЛВ в летний период (рис. 7.10а) может свидетельствовать в пользу подъема вод, а пониженное содержание хлорофилла на периферии ЛВ – об опускании вод. Как показано выше оба процесса сопряжены друг с другом (рис. 7.7а).

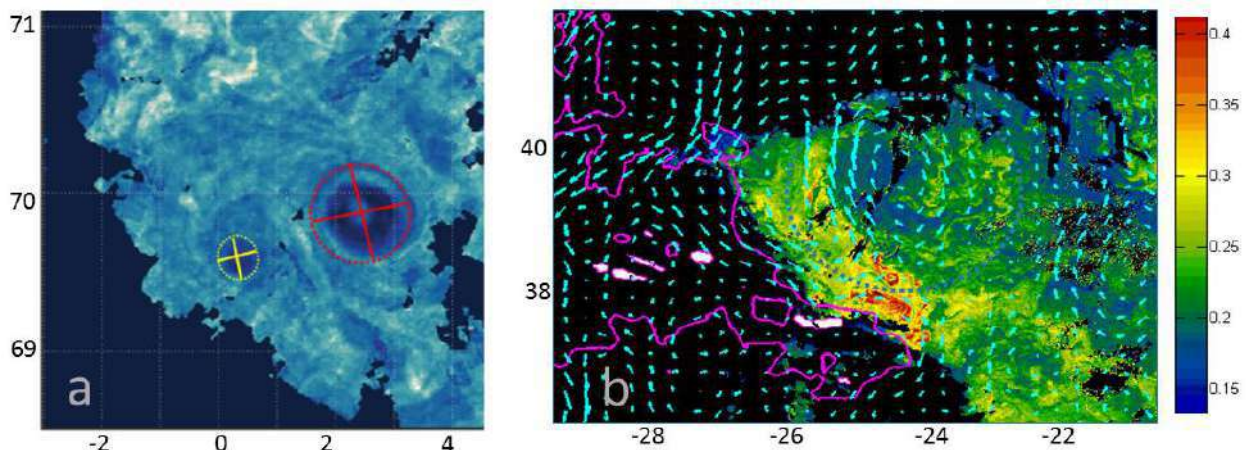


Рис. 7.10. (а) Лофотенский вихрь (красный кружок) и циклонический вихрь (желтый кружок) в поле хлорофилла-а (цвет) 22.07.2016 г. (выполнено Ю.Новиковой). (б) Поверхностное проявление медди (красный кружок) поле хлорофилла MODIS (цвет) в субтропической Атлантике к северу от Азорских островов 01.03.2003г. Наложены вектора поверхностных течений альтиметрии AVISO.

Над медди в поле хлорофилла-а наблюдается конвергенция вод, заходящих в центральную область поверхностного следа медди с севера (рис. 7.10b). Это согласуется с результатами, полученными путем анализа поля ТПО (рис. 7.5). Если считать, что филаменты повышенного содержания хлорофилла проходят расстояние 0.5 радиуса вихря за пол оборота ядра поверхностного следа медди вокруг своей оси, то радиальная скорость конвергенции будет примерно в 6 раз меньше азимутальной скорости в поверхностном следе медди. Оценивая азимутальную скорость по данным альтиметрии AVISO в 10 см с^{-1} , и радиус поверхностного следа медди в 100 км, пройденный по азимуту путь оценивается как $\pi \cdot 100 \text{ км}$. Тогда получаем время полуоборота филамента (рис. 7.10b) равным 35 дней. При радиальном продвижении за этот период к центру поверхностного следа медди на 50-

80 км, получаем радиальная скорость, направленную к центру сигнала в $1-3 \text{ см с}^{-1}$. Однако агеострофическая конвергенция вод в поверхностном следе медди противоположна дивергенции вод над ядром ЛВ (рис. 7.7а-с). Это говорит о различии систем вертикальной циркуляции в поверхностном следе медди и в ЛВ. Это не удивительно, если учесть, что ядро ЛВ непосредственно воздействует на поверхность моря, тогда как поверхностный след медди представляет собой самостоятельный поверхностный антициклон, генерируемый движением медди на большой глубине.

7.4 ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ГЛАВЫ 7

В этом разделе было показано, что подповерхностные вихри, как с заглубленным ядром (как у медди), так и с ядром, верхняя граница которого находится в непосредственной близости к поверхности моря (как у Лофотенского вихря), формируют статистически значимую отрицательную аномалию ТПО, в противоположность положительной аномалии ТПО, характерной для поверхностных антициклонов.

В то время как динамический (антициклонический) поверхностный сигнал подповерхностного антициклона, обнаружимый по данным спутниковой альтиметрии, принципиально не отличается от сигнала поверхностного антициклона, порождаемого неустойчивостью поверхностных течений, знак связанной с вихрями аномалии ТПО дает потенциальную возможность разделять поверхностные и подповерхностные вихри. Этот метод был успешно применен на практике для идентификации медди (рис. 7.5), который был выявлен по спутниковым снимкам до начала рейса по отрицательной аномалии ТПО в центральной области антициклона. Приводимое выше исследование показало, что устойчивость сигнала медди в поле ТПО существенно ниже устойчивости его динамического сигнала в уровне моря. Во-первых, это связано с малостью формируемой аномалии ТПО, часто на пределе точности оценки ТПО по современным спутниковым наблюдениям, при высокой общей зашумленности поля ТПО. Причин зашумленности поля ТПО много: от изменения интенсивности вертикального перемешивания через термоклин при изменении скорости ветра до не до конца удаленных эффектов тонкой облачности, аэрозолей и др. Однако средние за несколько месяцев отрицательные аномалии ТПО над центрами медди были статистически значимыми, что позволяет достоверно отличить поверхностные антициклоны от подповерхностных, совмещая поля альтиметрии и ТПО, при достаточно длительном отслеживании вихрей. При анализе треков следует учитывать, что поверхностные антициклоны, двигаясь вдоль наклонных изопикн, могут превращаться в подповерхностные (Barcelo-Llull et al., 2017), и сопутствующая аномалия ТПО может в какой-то момент поменять свой знак.

Положительные аномалии ТПО у поверхностных антициклонов не только формируются в процессе их образования путем захвата вод на теплой стороне фронта, но также впоследствии поддерживаются конвергенцией поверхностных вод в верхней части ядра. Механизм этой конвергенции обычно связывают с экмановской дивергенцией на нижней границе антициклона за счет трения о нижележащие слои или дно (Pedlosky, 2013) и связанного с этим опускания вод в центральной части ядра антициклона (рис. 7.11а).

Анализ результатов гидродинамической модели MIT GCM показал, что вертикальная вторичная циркуляция в подповерхностных антициклонах существенно отличается от таковой для поверхностных антициклонов (рис. 7.11b). В верхней части ядра

подповерхностных антициклонов наблюдается дивергенция вод, что приводит к подъему вод вдоль оси антициклона, который компенсируется опусканием вод по его периферии. Эта схема отличается и от схемы вторичной циркуляции над подводными горами в подповерхностных конусах Тейлора, которая во многом аналогична таковой у поверхностных антициклонов (Mullineaux and Mills, 1997, White et al., 2007). Также выявлено постепенное схождение максимумов нисходящей вертикальной скорости к оси вихря с глубиной, тоже не характерное для конусов Тейлора. Причиной дивергенции на верхней границе ядра, вероятно, являются инерционные (центробежные) ускорения. В предыдущих исследованиях подчеркивалась важность сил инерции в динамике океанских мезомасштабных вихрей (см., например, Carton, 2001, Chelton et al., 2011). Также свою роль вносит ускоренная диссипация кинетической энергии антициклонов у поверхности моря, как за счет роста динамической неустойчивости, генерируемой инерционными слагаемыми быстро вращающегося ядра, так и усилением диссипации за счет роста коэффициентов турбулентного трения у динамически активной поверхности моря. Доминирующее опускание вод под ядром, как и у поверхностных антициклонов, является следствием экмановской дивергенции в придонном слое (рис. 7.11b).

Выше показано, что пониженные значения ТПО над подповерхностными антициклонами могут быть связаны с несколькими различными процессами. Наиболее очевидный – поднятие изопикн (и изотерм) над ядром подповерхностного вихря за счет вторичной циркуляции ядра (см. раздел 7.2), которое дополнительно поддерживает антициклоническое вращение и способствует увеличению устойчивости подповерхностного антициклона. В субтропических широтах, а также в субполярных широтах в летний сезон, такие аномалии ТПО могут маскироваться сезонным термоклинном, эпизодически проявляясь в периоды усиления ветрового перемешивания. В Лофотенском вихре в холодный сезон конвекция, достигающая с теплого ядра вихря, может, наоборот, формировать положительные аномалии ТПО.

Помимо подъема изопикн, не менее важной причиной формирования отрицательной аномалии ТПО над подповерхностным антициклоном является дифференцированное вовлечение окружающей жидкости в антициклоническое вращение в поверхностном слое. При этом сравнительно холодная и плотная вода (обычно увлекаемая с севера) переносится к центру поверхностного сигнала подповерхностного вихря, а более теплая вода (обычно увлекается с юга) закручивается вдоль периферии формирующегося холодного ядра. Такой процесс тоже обеспечивается куполообразным подъемом изопикн над ядром подповерхностного антициклона, который не позволяет менее плотной теплой воде проникнуть в центральную область над вихрем. Для глубоких ядер антициклонов, типа медди, последний механизм представляется основным, хотя этот процесс наблюдался и у Лофотенского вихря. Для эффективного функционирования механизма захвата и «оборачивания» теплых вод вокруг поверхностного динамического сигнала медди необходимо наличие достаточно интенсивных фоновых градиентов ТПО. В субтропической Атлантике меридиональный градиент ТПО увеличивается зимой и весной, и именно в эти сезоны следует ожидать наиболее явных отрицательных аномалий ТПО над медди.

Разница между механизмами формирования отрицательной аномалии ТПО над медди и над ЛВ связана также с гораздо более низким соотношением f/N в субтропиках, чем в приполярных районах. Ядро ЛВ расположено близко к поверхности моря (200-1000 м), в

связи с чем, при слабой стратифицированности верхнего слоя моря, процессы в верхней части ядра ЛВ непосредственно проявляются на поверхности моря (рис. 7.11b).

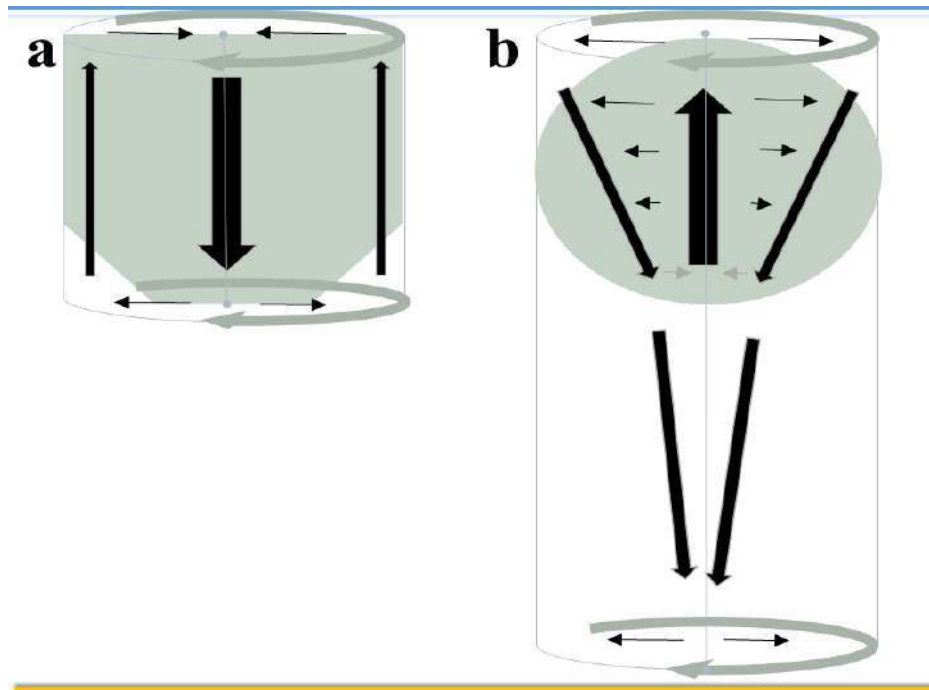


Рис. 7.11. Схематическое изображение вторичной циркуляции для: (a) поверхностного антициклона, (b) подповерхностного антициклона с неглубоким ядром. Синяя и желтая горизонтальные линии обозначают поверхность и дно моря, соответственно.

7.5 ВЫВОДЫ ГЛАВЫ 7

1. В отличие от поверхностных антициклонов, поверхностные сигналы подповерхностных антициклонических вихрей проявляются в ТПО в виде холодных аномалий, часто окруженных кольцом более теплых вод.
2. Предложено два механизма формирования отрицательных аномалий ТПО над подповерхностными антициклонами: для антициклонов с неглубоким ядром – подъем изопикн над ядром, для антициклонов с глубоким ядром – перенос более холодных вод в центральную часть поверхностного сигнала подповерхностного антициклона и «обертывании» более теплых вод вокруг холодного ядра.
3. Предложена новая схема вторичной агеострофической циркуляции в подповерхностном антициклоне. Вертикальные скорости в таком подповерхностном антициклоне направлены вдоль оси вихря вверх и по его периферии вниз. Формируемые этим полем агеострофических скоростей течения аномалии плотности воды способствуют поддержанию антициклонического вращения вихря. Под ядром вихря вертикальные скорости везде направлены вниз. Получены теоретические оценки характера распределения вертикальных агеострофических скоростей в вихре Рэлея.
4. Показано, что инерционные слагаемые, вкуче с интенсивной динамикой верхнего слоя океана, являются наиболее вероятной причиной усиленной диссипацией кинетической энергии подповерхностного антициклона с неглубоким ядром, что

формирует дивергенцию в верхней части ядра и служит форсингом для развития вторичной агеострофической циркуляции.

8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В диссертационной работе изложены результаты многолетних исследований автора по динамике поверхностных и подповерхностных мезомасштабных вихрей в Северной Атлантике и Северо-Европейском бассейне. Основные результаты работы относятся к динамике внутритермоклинных вихрей средиземноморских вод (медди) с заглубленным ядром (600-1500 м) и квазипостоянного Лофотенского вихря (ЛВ) с приповерхностным ядром (200-1000 м). Особое внимание уделено жизненному циклу подповерхностных вихрей, особенностям их динамики на разных этапах жизненного цикла, а также особенностям их проявлений на поверхности моря. В работе использованы данные натурных наблюдений, в том числе выполненных автором, данные спутниковых наблюдений (поля спутниковой альтиметрии, температуры поверхности моря, цвета океана и радиолокационные изображения), а также данные численных моделей высокого разрешения (квазигеострофических и полной системы уравнений Навье-Стокса).

Довольно существенные отличия в характеристиках (прежде всего, глубине ядра и фоновой стратификации вод) и жизненных циклах исследованных типов вихрей способствовали выявлению общих характеристик подповерхностных вихрей, а также особенностей динамики вихрей с глубоким и с приповерхностным ядром. Поэтому результаты анализа динамики медди и ЛВ являются комплементарными. Медди, ядра которых непосредственно не воздействуют на поверхность океана, генерируются на восточной границе океана и движутся на запад в районы с постепенно усиливающимся уровнем динамической активности вод. Это позволяет исследовать взаимодействие вихрей со средними течениями и подводными горами при постепенно меняющихся внешних условиях и при разном возрасте ядра вихря. Ядро ЛВ, напротив, непосредственно воздействует на поверхность океана. Вихрь постоянно находится в центральной области Лофотенской котловины, непосредственно не взаимодействуя ни с крутыми склонами котловины, ни со связанными с ними топографически захваченными ветвями Норвежского течения. Это формирует «идеализированные» условия для выявления базовых особенностей динамических процессов в вихре и при взаимодействии вихрей. Длительный промежуток существования ЛВ позволяет набрать статистику таких взаимодействий при однотипных внешних условиях в океане. Несмотря на различия в характеристиках вихрей и окружающей среды, многие из полученных результатов одинаковы как для медди, так и для ЛВ. Это говорит о том, что описываются базовые особенности динамики подповерхностных вихрей и их можно распространить на динамику мезомасштабных вихрей в любых других районах открытого океана.

Впервые на данных натурных наблюдений показано регулярность процесса слияния медди (глава 4). Слияния увеличивают время жизни медди и дают возможности распространения на расстояния, сравнимые с размерами океана. Сами процессы слияния и диссипации вихрей изучались на примере Лофотенского вихря (глава 5), который может считаться «естественной лабораторией» для подобных исследований. Накопленная статистика выявила, как слияния, один из основных механизмов регенерации ЛВ, влияют на кинетическую и доступную потенциальную энергию вихря. Были уточнены условия для слияния, одним из которых является наличие фонового поля скорости, подталкивающего один из антициклонов к другому. Такое поле может формироваться циклоном, находящимся в непосредственной близости двух взаимодействующих антициклонов и часто формирующимся вследствие взаимодействия этих антициклонов. Полученные результаты позволяют предположить, что важную роль при слиянии играет ограничение свободы движения взаимодействующих вихрей, которое может быть связано не только с наличием внешнего поля деформации скорости, но и с топографией. Чашеобразная форма цепи гор «Подкова», ограничивающая Иберийский бассейн с запада и юга и находящаяся на пути движения медди вдоль одного из основных маршрутов (Центрального маршрута),

предположительно способствует наблюдаемому активному слиянию медди именно в этом районе.

Механизмы диссипации энергии вихрей также подробно рассматривались на примере ЛВ (глава 5). Сравнивались результаты различных идеализированных экспериментов в квазигеострофической модели с приближенными к реальности данными полной системы уравнений Навье-Стокса гидродинамической модели MIT GCM, ранее прошедшей многократную валидацию с данными наблюдений характеристик ЛВ и всего Лофотенского бассейна. Было показано, что наличие небольших особенностей топографии (понижения дна менее чем на 10% глубины моря) ведет к существенной стабилизации ЛВ, если, вкуче с полем фоновых течений, эти особенности минимизируют градиенты поля фоновой потенциальной завихренности в окрестности вихря. При таких условиях, время жизни ЛВ возрастало более чем в 2 раза по сравнению с версией модели с плоским дном. Было выявлено, что существенный рост устойчивости ЛВ в MIT GCM связан также с наличием сильной нелинейности развивающихся возмущений, что не могло быть учтено при упрощенной контурной аппроксимации вихря в используемой квазигеострофической модели. В MIT GCM возмущения концентрировались на границе вихря, в области высоких напряжений сдвига скорости. Здесь формировались филаменты. Через отрыв филаментов вихрь «сбрасывал» энергию возмущений, не позволяя неустойчивости глубоко проникнуть ядро и привести к его распаду. Наличие подобных филаментов было ранее выявлено в данных натурных наблюдений медди, что говорит об универсальности этого механизма, который входит в число причин долгого времени жизни медди.

Квазипостоянное существование ЛВ позволило выявить и теоретически описать новую схему агеострофической (вторичной) циркуляции в подповерхностном антициклоне (глава 7). Такая система агеострофической циркуляции должна быть характерна для всех подповерхностных антициклонов, однако не была выявлена ранее по причине присутствия в ядрах антициклонов сильного шума в виде неустойчивостей, скорости вертикальных движений в которых намного превышают вертикальные скорости средней агеострофической циркуляции ядра. Для выделения средней агеострофической циркуляции необходимы многомесячные ряды наблюдений высокого разрешения, желательно при однородных в пространстве и времени характеристиках окружающего океана, что редко встречается в океане.

На основе анализа поля течений на промежуточных глубинах, характера распространения языка средиземноморских вод и характера распространения медди, была подтверждена гипотеза о важной роли медди в распространении средиземноморской водной массы. Численные оценки этого вклада затруднены отсутствием информации о среднем количестве генерируемых за год медди. Аналогичные исследования поверхностных вихрей в Норвежском море показали, что Норвежское течение суммарно теряет примерно за 30% тепла через генерацию мезомасштабных вихрей вдоль границы Скандинавского полуострова (глава 3). Перенос тепла мезомасштабными вихрями вносит значимый вклад в формирование аномально крупного резервуара теплых вод в Лофотенском бассейне. Таким образом, в переносе водных масс, перенос вод мезомасштабными вихрями может быть сравним с адвективным переносом.

Значительная часть проведенного исследования посвящена анализу проявлений подповерхностных вихрей на поверхности моря (главы 6 и 7). В частности, впервые проведен детальный статистический и теоретический анализ появлений медди в поле альтиметрии и ТПО. Установлена зависимость интенсивности поверхностного сигнала подповерхностного вихря от характеристик самого подповерхностного вихря и параметров окружающей среды. Установлено, что подповерхностные антициклоны, в отличие от поверхностных, формируют преимущественно отрицательную аномалию ТПО, что дает потенциальную возможность идентифицировать подповерхностные антициклоны по спутниковым данным. К сожалению, малые величины и не очень большая устойчивость таких аномалий снижают репрезентативность наблюдаемого сигнала подповерхностных

вихрей, не позволяя однозначно интерпретировать разовые наблюдения аномалий ТПО, но требуя накопления их статистики за некоторый промежуток времени. Выявлено два механизма формирования отрицательных аномалий ТПО над подповерхностными антициклонами, относительная роль которых зависит от глубины ядра вихря. Для антициклонов с глубоким ядром (медди) доминирует механизм «обертывания» захваченных теплых вод вокруг холодного ядра поверхностного сигнала вихря. Для антициклонов с приповерхностным ядром (ЛВ) не менее важным является механизм формирования холодной аномалии ТПО за счет вторичной циркуляции ядра, которая приводит к подъему изотерм в центре вихря.

Вышеупомянутые результаты закладывают основы для создания алгоритмов выявления подповерхностных вихрей на поверхности океана по спутниковым данным. Однако для создания устойчивых алгоритмов необходимо еще решить ряд вопросов. В частности, пока не выявлена относительная роль различных механизмов возможной интенсификации поверхностного сигнала вихрей под влиянием среднего течения и топографии. Требуется также больше статистических данных для выявления особенностей сигналов подповерхностных вихрей на поверхности моря в зависимости от характеристик этих вихрей и фоновых условий океана. В связи с ограниченностью возможности наблюдения подповерхностных вихрей в натурных данных и известными недостатками численного моделирования, идентификации и отслеживания подповерхностных вихрей на поверхности моря является одним из перспективных направлений для решения вопроса об относительном вкладе подповерхностных вихрей в распространении промежуточных водных масс в океане.

СПИСОК ОСНОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ И СОКРАЩЕНИЙ

- АС – антициклон
 АЦТ – Антарктическое циркумполярное течение
 ИК – инфракрасный диапазон
 КЭП – кинетическая энергия пульсаций
 ЛВ – Лофотенский вихрь
 Медди – вихри средиземноморских вод
 МОЦ – Меридиональная опрокидывающаяся циркуляция
 РЛИ – спутниковые радиолокационные изображения
 СВМ – средиземноморская водная масса
 ТПО – температура поверхности океана
 ЦО – цвет океана (хлорофилл-а)
 JEVAR – Joint Effect of Baroclinicity and Bottom Relief – совместный эффект бароклинности и рельефа дна
 MIT GCM – гидродинамическая модель Массачусетского технологического института
 MUC – Mediterranean Undercurrent – подповерхностное течение средиземноморских вод
 NwAC – Norwegian Atlantic Current – Норвежское течение
 NwAFC – Norwegian Atlantic Front Current – западная ветвь Норвежского течения
 NwASC – Norwegian Atlantic Slope Current – восточная ветвь Норвежского течения
 QG – quasigeostrophic (model) – квазигеострофическая (модель)
 WSC – West Spitsbergen Current – Западно-Шпицбергенское течение
- Bu – число Бюргера
 E_k – кинетическая энергия вихря
 E_p – доступная потенциальная энергия вихря
 f – параметр Кориолиса
 g – ускорение свободного падения
 H_L – глубина моря
 H – глубина ядра вихря
 H_s – средняя глубина невозмущенной изопикны вне медди
 H_m – возвышение изопикны над медди относительно фона
 ΔH – максимальное возвышение изопикны над медди
 h – вертикальная мощность вихря
 N – частота плавучести
 P – давление воды
 q – квазигеострофическая потенциальная завихренность
 \tilde{q} – потенциальная завихренность в ядре медди,
 \tilde{q}_0 – фоновое значение потенциальной завихренности
 r – расстояние от центра вихря в полярной системе координат
 R – радиус вихря
 R_m – радиус перехода относительной завихренности вихря через ноль
 R_{vm} – радиус, на котором азимутальная скорость v_θ достигает своего максимума ($v_{\theta\max}$)

$Rd = \frac{NH}{f}$ – 1^{ый} бароклинный радиус деформации Россби

$Re = \frac{v_\theta R}{\bar{\nu}}$ – число Рейнольдса вихря

$Ri = \frac{N^2}{(\partial v_\theta / \partial z)^2}$ – число Ричардсона

$Ro = \frac{V_\theta}{fR}$ – число Россби вихря

S – соленость воды

T – температура воды

u – меридиональная составляющая скорости течения

v – зональная составляющая скорости течения

v_θ ($V_{\theta m}$) – (максимальная) азимутальная скорость в ядре вихря

v_0 – максимальная азимутальная скорость сигнала подповерхностного вихря на поверхности моря

v_r – радиальная скорость в вихре

v_m – максимальная азимутальная скорость в ядре подповерхностного вихря

w – вертикальная скорость

β – скорость линейного изменения параметра Кориолиса с широтой ($f=f_0+\beta y$)

δ – расстояние между центрами вихрей или центрами их поверхностных сигналов

ε – скорость диссипации турбулентной энергии

Π – потенциальная завихренность

θ – азимут в полярной системе координаты

ρ – плотность воды

ρ_0 – среднее значение плотности воды, константа

τ – промежуток времени, в течении которого над подповерхностным вихрем формируется сигнал на поверхности моря

$\bar{\nu}$ – молекулярная вязкость

ω – относительная завихренность

ω_m – максимальное значение относительной завихренности в центре подповерхностного вихря

ω_0 – максимальное значение относительной завихренности в центре сигнала подповерхностного вихря на поверхности моря

ψ – функция тока

ζ – уровень моря

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеев Г. В., Багрянцев М. В., Богородский П. В. и др. Структура и циркуляция вод на северо-востоке Норвежского моря //Проблемы Арктики и Антарктики. – 1991. – №. 65. – С. 14-23.
2. Атаджанова О. А., Зимин А. В., Романенков Д. А., Козлов И. Е. Наблюдение малых вихрей в Белом, Баренцевом и Карском морях по данным спутниковых радиолокационных измерений //Морской гидрофизический журнал. – 2017. – №. 2 (194). – С. 80-90.
3. Афанасьев Я. Д., Воропаев С. И. О спиральной структуре грибовидных течений в океане //Доклады Академии Наук СССР. – 1989. – Т. 308. – №. 1. – С. 179-183.
4. Афанасьев Я. Д., Воропаев С. И., Филиппов И. А. Модель грибовидных течений в стратифицированной жидкости при непрерывном действии источника импульса //Известия РАН. Физика атмосферы и океана. – 1989. – Т. 25. – №. 7. – С. 741-749.
5. Башмачников И. Л., Юрова А. Ю., Бобылев Л. П., Весман А. В. Сезонная и межгодовая изменчивость потоков тепла в районе Баренцева моря //Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. – 2018. – Т. 54. – №. 2. – С. 239-250.
6. Башмачников И. Л., Белоненко Т. В., Куйбин П. А. Приложение теории колоннообразных Q-вихрей с винтовой структурой к описанию динамических характеристик Лофотенского вихря Норвежского моря //Вестник Санкт-Петербургского университета. Науки о Земле. – 2017. – №. 3. – С. 221-236.
7. Белкин И. М., Костяной А. Г. Внутритермоклинные вихри в Мировом океане и их региональные особенности //Когерентные структуры и самоорганизация океанических движений. – 1992. – С. 112.
8. Белкин И. М., Емельянов М. В., Костяной А. Г., Федоров К. Н. Термохалинная структура промежуточных вод океана и внутритермоклинные вихри //Внутритермоклинные вихри в океане/Под ред. КН Федорова. М.: ИОАН СССР. – 1986. – С. 8-34.
9. Белоненко Т. В., Башмачников И. Л., Колдунов А. В., Куйбин П. А. О вертикальной компоненте скорости в Лофотенском мезомасштабном вихре Норвежского моря //Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. – 2017. – Т. 53. – №. 6. – С. 728-737.
10. Белоненко Т. В., Волков Д. Л., Норден Ю. Е., Ожигин В. К. Циркуляция вод в Лофотенской котловине Норвежского моря //Вестник Санкт-Петербургского университета. Науки о Земле. – 2014. – №. 2. – С. 108-121.
11. Белоненко Т. В., Колдунов А. В., Сентябов Е. В., Карсаков А. Л. Термохалинная структура Лофотенского вихря Норвежского моря на основе экспедиционных исследований и по данным гидродинамического моделирования //Вестник Санкт-Петербургского университета. Науки о Земле. – 2018. – Т. 63. – №. 4. – С. 502-519.
12. Белоненко Т. В., Сандалюк Н. В. Сравнение вклада линейных и нелинейных эффектов в изменчивость уровня океана по спутниковым данным //Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. – 2018. – Т. 15. – №. 1. – С. 29-41.
13. Белоненко Т. В., Захарчук Е. А., Фукс В. Р. Градиентно-вихревые волны в океане. Издательство Санкт-Петербургского университета, 2004. 212 с.
14. Белоненко Т. В. и др. Термохалинная структура Лофотенского вихря Норвежского моря на основе экспедиционных исследований и по данным гидродинамического моделирования //Вестник Санкт-Петербургского университета. Науки о Земле. – 2018. – Т. 63. – №. 4. – С. 502-519.
15. Беляков Л. Н., Волков В. А. Пространственное распределение мезомасштабных подповерхностных течений в Американо-Северном Ледовитом океане //Доклады АН. – 1980. – Т. 254. – №. 3.

16. Бенилов А. Ю., Сафрай А. С., Филлюшкин Б. Н., Кожелупова Н. Г. О нелинейной динамике линз средиземноморской воды «медди» //Фундаментальная и прикладная гидрофизика. – 2021. – Т. 13. – №. 3. – С. 20-42.
17. Боуден К. Физическая океанография прибрежных вод. М.: Мир, 1988. 324 с.
18. Гинзбург А. И., Федоров К. Н. Грибовидные течения в океане по данным спутниковых изображений //Исследования Земли из космоса. – 1984. – №. 3. – С. 19-26.
19. Гинзбург А. И., Крек Е. В., Костяной А. Г., Соловьев Д. М. Эволюция мезомасштабного антициклонического вихря и вихревых диполей/мультиполей на его основе в Юго-Восточной Балтике (спутниковая информация: май–июль 2015 г.) //Океанологические исследования. – 2017. – Т. 45. – №. 1. – С. 10-22.
20. Грачев Ю. М., Еникеев В. Х., Кошляков М. Н. Структура и эволюция поля синоптических вихрей на полигоне ПОЛИМОДЕ в марте-мае 1978 г //Изв. ПОЛИМОДЕ. М.: ИОАН СССР. – 1982. – №. 8. – С. 13-31.
21. Демидов А. Н., Филлюшкин Б. Н., Кожелупова Н. Г. Обнаружение средиземноморских линз в Атлантическом океане по измерениям профилографов проекта "АРГО" //Океанология. – 2012. – Т. 52. – №. 2. – С. 190-190.
22. Дыхно Л. А., Морозов Е. Г., Никитин С. В. и др. Об одном механизме разрушения линз Средиземноморских вод в океане //Океанология. – 1991. – Т. 31. – №. 1. – С. 55.
23. Егорихин В. Д., Иванов Ю. А., Корт В. Г. и др. Внутритермоклинная линза средиземноморской воды в тропической части Северной Атлантики //Океанология. – 1987. – Т. 27. – №. 2. – С. 165-175.
24. Елкин Д. Н., Зацепин А. Г. Лабораторное исследование механизма периодического вихреобразования за мысами в прибрежной зоне моря //Океанология. – 2013. – Т. 53. – №. 1. – С. 29-41.
25. Жмур В. В. Мезомасштабные вихри океана. М : ГЕОС, 2010. 290 с.
26. Жмур В. В., Новоселова Е. В., Белоненко Т. В. Потенциальная завихренность в океане: подходы Эртеля и Россби с оценками для Лофотенского вихря //Известия РАН. Физика атмосферы и океана. – 2021. – Т. 57. – №. 6. – С. 721-732.
27. Жмур В. В., Свиридов С. А., Тараканов Р. Ю. Путь длиною в 90 лет. К 90-летию участника эксперимента полигон–70 профессора М.Н. Кошлякова //Океанологические исследования. – 2020. – Т. 48. – №. 3. – С. 226-244.
28. Жмур В. В., Белоненко Т. В., Новоселова Е. В., Суетин Б. П. Прямой и обратный каскад энергии при вытягивании вихрей в океане //Доклады Российской Академии Наук. – 2023. – Т. 508. – №. 2. – С. 270-274.
29. Журбас В. М., Лозовацкий И. Д., Озмидов В. С. Влияние подводных гор на распространение линз средиземноморской воды в Атлантическом океане //Доклады Академии наук СССР. – 1991. – Т. 313. – №. 5. – С. 1224-1229.
30. Зацепин А. Г., Костяной А. Г. Лабораторные исследования неустойчивости бароклинных вихрей и фронтов //Когерентные структуры и самоорганизация океанских движений. – 1992. – С. 163–176.
31. Зацепин А. Г., Дидковский В. Л., Семенов А. В. Автоколебательный механизм формирования периодической вихревой структуры от стационарного локального источника на наклонном дне во вращающейся жидкости //Океанология. – 1998. – Т. 38. – №. 1. – С. 47–55.
32. Зацепин А. Г., Баранов В. И., Кондрашов А. А. и др. Субмезомасштабные вихри на кавказском шельфе Черного моря и порождающие их механизмы //Океанология. – 2011. – Т. 51. – №. 4. – С. 592-605.
33. Зимин А. В. Закономерности субмезомасштабных процессов и явлений в Белом море //Ученые записки РГГМУ. – 2016. – №. 44. – С. 104-120.
34. Зимин А. В., Атаджанова О. А., Романенков Д. А. и др. Субмезомасштабные вихри в Белом море по данным спутниковых радиолокационных измерений //Исследование Земли из космоса. – 2016. – №. 1-2. – С. 129-135.

35. Зимин А. В., Романенков Д. А., Ататджанова О. А. и др. Субмезомасштабные процессы и явления в приливных арктических морях (Белом, Баренцевом и Карском) //Сборник трудов Международного симпозиума «Мезомасштабные и субмезомасштабные процессы в гидросфере и атмосфере». – 2018. – С. 147-150.
36. Зырянов В. Н. Топографические вихри в динамике морских течений //Институт водных проблем РАН. М.: ИВП, 1995. 238 с.
37. Зырянов В. Н., Егорова В. М. Вихри в стратифицированной вращающейся жидкости со сложным рельефом дна //Научные проблемы оздоровления российских рек и пути их решения. – 2019. – С. 144-149.
38. Иванов Ю. А., Михайлеченко Ю. Г., Никитин С. В. и др. Формирование и эволюция внутритермоклинных линз средиземноморского происхождения //Доклады Академии наук. – 1990. – Т. 310. – № 4. – С. 980-983.
39. Иванов В. В., Кораблев А. А. Формирование и регенерация внутритропикной линзы в Норвежском море //Метеорология и гидрология. – 1995а. – №. 9. – С. 102-110.
40. Иванов В. В., Кораблев, А. А. динамика внутритропикной линзы в Норвежском море //Метеорология и гидрология. – 1995b. – Т. 10. – С. 55-62.
41. Калавиччи К. А., Башмачников И. Л. К механизму положительной обратной связи долгосрочной изменчивости конвергенции океанических и атмосферных потоков тепла и площади ледяного покрова в Баренцевом море //Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. – 2019. – Т. 55. – №. 6. – С. 171-181.
42. Каменкович В. М., Кошляков М. Н., Монин А. С. Синоптические вихри в океане. Ленинград: Гидрометеиздат, 1987. 509 с.
43. Каримова С. С. Исследование субмезомасштабных вихрей Черного и Балтийского морей по радиолокационным и радиометрическим спутниковым данным //Сборник докладов Российской научной конференции «Зондирование земных покровов радаром с синтезированной апертурой». – 2010. – С. 148-159.
44. Козлов В. Ф. Метод контурной динамики в модельных задачах о топографическом циклогенезе в океане //Известия Академии наук СССР. Физика атмосферы и океана. – 1983. – Т. 19. – №. 8. – С. 845-854.
45. Козлов В. Ф., Макаров В. Г., Соколовский М. А. Численная модель бароклинной неустойчивости осесимметричных вихрей в двухслойном океане //Известия Академии наук СССР. Физика атмосферы и океана. – 1986. – Т. 22. – №. 8. – С. 868-874.
46. Кондрик Д. В., Попов А. В., Рубченя А. В. Роль мезомасштабных образований в распространении распресненных вод в поверхностном слое Северного Ледовитого океана //Вестник Санкт-Петербургского университета. Науки о Земле. – 2016. – №. 3. – С. 106-117.
47. Корт В. Г., Нейман В. Г. Атлантический гидрофизический полигон 1970 г. Атлантический гидрофизический Полигон-70 //М.: Наука, 1974. 317 с.
48. Корт, В. Г. (ред.). Гидрофизические исследования по программе" Мезополигон" //Сборник научных трудов. Наука, 1988. 263 с.
49. Костяной А. Г., Шапиро Г. И. Эволюция и структура внутритермоклинного вихря //Известия АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1986. – Т. 22. – №. 10. – С. 1098-1105.
50. Костяной А. Г., Шапиро Г. И. О прогнозе траекторий вихревых линз в океане. //Доклады Академии наук. – 1989. – Т. 309. – №. 5. – С. 1219-1222.
51. Костяной А. Г., Гинзбург А. И., Лаврова О. Ю., Митягина М. И. Дистанционное зондирование субмезомасштабных вихрей в морях России //Сборник трудов Международного симпозиума «Мезомасштабные и субмезомасштабные процессы в гидросфере и атмосфере» (МСП-2018). – 2018. – С. 184-187.
52. Кошляков М. Н., Пантелеев Г. Г. Термохалинные характеристики линзы средиземноморской воды в тропической зоне Северной Атлантики //Гидрофизические

- исследования по программе «Мезополигон»: Сборник научных трудов. – 1988. – С. 46-57.
53. Кошляков М. Н., Яремчук М. И. Синоптические и мезомасштабные океанские вихри по данным основной буйковой системы «Мезополигона» //Гидрофизические исследования по программе «Мезополигон». – 1988. – С. 17-27.
 54. Кошляков М. Н., Тараканов Р. Ю. Перенос воды через Субантарктический фронт и Глобальный океанский конвейер //Океанология. – 2011. – Т. 51. – №. 5. – С. 773-787.
 55. Кошляков М. Н. ЭКСПЕРИМЕНТ ПОЛИГОН–70 //Океанологические исследования. – 2020. – Т. 48. – №. 3. – С. 5-9.
 56. Куйбин П. А., Окулов В. Л. Одномерные решения для течений с винтовой симметрией //Теплофизика и аэромеханика. – 1996. – Т. 3. – №. 4. – С. 311–315.
 57. Лаврова, О. Ю., Костяной, А. Г., Лебедев, С. А. и др. Комплексный спутниковый мониторинг морей России. – 2011. – Москва, ИКИ РАН. ISBN 978-5-9903101-1-7. – 480с.
 58. Максименко Н. А., Орлов О. И. Интегральные характеристики ядра квазистационарного «гауссова» вихря в однородном или сдвиговом потоках //Океанология. – 1991. – Т. 31. – №. 1. – С. 34-41.
 59. Малышева А. А., Кубряков А. А., Колдунов А. В., Белоненко Т. В. Оценка Агульсцова переноса по данным спутниковой альтиметрии и буев Арго //Исследование Земли из космоса. – 2020. – №. 2. – С. 24-34.
 60. Монин А. С., Озмидов Р. В. Океанская турбулентность //Л.: Гидрометеиздат, 1981. 320 с.
 61. Монин А. С., Жихарев Г. М. Океанские вихри //Успехи физических наук. – 1990. – Т. 160. – №. 5. – С. 1-47.
 62. Незлин М. В. Солитоны Россби (экспериментальные исследования и лабораторная модель природных вихрей типа Большого Красного Пятна Юпитера) //Успехи физических наук. – 1986. – Т. 150. – №. 9. – С. 3-60.
 63. Незлин М. В., Снежкин Е. Н. Вихри Россби и спиральные структуры: Астрофизика и физика плазмы в опытах на мелкой воде //М.: Наука, 1990. 237 с.
 64. Нейман В. Г., Морозов Е. Г. Эксперимент ПОЛИГОН–70–начало нового этапа гидрофизических исследований Мирового океана (к 50-летию открытия океанских синоптических вихрей) //Океанологические исследования. – 2020. – Т. 48. – №. 3. – С. 10-30.
 65. Новикова Ю. С., Башмачников И. Л. Вихри Лофотенской котловины по данным спутниковой альтиметрии, изображениям в радиолокационном и видимом диапазонах //Моря России: Год науки и технологий в РФ-Десятилетие наук об океане ООН. – 2021. – С. 291-292.
 66. Озмидов Р.В. Диффузия примеси в океане. Л.: Гидрометеиздат, 1986. 280 с.
 67. Перескоков А. И. О физической природе крупномасштабного антициклонического круговорота в толще вод Норвежского моря //Доклады Академии наук. – 1999. – Т. 364. – №. 4. – С. 549-552.
 68. Родионов А. А., Романенков Д. А., Зимин А. В. и др. Субмезомасштабные структуры вод Белого моря и их динамика. Состояние и направления исследований //Фундаментальная и прикладная гидрофизика. – 2022. – Т. 7. – №. 3. – С. 29-41.
 69. Романенков Д. А., Зимин А. В., Родионов А. А. и др. Изменчивость фронтальных разделов и особенности мезомасштабной динамики вод Белого моря //Фундаментальная и прикладная гидрофизика. – 2022. – Т. 9. – №. 1. – С. 59-72.
 70. Романцев В. А. Крупномасштабная структура и особенности средней циркуляции вод //Проблемы Арктики и Антарктики. – 1991. – Т. 65. – С. 75–97.
 71. Сантьева Е. К., Башмачников И. Л., Соколовский М. А. Об устойчивости Лофотенского вихря Норвежского моря //Океанология. – 2021. – Т. 61. – №. 3. – С. 353-365.

72. Соколовский М. А. Численное моделирование нелинейной неустойчивости осесимметричных двухслойных вихрей //Известия Академии наук СССР. Физика атмосферы и океана. – 1988. – Т. 24. – №. 7. – С. 735-743.
73. Соколовский М. А. Моделирование трехслойных вихревых движений в океане методом контурной динамики // Известия Академии наук СССР. Физика атмосферы и океана. – 1991. – Т. 27. – №. 5. – С. 550-562.
74. Соколовский М. А., Филюшкин Б. Н. Поведение внутритермоклинных линз вблизи синоптических вихрей //Мезомасштабные и субмезомасштабные процессы в гидросфере и атмосфере МСП-2018. – 2018. – С. 325-328.
75. Федоров А. М., Башмачников И. Л., Белоненко Т. В. Зимняя конвекция в Лофотенской котловине по данным буев Argo и гидродинамического моделирования //Вестник Санкт-Петербургского университета. Науки о Земле. – 2019. – Т. 64. – №. 3. – С. 491-511.
76. Федоров К. Н., Гинзбург А. И., Костяной А. Г. Генерация и эволюция вихревых диполей в лабораторных условиях //Когерентные структуры и самоорганизация океанических движений. – 1992. – С. 21–26.
77. Филюшкин Б. Н., Алейник Д. Л., Грузинов В. М., Кожелупова Н. Г. Динамическое разрушение средиземноморских линз в Атлантическом океане //Доклады Академии наук. – 2002. – Т. 387. – №. 4. – С. 545-548.
78. Филюшкин Б. Н., Алейник Д. Л., Кожелупова Н. Г., Мошонкин С. Н. Особенности горизонтального переноса средиземноморских вод в Атлантическом океане //Труды Государственного океанографического института. – 2009. – №. 212. – С. 76-88.
79. Филюшкин Б. Н., Соколовский М. А., Кожелупова Н. Г., Вагина И. М. О динамике внутритермоклинных линз //Доклады Академии наук. – 2010. – Т. 434. – №. 5. – С. 688-691.
80. Филюшкин Б. Н. Соколовский М. А., Кожелупова Н. Г., Вагина И. М. Эволюция внутритермоклинных вихрей при прохождении над подводной возвышенностью //Доклады Академии наук. – 2011. – Т. 441. – №. 6. – С. 825-825.
81. Филюшкин Б. Н., Соколовский М. А., Кожелупова Н. Г., Вагина И. М. Динамика средиземноморских линз на течении над подводными горами //Труды Государственного океанографического института. – 2014. – №. 215. – С. 53-74.
82. Филюшкин Б. Н., Лебедев К. В., Кожелупова Н. Г. Обнаружение промежуточных средиземноморских вод в Атлантическом океане по наблюдениям поплавков Argo //Океанология. – 2017а. – Т. 57. – №. 6. – С. 847-857.
83. Филюшкин Б. Н., Соколовский М. А., Лебедев К. В. О движении внутритермоклинной линзы над Лофотенской впадиной //Современные проблемы термогидромеханики океана. – 2017б. – С. 177-179.
84. Филюшкин Б. Н., Кожелупова Н. Г. Обзор исследований средиземноморских внутритермоклинных вихрей в Атлантическом океане //Океанологические исследования. – 2020. – Т. 48. – №. 3. – С. 123-147
85. Фукс В. Р. Планетарные волны в океане //Ленинград: Издательство ЛГУ, 1977. 176 с.
86. Шапиро Г. И., Мещанов С. Л., Емельянов М. В. Линза средиземноморских вод после столкновения с подводными горами //Океанология. – 1992. – Т. 32. – №. 3. – С. 420-427.
87. Abernathey R., Haller G. Transport by Lagrangian vortices in the eastern Pacific //Journal of Physical Oceanography. – 2018. – V. 48. – №. 3. – P. 667-685.
88. Acheson D. J. Elementary fluid dynamics. – . – 1990. – P. 1-397.
89. Adcroft A, Campin JM, Dutkiewicz S, Evangelinos C, Ferreira D, Follows M, ..., Hill E (2018) MITgcm Documentation, 306 с.

90. Adduce C., Cenedese C. An experimental study of a mesoscale vortex colliding with topography of varying geometry in a rotating fluid //Journal of Marine Research. – 2004. – V. 62. – №. 5. – P. 611-638.
91. Aiki H., Yamagata T. A numerical study on the successive formation of Meddy-like lenses //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2004. – V. 109. – №. C6, doi: 10.1029/2003JC001952.
92. Alvarez M. et al. Physical and biogeochemical transports structure in the North Atlantic subpolar gyre //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2004. – V. 109. – №. C3, doi: 10.1029/2003JC002015.
93. Alves M. L. G. R., Colin de Verdière A. Instability dynamics of a subtropical jet and applications to the Azores Front Current System: eddy-driven mean flow //Journal of Physical Oceanography. – 1999. – V. 29. – №. 5. – P. 837-864.
94. Alves M. et al. Circulation patterns and transport of the Azores Front-Current system //Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. – 2002. – V. 49. – №. 19. – P. 3983-4002.
95. Ambar I., Howe M. R., Abdullah M. I. A physical and chemical description of the Mediterranean outflow in the Gulf of Cadiz //Deutsche Hydrographische Zeitschrift. – 1976. – V. 29. – №. 2. – P. 58-68.
96. Ambar I., Howe M. R. Observations of the Mediterranean outflow—I mixing in the Mediterranean outflow //Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers. – 1979. – V. 26. – №. 5. – P. 535-554.
97. Ambar I., Howe M. R. Observations of the Mediterranean outflow—II The deep circulation in the vicinity of the Gulf of Cadiz //Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers. – 1979. – V. 26. – №. 5. – P. 555-568.
98. Ambar I. A shallow core of Mediterranean water off western Portugal //Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers. – 1983. – V. 30. – №. 6. – P. 677-680.
99. Ambar I. et al. Observations of the Mediterranean Undercurrent and eddies in the Gulf of Cadiz during 2001 //Journal of Marine Systems. – 2008. – V. 71. – №. 1-2. – P. 195-220.
100. Anderson L. A., Sarmiento J. L. Redfield ratios of remineralization determined by nutrient data analysis //Global biogeochemical cycles. – 1994. – V. 8. – №. 1. – P. 65-80.
101. Arbic B. K. et al. Effects of stencil width on surface ocean geostrophic velocity and vorticity estimation from gridded satellite altimeter data //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2012. – V. 117. – №. C3.
102. Arhan M., De Verdière A. C. Dynamics of eddy motions in the eastern North Atlantic //Journal of physical oceanography. – 1985. – V. 15. – №. 2. – P. 153-170.
103. Arhan M. The North Atlantic current and subarctic intermediate water //Journal of Marine Research. – 1990. – V. 48. – №. 1. – P. 109-144.
104. Arhan M., Colin De Verdière A., Mémery L. The eastern boundary of the subtropical North Atlantic //Journal of Physical Oceanography. – 1994. – V. 24. – №. 6. – P. 1295-1316.
105. Armi L., Stommel H. Four views of a portion of the North Atlantic subtropical gyre //Journal of Physical Oceanography. – 1983. – V. 13. – №. 5. – P. 828-857.
106. Armi L., Zenk W. Large lenses of highly saline Mediterranean water //Journal of Physical Oceanography. – 1984. – V. 14. – №. 10. – P. 1560-1576.
107. Armi L. et al. Two years in the life of a Mediterranean salt lens //Journal of Physical Oceanography. – 1989. – V. 19. – №. 3. – P. 354-370.

108. Atadzhanova O. A. et al. Satellite radar observations of small eddies in the White, Barents and Kara Seas //Physical Oceanography. – 2017. – №. 2. – P. 75-83.
109. Bacon S. et al. Arctic mass, freshwater and heat fluxes: Methods and modelled seasonal variability //Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 2015. – V. 373. – №. 2052. – P. 20140169.
110. Baey J. M., Carton X. Vortex multipoles in two-layer rotating shallow-water flows //Journal of Fluid Mechanics. – 2002. – V. 460. – P. 151-175.
111. Bambrey R. R., Reinaud J. N., Dritschel D. G. Strong interactions between two corotating quasi-geostrophic vortices //Journal of Fluid Mechanics. – 2007. – V. 592. – P. 117-133.
112. Barbero L. et al. Variability of the water mass transports and fluxes in the eastern North Atlantic during 2001 //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2010. – V. 115. – №. C3, doi: 10.1029/2008JC005212.
113. Barbosa Aguiar A. C. et al. Zonal structure of the mean flow and eddies in the Azores Current system //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2011. – V. 116. – №. C2, doi:10.1016/j.pocean.2014.11.008
114. Barbosa Aguiar A. C. B., Peliz A., Carton X. A census of Meddies in a long-term high-resolution simulation //Progress in Oceanography. – 2013. – V. 116. – P. 80-94.
115. Barbosa Aguiar, A.C., A. Peliz, F. Neves, I. Bashmachnikov, X. Carton. Mediterranean outflow transports and entrainment estimates from observations and high resolution modelling //Progress in Oceanography. – 2015. – T. 131. – C. 33-45
116. Barcelo-Llull B. et al. Anatomy of a subtropical intrathermocline eddy //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 2017. – V. 124. – P. 126-139.
117. Baringer M. O. N., Price J. F. Mixing and spreading of the Mediterranean outflow //Journal of Physical Oceanography. – 1997. – V. 27. – №. 8. – P. 1654-1677.
118. Barnes S. L. A technique for maximizing details in numerical weather map analysis //Journal of Applied Meteorology and Climatology. – 1964. – V. 3. – №. 4. – P. 396-409.
119. Bashmachnikov I. et al. In situ and remote sensing signature of meddies east of the mid-Atlantic ridge //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2009a. – V. 114. – №. C5.
120. Bashmachnikov I. et al. Interaction of Mediterranean water eddies with Sedlo and Seine seamounts, subtropical Northeast Atlantic //Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. – 2009b. – V. 56. – №. 25. – P. 2593-2605.
121. Bashmachnikov I., Carton X. Surface signature of Mediterranean water eddies in the Northeastern Atlantic: effect of the upper ocean stratification //Ocean Science. – 2012. – V. 8. – №. 6. – P. 931-943.
122. Bashmachnikov, I., C. Loureiro, A. Martins. Topographically induced circulation patterns and mixing over Condor seamount //Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. – 2013a. – T. 98. – C. 38-51.
123. Bashmachnikov I., Boutov D., Dias J. Manifestation of two meddies in altimetry and sea-surface temperature //Ocean Science. – 2013b. – V. 9. – №. 2. – P. 249-259.
124. Bashmachnikov I., Carton X., Belonenko T. V. Characteristics of surface signatures of Mediterranean water eddies //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2014. – V. 119. – №. 10. – P. 7245-7266.
125. Bashmachnikov I. et al. Temperature–salinity distribution in the northeastern Atlantic from ship and Argo vertical casts //Ocean Science. – 2015a. – V. 11. – №. 2. – P. 215-236.

126. Bashmachnikov I. et al. Distribution of intermediate water masses in the subtropical northeast Atlantic //Ocean Science. – 2015b. – V. 11. – №. 5. – P. 803-827.
127. Bashmachnikov I. et al. Properties and pathways of Mediterranean water eddies in the Atlantic //Progress in Oceanography. – 2015c. – V. 137. – P. 149-172.
128. Bashmachnikov I. L. et al. On the vertical structure and stability of the Lofoten vortex in the Norwegian Sea //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 2017. – V. 128. – P. 1-27.
129. Bashmachnikov I. et al. Pattern of vertical velocity in the Lofoten vortex (the Norwegian Sea) //Ocean Dynamics. – 2018. – V. 68. – P. 1711-1725.
130. Bashmachnikov I. L. et al. Eddies in the North Greenland Sea and Fram Strait from satellite altimetry, SAR and high-resolution model data //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2020. – V. 125. – №. 7. – P. e2019JC015832.
131. Bashmachnikov I. L. et al. Heat transport by mesoscale eddies in the Norwegian and Greenland seas //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2023. – V. 128. – №. 2. – P. e2022JC018987, 1-19, doi: 10.1029/2022JC018987
132. Batchelor G. K. Axial flow in trailing line vortices //Journal of Fluid Mechanics. – 1964. – V. 20. – №. 4. – P. 645-658
133. Belkin I. et al. A double-thermostad warm-core ring of the Gulf Stream //Journal of Physical Oceanography. – 2020. – V. 50. – №. 2. – P. 489-507.
134. Bell G. I. Interaction between vortices and waves in a simple model of geophysical flow //Physics of Fluids A: Fluid Dynamics. – 1990. – V. 2. – №. 4. – P. 575-586.
135. Belonenko T. et al. Evaluation of heat and salt transports by mesoscale eddies in the Lofoten Basin //Russian Journal of Earth Sciences. – 2020. – V. 20. – №. 6. – P. 1-14, doi:10.2205/2020ES000720.
136. Belonenko T. V. et al. Topographic experiments over dynamical processes in the Norwegian Sea //Russian Journal of Earth Sciences. – 2021. – T. 21. – №. 1 (ES1006). – C. 1-15.
137. Benilov E. S., Broutman D., Kuznetsova E. P. On the stability of large-amplitude vortices in a continuously stratified fluid on the f-plane //Journal of Fluid Mechanics. – 1998. – V. 355. – P. 139-162.
138. Benilov E. S. The dynamics of a near-surface vortex in a two-layer ocean on the beta-plane //Journal of Fluid Mechanics. – 2000. – V. 420. – P. 277-299.
139. Benilov E. S. Instability of quasi-geostrophic vortices in a two-layer ocean with a thin upper layer //Journal of Fluid Mechanics. – 2003. – V. 475. – P. 303-331.
140. Benilov E. S. Stability of vortices in a two-layer ocean with uniform potential vorticity in the lower layer //Journal of Fluid Mechanics. – 2004. – V. 502. – P. 207-232.
141. Benilov E. S. Stability of a two-layer quasigeostrophic vortex over axisymmetric localized topography //Journal of physical oceanography. – 2005a. – V. 35. – №. 1. – P. 123-130.
142. Benilov E. S. On the stability of oceanic vortices: A solution to the problem? //Dynamics of atmospheres and oceans. – 2005b. – V. 40. – №. 3. – P. 133-149.
143. Bersanelli M. et al. Models of interacting pairs of thin, quasi-geostrophic vortices: steady-state solutions and nonlinear stability //Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics. – 2016. – V. 110. – №. 6. – P. 491-517.

144. Beszczynska-Moller A. et al. Variability in Atlantic water temperature and transport at the entrance to the Arctic Ocean, 1997–2010 //ICES Journal of Marine Science. – 2012. – V. 69. – №. 5. – P. 852-863.
145. Biescas B. et al. Imaging meddy finestructure using multichannel seismic reflection data //Geophysical Research Letters. – 2008. – V. 35. – №. 11. – P. 1-5.
146. Bjork G., Gustafsson B. G., Stigebrandt A. Upper layer circulation of the Nordic seas as inferred from the spatial distribution of heat and freshwater content and potential energy //Polar Research. – 2001. – V. 20. – №. 2. – P. 161-168.
147. Blindheim J. Cascading of Barents Sea bottom water into the Norwegian Sea //Rapp. P. Reun. Cons. Int. Explor. Mer. – 1989. – V. 188. – P. 161-189.
148. Bondevik E. Studies of eddies in the marginal ice zone along the east Greenland current using spaceborne synthetic aperture radar (SAR): дис. – The University of Bergen, 2011.
149. Boss E., Paldor N., Thompson L. Stability of a potential vorticity front: from quasi-geostrophy to shallow water //Journal of Fluid Mechanics. – 1996. – V. 315. – P. 65-84.
150. Bosse A., Fer I. Mean structure and seasonality of the Norwegian Atlantic Front Current along the Mohn Ridge from repeated glider transects //Geophysical Research Letters. – 2019. – V. 46. – №. 22. – P. 13170-13179.
151. Bosse A. et al. Dynamical controls on the longevity of a non-linear vortex: The case of the Lofoten Basin Eddy //Scientific reports. – 2019. – V. 9. – №. 1. – 13448, C. 1-13.
152. Bower A. et al. Lagrangian views of the pathways of the Atlantic Meridional Overturning Circulation //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2019. – V. 124. – №. 8. – P. 5313-5335.
153. Bower A. S., Armi L., Ambar I. Lagrangian observations of meddy formation during a Mediterranean undercurrent seeding experiment //Journal of Physical Oceanography. – 1997. – V. 27. – №. 12. – P. 2545-2575.
154. Bower A. S. et al. Directly measured mid-depth circulation in the northeastern North Atlantic Ocean //Nature. – 2002. – V. 419. – №. 6907. – P. 603-607.
155. Bower A. S., Serra N., Ambar I. Structure of the Mediterranean Undercurrent and Mediterranean Water spreading around the southwestern Iberian Peninsula //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2002. – V. 107. – №. C10. – P. 3161, doi: 10.1029/2001JC001007.
156. Boyd T. J., D'Asaro E. A. Cooling of the West Spitsbergen Current: wintertime observations west of Svalbard //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1994. – V. 99. – №. C11. – P. 22597-22618.
157. Boyer T. P. et al. Linear trends in salinity for the World Ocean, 1955–1998 //Geophysical Research Letters. – 2005. – V. 32. – №. 1, L01604.
158. Brix H., Gerdes R. North Atlantic Deep Water and Antarctic Bottom Water: Their interaction and influence on the variability of the global ocean circulation //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2003. – V. 108. – №. C2, C. 3022, doi:10.1029/2002JC001335.
159. Buckley M. W., Marshall J. Observations, inferences, and mechanisms of the Atlantic Meridional Overturning Circulation: A review //Reviews of Geophysics. – 2016. – V. 54. – №. 1. – P. 5-63.

160. Cabecadas G., Brogueira M. J., Gonçalves C. The chemistry of Mediterranean outflow and its interactions with surrounding waters //Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. – 2002. – V. 49. – №. 19. – P. 4263-4270.
161. Capet A. et al. Implications of refined altimetry on estimates of mesoscale activity and eddy-driven offshore transport in the eastern boundary upwelling systems //Geophysical Research Letters. – 2014. – V. 41. – №. 21. – P. 7602-7610.
162. Carracedo L. I. et al. Seasonal dynamics in the Azores–Gibraltar Strait region: A climatologically-based study //Progress in oceanography. – 2014. – V. 122. – P. 116-130.
163. Carton X. J., McWilliams J. C. Barotropic and baroclinic instabilities of axisymmetric vortices in a quasigeostrophic model //Elsevier oceanography series. – Elsevier, 1989. – V. 50. – P. 225-244.
164. Carton X. J., Flierl G. R., Polvani L. M. The generation of tripoles from unstable axisymmetric isolated vortex structures //Europhysics letters. – 1989. – V. 9. – №. 4. – P. 339-344.
165. Carton X. J. On the merger of shielded vortices //Europhysics letters. – 1992. – V. 18. – №. 8. – P. 697-703.
166. Carton X. Hydrodynamical modeling of oceanic vortices //Surveys in Geophysics. – 2001. – V. 22. – №. 3. – P. 179-263.
167. Carton X. et al. Meddy coupling with a deep cyclone in the Gulf of Cadiz //Journal of Marine Systems. – 2002. – V. 32. – №. 1-3. – P. 13-42.
168. Carton X. et al. Meddy dynamics and interaction with neighboring eddies southwest of Portugal: Observations and modeling //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2010. – V. 115. – №. C6, C06017, doi: 10.1029/2009JC005646.
169. Carton X. et al. Interactions of surface and deep anticyclonic eddies in the Bay of Biscay //Journal of Marine Systems. – 2013. – V. 109. – P. S45-S59.
170. Carton X. et al. Vortex stability in a multi-layer quasi-geostrophic model: application to Mediterranean Water eddies //Fluid Dynamics Research. – 2014. – V. 46. – №. 6. – P. 061401.
171. Carton X. et al. Vortex merger in surface quasi-geostrophy //Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics. – 2016. – V. 110. – №. 1. – P. 1-22.
172. Carton X. et al. Vortex merger near a topographic slope in a homogeneous rotating fluid //Regular and Chaotic Dynamics. – 2017. – V. 22. – P. 455-478.
173. Cenedese C. Laboratory experiments on mesoscale vortices colliding with a seamount //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2002. – V. 107. – №. C6. – P. 3053, doi: 10.1029/2000JC000599
174. Cerretelli C., Williamson C. H. K. The physical mechanism for vortex merging //Journal of Fluid Mechanics. – 2003. – V. 475. – P. 41-77.
175. Chafik L. et al. On the flow of Atlantic water and temperature anomalies in the Nordic Seas toward the Arctic Ocean //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2015. – V. 120. – №. 12. – P. 7897-7918.
176. Chaigneau A., Gizolme A., Grados C. Mesoscale eddies off Peru in altimeter records: Identification algorithms and eddy spatio-temporal patterns //Progress in Oceanography. – 2008. – V. 79. – №. 2-4. – P. 106-119.
177. Chatterjee S. et al. Role of Greenland Sea gyre circulation on Atlantic water temperature variability in the Fram Strait //Geophysical Research Letters. – 2018. – V. 45. – №. 16. – P. 8399-8406.

178. Chavanne C. P., Klein P. Can oceanic submesoscale processes be observed with satellite altimetry? // *Geophysical Research Letters*. – 2010. – V. 37. – №. 22, – L22602, doi:10.1029/2010GL045057
179. Chelton D. B. et al. Geographical variability of the first baroclinic Rossby radius of deformation // *Journal of Physical Oceanography*. – 1998. – V. 28. – №. 3. – P. 433-460
180. Chelton D. B. et al. Global observations of large oceanic eddies // *Geophysical Research Letters*. – 2007. – V. 34. – №. 15 – P. 1-5.
181. Chelton D. B., Schlax M. G., Samelson R. M. Global observations of nonlinear mesoscale eddies // *Progress in oceanography*. – 2011. – V. 91. – №. 2. – P. 167-216.
182. Cherubin L. et al. Instability of the Mediterranean Water undercurrents southwest of Portugal: effects of baroclinicity and of topography // *Oceanologica Acta*. – 2000. – V. 23. – №. 5. – P. 551-573.
183. Cherubin L., Carton X., Dritschel D. G. Vortex dipole formation by baroclinic instability of boundary currents // *Journal of physical oceanography*. – 2007. – V. 37. – №. 6. – P. 1661-1677
184. Chouksey A., Gula J., Carton X. J. Long-lived Deep Coherent Vortices in the Northeast Atlantic Ocean // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2023. – P. 1-33
185. Cianca A. et al. Modal composition of the central water in the North Atlantic subtropical gyre // *Ocean Science Discussions*. – 2009. – V. 6. – №. 3. – P. 2487-2506.
186. Ciani D. et al. Influence of deep vortices on the ocean surface // *Discontinuity Nonlinearity Complexity* – 2015. – V. 4. – №. 3. – P. 281–311.
187. Ciani D. Subsurface-intensified oceanic vortices: impact on the sea-surface and mutual interactions: дис. – Université de Bretagne occidentale-Brest, 2016.
188. Ciani D., Carton X., Verron J. On the merger of subsurface isolated vortices // *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*. – 2016. – V. 110. – №. 1. – P. 23-49.
189. Ciani D. et al. Surface signature of Mediterranean water eddies in a long-term high-resolution simulation // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. – 2017. – V. 130. – P. 12-29.
190. Cohen Y., Dvorkin Y., Paldor N. Linear instability of constant PV cold-core eddies in a two-layer ocean // *Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society*. – 2015. – V. 141. – №. 692. – P. 2886-2897.
191. Colin de Verdiere A. On the southward motion of Mediterranean salt lenses // *Journal of physical oceanography*. – 1992. – V. 22. – №. 4. – P. 413-420.
192. Comas-Rodríguez I. et al. The Azores Current System from a meridional section at 24.5 W // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2011. – V. 116. – №. C9, C09021, doi: 10.1029/2011JC007129
193. Comiso J. C. et al. Seasonal and interannual variability of the Odden ice tongue and a study of environmental effects // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2001. – V. 106. – №. C5. – P. 9093-9116.
194. Cushman-Roisin B., Tang B., Chassignet E. P. Westward motion of mesoscale eddies // *Journal of Physical Oceanography*. – 1990. – V. 20. – №. 5. – P. 758-768.
195. Cushman-Roisin B., Beckers J. M. Introduction to geophysical fluid dynamics: physical and numerical aspects. – Academic press, 2011. 828 pp.
196. Cushman-Roisin B., Beckers J. M. Geostrophic flows and vorticity dynamics // *International Geophysics*. – Academic Press, 2011. – V. 101. – P. 205-238.

197. Dafner E. V., Boscolo R., Bryden H. L. The N: Si: P molar ratio in the Strait of Gibraltar //Geophysical Research Letters. – 2003. – V. 30. – №. 10. – P. 1506, doi: 10.1029/2002GL016274.
198. Danabasoglu G., McWilliams J. C., Gent P. R. The role of mesoscale tracer transports in the global ocean circulation //Science. – 1994. – V. 264. – №. 5162. – P. 1123-1126.
199. Daniault N., Mazé J. P., Arhan M. Circulation and mixing of Mediterranean Water west of the Iberian Peninsula //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 1994. – V. 41. – №. 11-12. – P. 1685-1714.
200. Danilov S., Gurarie D. Rhines scale and spectra of the β -plane turbulence with bottom drag //Physical Review E. – 2002. – V. 65. – №. 6. – P. 067301.
201. D'Asaro E. A. Generation of submesoscale vortices: A new mechanism //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1988. – V. 93. – №. C6. – P. 6685-6693.
202. Davey M. K. Baroclinic instability in a fluid with three layers //Journal of Atmospheric Sciences. – 1977. – V. 34. – №. 8. – P. 1224-1234.
203. Demidov A. N., Filyushkin B. N., Kozhelupova N. G. Detection of Mediterranean lenses in the Atlantic ocean by profilers of the Argo project //Oceanology. – 2012. – V. 52. – P. 171-180.
204. Dewar W. K., Killworth P. D. On the stability of oceanic rings //Journal of Physical Oceanography. – 1995. – V. 25. – №. 6. – P. 1467-1487.
205. Dewar W. K., Meng H. The propagation of submesoscale coherent vortices //Journal of physical oceanography. – 1995. – V. 25. – №. 8. – P. 1745-1770.
206. Dickson, R.R., Meincke, J., Rhines, P. (Eds.). Arctic, Sub-arctic Ocean Fluxes: Defining the Role of the Northern Seas in Climate. – 2008. – Springer . – P. 1-736.
207. Dokken S. T., Wahl T. Observations of spiral eddies along the Norwegian Coast in ERS SAR images //Norwegian Defence Research Establishment (NDRE), Rep. 96/01463. – 1996. – P. 1-29. <https://doi.org/10.1029/2005JC003384>
208. Dong C. et al. An automated approach to detect oceanic eddies from satellite remotely sensed sea surface temperature data //IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters. – 2011. – V. 8. – №. 6. – P. 1055-1059
209. Dong C. et al. Global heat and salt transports by eddy movement //Nature communications. – 2014. – V. 5. – №. 1. – P. 3294.
210. Dritschel D. G., Juárez M. D. L. T. The instability and breakdown of tall columnar vortices in a quasi-geostrophic fluid //Journal of Fluid Mechanics. – 1996. – V. 328. – P. 129-160.
211. Dritschel D. G., Zabusky N. J. On the nature of vortex interactions and models in unforced nearly-inviscid two-dimensional turbulence //Physics of Fluids. – 1996. – V. 8. – №. 5. – P. 1252-1256.
212. Dritschel D. G. Vortex merger in rotating stratified flows //Journal of Fluid Mechanics. – 2002. – V. 455. – P. 83-101.
213. Ducet N., Le Traon P. Y., Reverdin G. Global high-resolution mapping of ocean circulation from TOPEX/Poseidon and ERS-1 and-2 //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2000. – V. 105. – №. C8. – P. 19477-19498.
214. Dutkiewicz S., Rothstein L., Rossby T. Pathways of cross-frontal exchange in the North Atlantic Current //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2001. – V. 106. – №. C11. – P. 26917-26928.

215. Early J. J., Samelson R. M., Chelton D. B. The evolution and propagation of quasigeostrophic ocean eddies //Journal of Physical Oceanography. – 2011. – V. 41. – №. 8. – P. 1535-1555.
216. Eldevik T., Dysthe K. B. Spiral eddies //Journal of Physical Oceanography. – 2002. – V. 32. – №. 3. – P. 851-869.
217. Emery W. J., Lee W. G., Magaard L. Geographic and seasonal distributions of Brunt-Väisälä frequency and Rossby radii in the North Pacific and North Atlantic // Journal of Physical Oceanography. – 1984. – V. 14. – №. 2. – P. 294-317.
218. Thomson R. E., Emery W. J. Data analysis methods in physical oceanography. – 1997. Pergamon, UK. – P. 1-634.
219. Espedal H. A. et al. COASTWATCH'95: ERS 1/2 SAR detection of natural film on the ocean surface //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1998. – V. 103. – №. C11. – P. 24969-24982.
220. Fahrbach E. ASOF-N: Arctic-Subarctic Ocean Flux Array for European Climate: North; Contract No: EVK2-CT-2002-00139; final report //Arctic-Subarctic Ocean Flux Array for European Climate: North. – 2006.
221. Fedorov A. M., Bashmachnikov I. L. Accuracy of the deep convection intensity from a limited number of casts //Dynamics of Atmospheres and Oceans. – 2020. – V. 92. – P. 101164.
222. Fedorov A. M. et al. Lagrangian modeling of water circulation in the Lofoten Basin //Dynamics of Atmospheres and Oceans. – 2021. – V. 96. – P. 101258.
223. Fer I. et al. The dissipation of kinetic energy in the Lofoten Basin Eddy //Journal of Physical Oceanography. – 2018. – V. 48. – №. 6. – P. 1299-1316.
224. Fernandes A. M. Study on the automatic recognition of oceanic eddies in satellite images by ellipse center detection—the Iberian coast case //IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. – 2009. – V. 47. – №. 8. – P. 2478-2491.
225. Fiuza A. F. G. et al. Water masses and their circulation off western Iberia during May 1993 //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 1998. – V. 45. – №. 7. – P. 1127-1160.
226. Flierl G. R. Particle motions in large-amplitude wave fields //Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics. – 1981. – V. 18. – №. 1-2. – P. 39-74.
227. Flierl G. R. Rossby wave radiation from a strongly nonlinear warm eddy //Journal of Physical Oceanography. – 1984. – V. 14. – №. 1. – P. 47-58.
228. Flierl G. R. On the instability of geostrophic vortices //Journal of fluid mechanics. – 1988. – V. 197. – P. 349-388.
229. Fraile-Nuez E. et al. Nine years of mass transport data in the eastern boundary of the North Atlantic Subtropical Gyre //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2010. – V. 115. – №. C9.
230. Fratantoni D. M. North Atlantic surface circulation during the 1990's observed with satellite-tracked drifters //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2001. – V. 106. – №. C10. – P. 22067-22093.
231. Fu L. L. Pattern and velocity of propagation of the global ocean eddy variability //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2009. – V. 114. – №. C11. – C11017.
232. Fu L. L., Cazenave A. (ed.). Satellite altimetry and earth sciences: a handbook of techniques and applications. – Elsevier, International Geophysics Series 69, Academic Press, London . – 2000. – 463 pp.

233. Garcia D. A fast all-in-one method for automated post-processing of PIV data //Experiments in fluids. – 2011. – V. 50. – №. 5. – P. 1247-1259.
234. Gascard J. C., Mork K. A. Climatic importance of large-scale and mesoscale circulation in the Lofoten Basin deduced from Lagrangian observations //Arctic–Subarctic Ocean Fluxes: Defining the Role of the Northern Seas in Climate. – Dordrecht : Springer Netherlands, 2008. – P. 131-143.
235. Gasparin F. et al. Water mass analysis of the Coral Sea through an Optimum Multiparameter method //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2014. – V. 119. – №. 10. – P. 7229-7244.
236. Gaube P. et al. Satellite observations of chlorophyll, phytoplankton biomass, and Ekman pumping in nonlinear mesoscale eddies //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2013. – V. 118. – №. 12. – P. 6349-6370.
237. Gentemann C. L. et al. Diurnal signals in satellite sea surface temperature measurements //Geophysical Research Letters. – 2003. – V. 30. – №. 3.
238. Germe A. et al. Greenland Sea sea ice variability over 1979–2007 and its link to the surface atmosphere //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2011. – V. 116. – №. C10.
239. Ghaffari P. et al. The influence of topography on the stability of the Norwegian Atlantic Current off northern Norway //Journal of Physical Oceanography. – 2018. – V. 48. – №. 11. – P. 2761-2777.
240. Good S. A., Martin M. J., Rayner N. A. EN4: Quality controlled ocean temperature and salinity profiles and monthly objective analyses with uncertainty estimates //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2013. – V. 118. – №. 12. – P. 6704-6716.
241. Gould W. J. Physical oceanography of the Azores Front //Progress in Oceanography. – 1985. – V. 14. – P. 167-190.
242. Gouretski V., Koltermann K. P. WOCE global hydrographic climatology //Berichte des BSH. – 2004. – V. 35. – P. 1-52.
243. Groeskamp S. et al. Full-depth global estimates of ocean mesoscale eddy mixing from observations and theory //Geophysical Research Letters. – 2020. – V. 47. – №. 18. – P. e2020GL089425.
244. Guizar-Sicairos M., Gutiérrez-Vega J. C. Computation of quasi-discrete Hankel transforms of integer order for propagating optical wave fields //JOSA A. – 2004. – V. 21. – №. 1. – P. 53-58.
245. Gula J., Molemaker M. J., McWilliams J. C. Topographic vorticity generation, submesoscale instability and vortex street formation in the Gulf Stream //Geophysical Research Letters. – 2015. – V. 42. – №. 10. – P. 4054-4062.
246. Gupta M. et al. Sea-ice melt driven by ice-ocean stresses on the mesoscale //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2020. – V. 125. – №. 11. – P. e2020JC016404.
247. Hakkinen S. Coupled ice-ocean dynamics in the marginal ice zones: Upwelling/downwelling and eddy generation //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1986. – V. 91. – №. C1. – P. 819-832.
248. Halo I. F. M. The Mozambique Channel eddies: Characteristics and mechanisms of formation. дис. University of Cape Town. – 2012,
249. Hansen B., Osterhus S. North atlantic–nordic seas exchanges //Progress in oceanography. – 2000. – V. 45. – №. 2. – P. 109-208.

250. Hansen B. et al. The inflow of Atlantic water, heat, and salt to the nordic seas across the Greenland–Scotland ridge //Arctic–subarctic ocean fluxes: Defining the role of the northern seas in climate. – 2008. – P. 15-43.
251. Harvey J. θ -S relationships and water masses in the eastern North Atlantic //Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers. – 1982. – V. 29. – №. 8. – P. 1021-1033.
252. Harvey J., Arhan M. The water masses of the central North Atlantic in 1983-84 //Journal of Physical Oceanography. – 1988. – V. 18. – №. 12. – P. 1855-1875.
253. Hassanzadeh P., Marcus P. S., Le Gal P. The universal aspect ratio of vortices in rotating stratified flows: theory and simulation //Journal of Fluid Mechanics. – 2012. – V. 706. – P. 46-57.
254. Hattermann T. et al. Eddy-driven recirculation of Atlantic water in Fram Strait //Geophysical Research Letters. – 2016. – V. 43. – №. 7. – P. 3406-3414.
255. Havik L. et al. Evolution of the East Greenland Current from Fram Strait to Denmark Strait: Synoptic measurements from summer 2012 //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2017. – V. 122. – №. 3. – P. 1974-1994.
256. Hebert D. L. A Mediterranean salt lens // дис. – Dalhousie University, UK. – 1988. – P. 1-187.
257. Hebert D., Oakey N., Ruddick B. Evolution of a Mediterranean salt lens: Scalar properties //Journal of Physical Oceanography. – 1990. – V. 20. – №. 9. – P. 1468-1483.
258. Helfrich K. R., Send U. Finite-amplitude evolution of two-layer geostrophic vortices //Journal of Fluid Mechanics. – 1988. – V. 197. – P. 331-348.
259. Herbette S., Morel Y., Arhan M. Erosion of a surface vortex by a seamount //Journal of Physical Oceanography. – 2003. – V. 33. – №. 8. – P. 1664-1679.
260. Hinrichsen H. H., Tomczak M. Optimum multiparameter analysis of the water mass structure in the western North Atlantic Ocean //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1993. – V. 98. – №. C6. – P. 10155-10169.
261. Hinrichsen H. H. et al. The Mediterranean Water tongue and its chlorofluoromethane signal in the Iberian Basin in early summer 1989 //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1993. – V. 98. – №. C5. – P. 8405-8412.
262. Hofmann Z., von Appen W. J., Wekerle C. Seasonal and mesoscale variability of the two Atlantic water recirculation pathways in Fram Strait //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2021. – V. 126. – №. 7. – P. e2020JC017057.
263. Holmboe J. Instability of baroclinic three-layer models of the atmosphere. – Univ.-Forl., Oslo. – 1968. – P. 1-27.
264. Hua B. L. et al. Layering and turbulence surrounding an anticyclonic oceanic vortex: In situ observations and quasi-geostrophic numerical simulations //Journal of Fluid Mechanics. – 2013. – V. 731. – P. 418-442.
265. Huang N. E., Shen Z., Long S. R. A new view of nonlinear water waves: the Hilbert spectrum //Annual review of fluid mechanics. – 1999. – V. 31. – №. 1. – P. 417-457.
266. Huppert H. E. Some remarks on the initiation of inertial Taylor columns //Journal of Fluid Mechanics. – 1975. – V. 67. – №. 2. – P. 397-412.
267. Ienna F., Bashmachnikov I., Dias J. Meddies and their sea surface expressions: Observations and theory //Journal of Physical Oceanography. – 2022. – V. 52. – №. 11. – P. 2643-2656.

268. Ikeda M. Instability and splitting of mesoscale rings using a two-layer quasi-geostrophic model on an f-plane //Journal of Physical Oceanography. – 1981. – V. 11. – №. 7. – P. 987-998.
269. Ikeda M. Linear instability of a current flowing along a bottom slope using a three-layer model //Journal of Physical Oceanography. – 1983. – V. 13. – №. 2. – P. 208-223.
270. Iorga M. C., Lozier M. S. Signatures of the Mediterranean outflow from a North Atlantic climatology: 1. Salinity and density fields //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1999a. – V. 104. – №. C11. – P. 25985-26009.
271. Iorga M. C., Lozier M. S. Signatures of the Mediterranean outflow from a North Atlantic climatology: 2. Diagnostic velocity fields //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1999b. – V. 104. – №. C11. – P. 26011-26029.
272. Isachsen P. E. Baroclinic instability and the mesoscale eddy field around the Lofoten Basin //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2015. – V. 120. – №. 4. – P. 2884-2903.
273. Isern-Fontanet J., García-Ladona E., Font J. Vortices of the Mediterranean Sea: An altimetric perspective //Journal of physical oceanography. – 2006. – V. 36. – №. 1. – P. 87-103.
274. Jackett D. R., McDougall T. J. A neutral density variable for the world's oceans //Journal of Physical Oceanography. – 1997. – V. 27. – №. 2. – P. 237-263.
275. Jacobs G. A., Barron C. N., Rhodes R. C. Mesoscale characteristics //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2001. – V. 106. – №. C9. – P. 19581-19595.
276. Jakobsen P. K. et al. Near-surface circulation in the northern North Atlantic as inferred from Lagrangian drifters: Variability from the mesoscale to interannual //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2003. – V. 108. – №. C8. – P. 3251-3264.
277. Jia Y. Formation of an Azores Current due to Mediterranean overflow in a modeling study of the North Atlantic //Journal of Physical Oceanography. – 2000. – V. 30. – №. 9. – P. 2342-2358.
278. Johannessen J. A. et al. Mesoscale eddies in the Fram Strait marginal ice zone during the 1983 and 1984 Marginal Ice Zone Experiments //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1987. – V. 92. – №. C7. – P. 6754-6772.
279. Johannessen J. A. et al. Coastal ocean fronts and eddies imaged with ERS 1 synthetic aperture radar //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1996. – V. 101. – №. C3. – P. 6651-6667
280. Johannessen J. A. et al. On radar imaging of current features: 2. Mesoscale eddy and current front detection //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2005. – V. 110. – №. C7. – P. 1–14. <https://doi.org/10.1029/2004JC002802>
281. Johannessen O. M. et al. Oceanographic conditions in the marginal ice zone north of Svalbard in early fall 1979 with an emphasis on mesoscale processes //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1983. – V. 88. – №. C5. – P. 2755-2769.
282. Kantha, L. H., Clayson, C. A. Numerical models of oceans and oceanic processes. – Elsevier. International Geophysics series v.66, Acad. Press, San Diego. – 2000. – 887 pp.
283. Karimova S. Spiral eddies in the Baltic, Black and Caspian seas as seen by satellite radar data //Advances in Space Research. – 2012. – V. 50. – №. 8. – P. 1107-1124
284. Karimova S., Gade M. Improved statistics of sub-mesoscale eddies in the Baltic Sea retrieved from SAR imagery //International Journal of Remote Sensing. – 2016. – V. 37. – №. 10. – P. 2394-2414.

285. Karstensen J., Tomczak M. Ventilation processes and water mass ages in the thermocline of the southeast Indian Ocean // *Geophysical Research Letters*. – 1997. – V. 24. – №. 22. – P. 2777-2780.
286. Kase R. H., Beckmann A., Hinrichsen H. H. Observational evidence of salt lens formation in the Iberian Basin // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1989. – V. 94. – №. C4. – P. 4905-4912.
287. Kase R. H., Siedler G. Meandering of the subtropical front south-east of the Azores // *Nature*. – 1982. – V. 300. – №. 5889. – P. 245-246.
288. Kase R. H., Zenk W. Reconstructed Mediterranean salt lens trajectories // *Journal of Physical Oceanography*. – 1987. – V. 17. – №. 1. – P. 158-163.
289. Kase R. H., Zenk W. Structure of the Mediterranean Water and meddy characteristics in the northeastern Atlantic. In: Kraus (Ed.), *Warmwatersphere of the North Atlantic Ocean*. – Gebruder Borntraeger, Berlin. – 1996. – P. 365-395.
290. Katsman C. A. et al. Stability of multilayer ocean vortices: A parameter study including realistic Gulf Stream and Agulhas rings // *Journal of physical oceanography*. – 2003. – V. 33. – №. 6. – P. 1197-1218.
291. Killworth P. D., Blundell J. R., Dewar W. K. Primitive equation instability of wide oceanic rings. Part I: Linear theory // *Journal of Physical Oceanography*. – 1997. – V. 27. – №. 6. – P. 941-962.
292. Klein B., Siedler G. On the origin of the Azores Current // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1989. – V. 94. – №. C5. – P. 6159-6168.
293. Klein B., Tomczak M. Identification of diapycnal mixing through optimum multiparameter analysis: 2. Evidence for unidirectional diapycnal mixing in the front between North and South Atlantic Central Water // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1994. – V. 99. – №. C12. – P. 25275-25280.
294. Kohl A. Generation and stability of a quasi-permanent vortex in the Lofoten Basin // *Journal of Physical Oceanography*. – 2007. – V. 37. – №. 11. – P. 2637-2651.
295. Kolas E., Fer I. Hydrography, transport and mixing of the West Spitsbergen Current: the Svalbard Branch in summer 2015 // *Ocean Science*. – 2018. – V. 14. – №. 6. – P. 1603-1618.
296. Koldunov A. et al. Steric sea-level fluctuations from remote sensing, oceanic reanalyses and objective analyses in the North Atlantic // *Russian Journal of Earth Sciences*. – 2020. – V. 20. – №. 3. – P. 1-14. doi:10.2205/2020ES000702
297. Kostianoy A. G., Belkin I. M. A survey of observations on intrathermocline eddies in the world ocean // *Elsevier oceanography series*. – Elsevier, 1989. – V. 50. – P. 821-841
298. Kostianoy A. G. et al. Satellite remote sensing of submesoscale eddies in the Russian seas // *The Ocean in Motion: Circulation, Waves, Polar Oceanography*. – 2018. – P. 397-413.
299. Koszalka I. et al. Surface circulation in the Nordic Seas from clustered drifters // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. – 2011. – V. 58. – №. 4. – P. 468-485.
300. Kovalevsky D. V., Bashmachnikov I. L., Alekseev G. V. Formation and decay of a deep convective chimney // *Ocean Modelling*. – 2020. – V. 148. – P. 101583.
301. Kozlov I. E. et al. ASAR imaging for coastal upwelling in the Baltic Sea // *Advances in Space Research*. – 2012. – V. 50. – №. 8. – P. 1125-1137.
302. Kozlov I. E. et al. Characteristics of short-period internal waves in the Kara Sea inferred from satellite SAR data // *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. – 2015. – V. 51. – P. 1073-1087.

303. Kozlov I. E. et al. Eddies in the Western Arctic Ocean from spaceborne SAR observations over open ocean and marginal ice zones // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2019. – V. 124. – №. 9. – P. 6601-6616.
304. Kozlov I. E., Plotnikov E. V., Manucharyan G. E. Brief Communication: Mesoscale and submesoscale dynamics in the marginal ice zone from sequential synthetic aperture radar observations // *The Cryosphere*. – 2020. – V. 14. – №. 9. – P. 2941-2947.
305. Kozlov I. E., Atadzhanova O. A. Eddies in the marginal ice zone of Fram Strait and Svalbard from spaceborne SAR observations in winter // *Remote Sensing*. – 2022. – V. 14. – №. 134. – P. 1-19. <https://doi.org/10.3390/rs14010134>
306. Kremer A. S. et al. Impact of the subtropical mode water biogeochemical properties on primary production in the North Atlantic: New insights from an idealized model study // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2009. – V. 114. – №. C7. doi: 10.1029/2008JC005161.
307. Kubryakov A. A., Kozlov I. E., Manucharyan G. E. Large mesoscale eddies in the Western Arctic Ocean from satellite altimetry measurements // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2021. – V. 126. – №. 5. – P. e2020JC016670.
308. Kubryakov, A., Aleskerova, A., Plotnikov, E., Mizyuk, A., Medvedeva, A., & Stanichny, S. Accumulation and Cross-Shelf Transport of Coastal Waters by Submesoscale Cyclones in the Black Sea // *Remote Sensing*. – 2023. – V. 15. – №. 18 (4386). – P. 1-24.
309. Kudryavtsev V. et al. Quad-polarization SAR features of ocean currents // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2014. – V. 119. – №. 9. – P. 6046-6065.
310. Lai D. Y., Richardson P. L. Distribution and movement of Gulf Stream rings // *Journal of Physical Oceanography*. – 1977. – V. 7. – №. 5. – P. 670-683.
311. Lamb H. *Hydrodynamics*. – Cambridge University Press. – 1885. – 604 pp.
312. Lapeyre G., Klein P. Dynamics of the upper oceanic layers in terms of surface quasigeostrophy theory // *Journal of physical oceanography*. – 2006. – V. 36. – №. 2. – P. 165-176.
313. Large W. G., McWilliams J. C., Doney S. C. Oceanic vertical mixing: A review and a model with a nonlocal boundary layer parameterization // *Reviews of geophysics*. – 1994. – V. 32. – №. 4. – P. 363-403.
314. Large W. G., Yeager S. G. The global climatology of an interannually varying air–sea flux data set // *Climate dynamics*. – 2009. – V. 33. – P. 341-364.
315. Lavender K. L., Owens W. B., Davis R. E. The mid-depth circulation of the subpolar North Atlantic Ocean as measured by subsurface floats // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. – 2005. – V. 52. – №. 5. – P. 767-785.
316. Lazaro C. (2008). *The NE Atlantic Ocean from 11 Years of Multi-mission Satellite Altimetry: the Azores Current Case Study*: – дис. – University of Porto. Portugal. – 2008.
317. Le Cann B. et al. Observed mean and mesoscale upper ocean circulation in the midlatitude northeast Atlantic // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2005. – V. 110. – №. C7.
318. Le Traon P. Y., Rouquet M. C., Boissier C. Spatial scales of mesoscale variability in the North Atlantic as deduced from Geosat data // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1990. – V. 95. – №. C11. – P. 20267-20285.
319. Le Traon P. Y., Nadal F., Ducet N. An improved mapping method of multisatellite altimeter data // *Journal of atmospheric and oceanic technology*. – 1998. – V. 15. – №. 2. – P. 522-534.

320. Le Traon P. Y., Ogor F. ERS-1/2 orbit improvement using TOPEX/POSEIDON: The 2 cm challenge //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1998. – V. 103. – №. C4. – P. 8045-8057.
321. Levitus S. et al. Global ocean heat content 1955–2008 in light of recently revealed instrumentation problems //Geophysical Research Letters. – 2009. – V. 36. – №. 7. – P. 1-5
322. L'Hegaret P. et al. Evidence of Mediterranean water dipole collision in the Gulf of Cadiz //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2014. – V. 119. – №. 8. – P. 5337-5359.
323. Losch M. et al. On the formulation of sea-ice models. Part 1: Effects of different solver implementations and parameterizations //Ocean Modelling. – 2010. – V. 33. – №. 1-2. – P. 129-144.
324. Louarn E., Morin P. Antarctic intermediate water influence on Mediterranean Sea water outflow //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 2011. – V. 58. – №. 9. – P. 932-942.
325. Lozier M. S., McCartney M. S., Owens W. B. Anomalous anomalies in averaged hydrographic data //Journal of Physical Oceanography. – 1994. – V. 24. – №. 12. – P. 2624-2638.
326. Lozier M. S., Stewart N. M. On the temporally varying northward penetration of Mediterranean Overflow Water and eastward penetration of Labrador Sea Water //Journal of Physical Oceanography. – 2008. – V. 38. – №. 9. – P. 2097-2103.
327. Lozier M. S. Deconstructing the conveyor belt //Science. – 2010. – V. 328. – №. 5985. – P. 1507-1511.
328. Lumpkin R., Speer K. Global ocean meridional overturning //Journal of Physical Oceanography. – 2007. – V. 37. – №. 10. – P. 2550-2562.
329. Lumpkin R., Johnson G. C. Global ocean surface velocities from drifters: Mean, variance, El Niño–Southern Oscillation response, and seasonal cycle //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2013. – V. 118. – №. 6. – P. 2992-3006.
330. Luo D., Lu Y. The influence of negative viscosity on wind-driven, barotropic ocean circulation in a subtropical basin //Journal of physical oceanography. – 2000. – V. 30. – №. 5. – P. 916-932.
331. Machin F., Hernández-Guerra A., Pelegrí J. L. Mass fluxes in the Canary Basin //Progress in Oceanography. – 2006. – V. 70. – №. 2-4. – P. 416-447.
332. Machin F., Pelegrí J. L. Northward penetration of Antarctic intermediate water off Northwest Africa //Journal of Physical Oceanography. – 2009. – V. 39. – №. 3. – P. 512-535.
333. Maddison J. R., Marshall D. P., Shipton J. On the dynamical influence of ocean eddy potential vorticity fluxes //Ocean Modelling. – 2015. – V. 92. – P. 169-182.
334. Makarov V. G., Sokolovskiy M. A., Kizner Z. Doubly symmetric finite-core heton equilibria //Journal of fluid mechanics. – 2012. – V. 708. – P. 397-417.
335. Manucharyan G. E., Thompson A. F. Submesoscale sea ice-ocean interactions in marginal ice zones //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2017. – V. 122. – №. 12. – P. 9455-9475.
336. Mariano A. J., Brown O. B. Efficient objective analysis of dynamically heterogeneous and nonstationary fields via the parameter matrix //Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers. – 1992. – V. 39. – №. 7-8. – P. 1255-1271.

337. Mariotti A., Legras B., Dritschel D. G. Vortex stripping and the erosion of coherent structures in two-dimensional flows //Physics of Fluids. – 1994. – V. 6. – №. 12. – P. 3954-3962.
338. Marshall J. Submarine salt lenses //Nature. – 1988. – V. 333. – P. 594-595.
339. Marshall J. et al. A finite-volume, incompressible Navier Stokes model for studies of the ocean on parallel computers //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1997. – V. 102. – №. C3. – P. 5753-5766.
340. Marshall J., Speer K. Closure of the meridional overturning circulation through Southern Ocean upwelling //Nature geoscience. – 2012. – V. 5. – №. 3. – P. 171-180.
341. Martin A. P. et al. Horizontal dispersion within an anticyclonic mesoscale eddy //Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. – 2001. – V. 48. – №. 4-5. – P. 739-755.
342. Martins C. S., Hamann M., Fiúza A. F. G. Surface circulation in the eastern North Atlantic, from drifters and altimetry //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2002. – V. 107. – №. C12. – P. 1-15.
343. Mauritzen C., Morel Y., Paillet J. On the influence of Mediterranean water on the central waters of the North Atlantic Ocean //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 2001. – V. 48. – №. 2. – P. 347-381.
344. Maximenko N. A. et al. Hydrophysical experiment “Megapolygon-87” in the northwestern Pacific subarctic frontal zone //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2001. – V. 106. – №. C7. – P. 14143-14163.
345. Maze J. P., Arhan M., Mercier H. Volume budget of the eastern boundary layer off the Iberian Peninsula //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 1997. – V. 44. – №. 9-10. – P. 1543-1574.
346. Maze G., Carton X., Lapeyre G. Dynamics of a 2D vortex doublet under external deformation //Regular and Chaotic Dynamics. – 2004. – V. 9. – №. 4. – P. 477-497.
347. Maze G., Marshall J. Diagnosing the observed seasonal cycle of Atlantic subtropical mode water using potential vorticity and its attendant theorems //Journal of physical oceanography. – 2011. – V. 41. – №. 10. – P. 1986-1999.
348. McCartney M. S. The subtropical recirculation of mode waters //Journal of Marine Research . –1982. – 40. Supplement. – P. 427-464.
349. McCartney M. S., Talley L. D. The subpolar mode water of the North Atlantic Ocean //Journal of Physical Oceanography. – 1982. – V. 12. – №. 11. – P. 1169-1188.
350. McDougall T. J. Neutral surfaces //Journal of Physical Oceanography. – 1987. – V. 17. – №. 11. – P. 1950-1964.
351. McDowell S. E., Rossby H. T. Mediterranean water: An intense mesoscale eddy off the Bahamas //Science. – 1978. – V. 202. – №. 4372. – P. 1085-1087. <https://doi.org/10.1126/science.202.4372.1085>
352. McWilliams J. C. Submesoscale, coherent vortices in the ocean //Reviews of Geophysics. – 1985. – V. 23. – №. 2. – P. 165-182.
353. McWilliams J. C. Vortex generation through balanced adjustment //Journal of Physical Oceanography. – 1988. – V. 18. – №. 8. – P. 1178-1192.
354. McWilliams J. C. Submesoscale currents in the ocean //Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 2016. – V. 472. – №. 20160117. – P. 1-32.

355. Meneghello G. et al. Observational inferences of lateral eddy diffusivity in the halocline of the Beaufort Gyre // *Geophysical Research Letters*. – 2017. – V. 44. – №. 24. – P. 12331-12338.
356. Meneghello G. et al. The ice-ocean governor: Ice-ocean stress feedback limits Beaufort Gyre spin-up // *Geophysical Research Letters*. – 2018. – V. 45. – №. 20. – P. 11293-11299.
357. Meneghello G. et al. Genesis and decay of mesoscale baroclinic eddies in the seasonally ice-covered interior Arctic Ocean // *Journal of Physical Oceanography*. – 2021. – V. 51. – №. 1. – P. 115-129.
358. Menemenlis D., Fukumori I., Lee T. Using Green's functions to calibrate an ocean general circulation model // *Monthly weather review*. – 2005. – V. 133. – №. 5. – P. 1224-1240.
359. Menesguen C. et al. Arms winding around a meddy seen in seismic reflection data close to the Morocco coastline // *Geophysical Research Letters*. – 2012. – V. 39. – №. 5. – P. 1-6
360. Mensa J. A. et al. Surface drifter observations from the Arctic Ocean's Beaufort Sea: Evidence for submesoscale dynamics // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2018. – V. 123. – №. 4. – P. 2635-2645.
361. Mercier H., De Verdière A. C. Space and time scales of mesoscale motions in the eastern North Atlantic // *Journal of physical oceanography*. – 1985. – V. 15. – №. 2. – P. 171-183.
362. Mesqutta S. B., Prahalad Y. S. Statistical stationary states for a two-layer quasi-geostrophic system // *Proceedings of the Indian Academy of Sciences-Mathematical Sciences*. – Springer India. – 1999. – V. 109. – P. 107-115.
363. Meunier P., Le Dizes S., Leweke T. Physics of vortex merging // *Comptes Rendus Physique*. – 2005. – V. 6. – №. 4-5. – P. 431-450.
364. Meunier T. et al. Tracer stirring around a meddy: The formation of layering // *Journal of Physical Oceanography*. – 2015. – V. 45. – №. 2. – P. 407-423.
365. Mohn, C., White, M., Bashmachnikov, I., Jose, F., Pelegri J.L. Dynamics at an elongated, intermediate depth seamount in the North Atlantic (Sedlo Seamount, 40°20'N, 26°40'W) // *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography*. – 2009. – T. 56. – №. 25. – C. 2582-2592
366. Morel Y. The effect of an upper-thermocline current on intra-thermocline eddies // *Journal of physical oceanography*. – 1995. – V. 25. – P. 3247-3252.
367. Morel Y., McWilliams J. Evolution of isolated interior vortices in the ocean // *Journal of physical oceanography*. – 1997. – V. 27. – №. 5. – P. 727-748.
368. Mork K. A., Skagseth Ø. A quantitative description of the Norwegian Atlantic Current by combining altimetry and hydrography // *Ocean Science*. – 2010. – V. 6. – №. 4. – P. 901-911.
369. Mork K. A., Skagseth Ø., Søiland H. Recent warming and freshening of the Norwegian Sea observed by Argo data // *Journal of Climate*. – 2019. – V. 32. – №. 12. – P. 3695-3705.
370. Morozov E. A., Kozlov I. E. Eddies in the Arctic Ocean Revealed from MODIS Optical Imagery // *Remote Sensing*. – 2023. – V. 15. – №. 6. – P. 1608.
371. Morrow R. et al. Divergent pathways of cyclonic and anti-cyclonic ocean eddies // *Geophysical Research Letters*. – 2004. – V. 31. – №. 24. – P. L24311.
372. Mourino B. et al. Significance of cyclonic SubTropical Oceanic Rings of Magnitude (STORM) eddies for the carbon budget of the euphotic layer in the subtropical northeast Atlantic // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2003. – V. 108. – №. C12.
373. Muller F. L. et al. Monitoring the Arctic seas: How satellite altimetry can be used to detect open water in sea-ice regions // *Remote Sensing*. – 2017. – V. 9. – №. 6. – P. 551.

374. Muller F. L. et al. Dynamic ocean topography of the northern Nordic seas: a comparison between satellite altimetry and ocean modeling //The Cryosphere. – 2019. – V. 13. – №. 2. – P. 611-626.
375. Mullineau L. S., Mills S. W. A test of the larval retention hypothesis in seamount-generated flows //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 1997. – V. 44. – №. 5. – P. 745-770.
376. Munk W. et al. Spirals on the sea //Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. – 2000. – V. 456. – №. 1997. – P. 1217-1280.
377. MUR, Multi-scale Ultra-high Resolution Sea Surface Temperature, provided by Jet Propulsion Laboratory at California Institute of Technology, <http://mur.jpl.nasa.gov/InformationText.php>.
378. Navarro-Perez E., Barton E. D. Seasonal and interannual variability of the Canary Current //Scientia Marina. – 2001. – V. 65. – №. S1. – P. 205-213.
379. Nencioli F. et al. A vector geometry-based eddy detection algorithm and its application to a high-resolution numerical model product and high-frequency radar surface velocities in the Southern California Bight //Journal of atmospheric and oceanic technology. – 2010. – V. 27. – №. 3. – P. 564-579.
380. New A. L. et al. On the role of the Azores Current in the ventilation of the North Atlantic Ocean //Progress in oceanography. – 2001. – V. 48. – №. 2-3. – P. 163-194.
381. Nguyen A. T., Menemenlis D., Kwok R. Arctic ice-ocean simulation with optimized model parameters: Approach and assessment //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2011. – V. 116. – №. C4.
382. Nilsen F., Gjevik B., Schauer U. Cooling of the West Spitsbergen Current: Isopycnal diffusion by topographic vorticity waves //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2006. – V. 111. – №. C8.
383. Nilsen J. E. Ø., Falck E. Variations of mixed layer properties in the Norwegian Sea for the period 1948–1999 //Progress in Oceanography. – 2006. – V. 70. – №. 1. – P. 58-90.
384. Nof D. On the β -induced movement of isolated baroclinic eddies //Journal of Physical Oceanography. – 1981. – V. 11. – №. 12. – P. 1662-1672.
385. Nof D. Generation of ringlets //Tellus A. – 1993. – V. 45. – №. 4. – P. 299-310.
386. Nolasco R. et al. A high-resolution modeling study of the Western Iberian Margin mean and seasonal upper ocean circulation //Ocean Dynamics. – 2013. – V. 63. – P. 1041-1062.
387. Nost O. A., Isachsen P. E. The large-scale time-mean ocean circulation in the Nordic Seas and Arctic Ocean estimated from simplified dynamics //Journal of Marine Research. – 2003. – V. 61. – №. 2. – P. 175-210.
388. Nurser A. J. G., Bacon S. The Rossby radius in the Arctic Ocean //Ocean Science. – 2014. – V. 10. – №. 6. – P. 967-975.
389. Oliveira P. B. et al. A study of meddies using simultaneous *in situ* and satellite observations // Satellites, Oceanography and Society (Ed. D. Halpern). – Elsevier, 2000. – V. 63. – P. 125-148.
390. Oliveira P. B. et al. Winter geostrophic currents and eddies in the western Iberia coastal transition zone //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 2004. – V. 51. – №. 3. – P. 367-381.

391. Olson D. B. Rings in the ocean //Annual Review of Earth and Planetary Sciences. – 1991. – V. 19. – №. 1. – P. 283-311.
392. Oort A. H. et al. New estimates of the available potential energy in the world ocean //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1989. – V. 94. – №. C3. – P. 3187-3200.
393. Orsi A. H. et al. Cooling and ventilating the abyssal ocean //Geophysical Research Letters. – 2001. – V. 28. – №. 15. – P. 2923-2926.
394. Orvik K. A. The deepening of the Atlantic water in the Lofoten Basin of the Norwegian Sea, demonstrated by using an active reduced gravity model //Geophysical Research Letters. – 2004. – V. 31. – №. 1. – P. L01306.
395. Oulhen E., Reinaud J. N., Carton X. Formation of small-scale vortices in the core of a large merged vortex //Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics. – 2022. – T. 116. – №. 5-6. – C. 411-432.
396. Owens W. B., Hogg N. G. Oceanic observations of stratified Taylor columns near a bump //Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers. – 1980. – V. 27. – №. 12. – P. 1029-1045.
397. Paillet J., Arhan M. Shallow pycnoclines and mode water subduction in the eastern North Atlantic //Journal of Physical Oceanography. – 1996a. – V. 26. – №. 1. – P. 96-114.
398. Paillet J., Arhan M. Oceanic ventilation in the eastern North Atlantic //Journal of physical oceanography. – 1996b. – V. 26. – №. 10. – P. 2036-2052.
399. Paillet J., Mercier H. An inverse model of the eastern North Atlantic general circulation and thermocline ventilation //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 1997. – V. 44. – №. 8. – P. 1293-1328.
400. Paillet J., Arhan M., McCartney M. S. Spreading of Labrador sea water in the eastern North Atlantic //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1998. – V. 103. – №. C5. – P. 10223-10239.
401. Paillet J. et al. Real-time tracking of a Galician Meddy //Geophysical Research Letters. – 1999. – V. 26. – №. 13. – P. 1877-1880.
402. Paillet J. et al. Dynamics and evolution of a northern meddy //Journal of Physical Oceanography. – 2002. – V. 32. – №. 1. – P. 55-79.
403. Pastor M. V. et al. Meridional changes in water mass distributions off NW Africa during November 2007/2008 //Ciencias Marinas. – 2012. – V. 38. – №. 1B. – P. 223-244.
404. Pedlosky J. Ocean circulation theory. – Springer Science & Business Media. – 1998. – 453 pp.
405. Pedlosky J. Geophysical fluid dynamics. – Springer Science & Business Media. – 2013. – 710 pp.
406. Pelegri J. L. et al. Coupling between the open ocean and the coastal upwelling region off northwest Africa: water recirculation and offshore pumping of organic matter //Journal of Marine Systems. – 2005. – V. 54. – №. 1-4. – P. 3-37.
407. Perez F. F. et al. Displacement of water masses and remineralization rates off the Iberian Peninsula by nutrient anomalies //Journal of Marine Research. – 1993. – V. 51. – №. 4. – P. 869-892.
408. Perez F. F. et al. Mixing analysis of nutrients, oxygen and dissolved inorganic carbon in the upper and middle North Atlantic Ocean east of the Azores //Journal of Marine Systems. – 1998. – V. 16. – №. 3-4. – P. 219-233.

409. Perez F. F. et al. Mixing analysis of nutrients, oxygen and inorganic carbon in the Canary Islands region //Journal of Marine Systems. – 2001. – V. 28. – №. 3-4. – P. 183-201.
410. Pichevin T., Nof D. The momentum imbalance paradox //Tellus A. – 1997. – V. 49. – №. 2. – P. 298-319.
411. Piedeleu M. et al. An observational study of oceanic eddy generation mechanisms by tall deep-water islands (Gran Canaria) //Geophysical Research Letters. – 2009. – V. 36. – №. 14. – P. 1-5.
412. Piip A. T. Large cells of Mediterranean Water in the Madeira-Canaries region //EOS Transactions-American Geophysical Union . – 1969. – V. 50. – P. 193.
413. Pingree R. D., Le Cann B. Anticyclonic eddy X91 in the southern Bay of Biscay, May 1991 to February 1992 //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1992a. – V. 97. – №. C9. – P. 14353-14367.
414. Pingree R. D., Le Cann B. Three anticyclonic Slope Water Oceanic eDDIES (SWODDIES) in the southern Bay of Biscay in 1990 //Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers. – 1992b. – V. 39. – №. 7-8. – P. 1147-1175.
415. Pingree R. D., Le Cann B. A shallow meddy (a smeddy) from the secondary Mediterranean salinity maximum //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1993a. – V. 98. – №. C11. – P. 20169-20185.
416. Pingree R. D., Le Cann B. Structure of a meddy (Bobby 92) southeast of the Azores //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 1993b. – V. 40. – №. 10. – P. 2077-2103.
417. Pingree R. D. The droguing of Meddy Pinball and seeding with ALACE floats //Journal of the Marine Biological Association of the United Kingdom. – 1995. – V. 75. – №. 1. – P. 235-252.
418. Pingree R. D., Sinha B. Dynamic topography (ERS-1/2 and Seatruth) of subtropical ring (STORM 0) in the STORM corridor (32–34 N, eastern basin, North Atlantic Ocean) //Journal of the Marine Biological Association of the United Kingdom. – 1998. – V. 78. – №. 2. – P. 351-376.
419. Pingree R. D., Garcia-Soto C., Sinha B. Position and structure of the Subtropical/Azores Front region from combined Lagrangian and remote sensing (IR/altimeter/SeaWiFS) measurements //Journal of the Marine Biological Association of the United Kingdom. – 1999. – V. 79. – №. 5. – P. 769-792.
420. Pingree R. Ocean structure and climate (Eastern North Atlantic): in situ measurement and remote sensing (altimeter) //Journal of the Marine Biological Association of the United Kingdom. – 2002. – V. 82. – №. 5. – P. 681-707.
421. Pollard R. T., Pu S. Structure and circulation of the upper Atlantic Ocean northeast of the Azores //Progress in Oceanography. – 1985. – V. 14. – P. 443-462.
422. Pollard R. T. et al. Vivaldi 1991-A study of the formation, circulation and ventilation of Eastern North Atlantic Central Water //Progress in Oceanography. – 1996. – V. 37. – №. 2. – P. 167-192.
423. Polvani L. M., Zabusky N. J., Flierl G. R. Two-layer geostrophic vortex dynamics. Part 1. Upper-layer V-states and merger //Journal of Fluid Mechanics. – 1989. – V. 205. – P. 215-242.
424. Polvani L. M. Two-layer geostrophic vortex dynamics. Part 2. Alignment and two-layer V-states //Journal of fluid mechanics. – 1991. – V. 225. – P. 241-270.

425. Poole R., Tomczak M. Optimum multiparameter analysis of the water mass structure in the Atlantic Ocean thermocline //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 1999. – V. 46. – №. 11. – P. 1895-1921.
426. Poulain P. M., Warn-Varnas A., Niiler P. P. Near-surface circulation of the Nordic seas as measured by Lagrangian drifters //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1996. – V. 101. – №. C8. – P. 18237-18258.
427. Prater M. D. Observations and hypothesized generation of a meddy in the Gulf of Cadiz. – Technical Report APL-UW TR9210. University of Washington. – 1992. – 132 pp.
428. Prater M. D., Sanford T. B. A meddy off cape St. Vincent. Part I: description //Journal of Physical Oceanography. – 1994. – V. 24. – №. 7. – P. 1572-1586.
429. Price J. F. et al. Mediterranean outflow mixing and dynamics //Science. – 1993. – V. 259. – №. 5099. – P. 1277-1282.
430. Proudman J. On the motion of solids in a liquid possessing vorticity //Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character. – 1916. – V. 92. – №. 642. – P. 408-424.
431. Raj R. P. et al. The Lofoten vortex of the Nordic seas //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 2015. – V. 96. – P. 1-14.
432. Raj R. P., Halo I. Monitoring the mesoscale eddies of the Lofoten Basin: importance, progress, and challenges //International Journal of Remote Sensing. – 2016. – V. 37. – №. 16. – P. 3712-3728.
433. Raj R. P. et al. Quantifying mesoscale eddies in the Lofoten Basin //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2016. – V. 121. – №. 7. – P. 4503-4521.
434. Raj R. P. et al. Quantifying Atlantic Water transport to the Nordic Seas by remote sensing //Remote sensing of environment. – 2018. – V. 216. – P. 758-769.
435. Raj R. P. et al. Interaction between mesoscale eddies and the gyre circulation in the Lofoten Basin //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2020. – V. 125. – №. 7. – P. e2020JC016102.
436. Redfield A. C. et al. The influence of organisms on the composition of seawater //The sea: Ideas and Observations on Progress in the Study of the Seas (Ed. M.N. Hill). – 1963. – V. 2. – №. 2. – P. 26-77.
437. Reid J. L. On the middepth circulation and salinity field in the North Atlantic Ocean //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1978. – V. 83. – №. C10. – P. 5063-5067.
438. Reinaud J. N., Dritschel D. G. The merger of vertically offset quasi-geostrophic vortices //Journal of Fluid Mechanics. – 2002. – V. 469. – P. 287-315.
439. Reinaud J. N., Carton X. The stability and the nonlinear evolution of quasi-geostrophic hetons //Journal of fluid mechanics. – 2009. – V. 636. – P. 109-135.
440. Reinaud J. N., Carton X. Quasi-geostrophic vortex vertical alignment in near collapse interactions //Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics. – 2023. – V. 117. – №. 5. – P. 292-314.
441. Rhein M., Hinrichsen H. H. Modification of Mediterranean Water in the Gulf of Cadiz, studied with hydrographic, nutrient and chlorofluoromethane data //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 1993. – V. 40. – №. 2. – P. 267-291.
442. Rhines P. B. Waves and turbulence on a beta-plane //Journal of Fluid Mechanics. – 1975. – V. 69. – №. 3. – P. 417-443.

443. Richards C. G., Straneo F. Observations of water mass transformation and eddies in the Lofoten Basin of the Nordic Seas //Journal of Physical Oceanography. – 2015. – V. 45. – №. 6. – P. 1735-1756.
444. Richardson P. L. et al. Tracking three meddies with SOFAR floats //Journal of Physical Oceanography. – 1989. – V. 19. – №. 3. – P. 371-383.
445. Richardson P. L., McCartney M. S., Maillard C. A search for meddies in historical data //Dynamics of Atmospheres and Oceans. – 1991. – V. 15. – №. 3-5. – P. 241-265.
446. Richardson P. L., Tychensky A. Meddy trajectories in the Canary Basin measured during the SEMAPHORE experiment, 1993–1995 //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1998. – V. 103. – №. C11. – P. 25029-25045.
447. Richardson P. L., Wooding C. M. RAFOS float trajectories in Meddies during the Semaphore Experiment, 1993-1995. –Technical Report, 10.1575/1912/81. Woods Hole Oceanographic Institution. – 1999. – P. 0094.
448. Richardson P. L., Bower A. S., Zenk W. A census of Meddies tracked by floats //Progress in Oceanography. – 2000. – V. 45. – №. 2. – P. 209-250.
449. Ripa P. Instability of a solid-body rotating vortex in a two-layer model //Journal of Fluid Mechanics. – 1992. – V. 242. – P. 395-417.
450. Robinson A. R. Overview and Summary of Eddy Science BT–Eddies in Marine Science. Springer. Berlin. – 1983. – P. 3-15.
451. Rodriguez-Marroyo R., Viudez A., Ruiz S. Vortex merger in oceanic tripoles //Journal of Physical Oceanography. – 2011. – V. 41. – №. 6. – P. 1239-1251.
452. Roemmich D., Gilson J. The 2004–2008 mean and annual cycle of temperature, salinity, and steric height in the global ocean from the Argo Program //Progress in Oceanography. – 2009. – V. 82. – №. 2. – P. 81-100.
453. Rosell-Fieschi M., Pelegri J. L., Gouillon J. Zonal jets in the equatorial Atlantic Ocean //Progress in Oceanography. – 2015. – V. 130. – P. 1-18.
454. Rosmorduc V., Hernandez F. Two altimetric satellites minimum are needed for ocean observation and forecasting //AVISO Newsletter. – 2003. – V. 9. – P. 12-14.
455. Rossby T. et al. An isopycnal view of the Nordic Seas hydrography with focus on properties of the Lofoten Basin //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 2009. – V. 56. – №. 11. – P. 1955-1971.
456. Rossby T., Prater M. D., Søiland H. Pathways of inflow and dispersion of warm waters in the Nordic seas //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2009. – V. 114. – №. C4. – P. C04011.
457. Rudels B. et al. Circulation and transformation of Atlantic water in the Eurasian Basin and the contribution of the Fram Strait inflow branch to the Arctic Ocean heat budget //Progress in Oceanography. – 2015. – V. 132. – P. 128-152.
458. Sandalyuk N. V., Bosse A., Belonenko T. V. The 3-D structure of mesoscale eddies in the Lofoten Basin of the Norwegian Sea: A composite analysis from altimetry and in situ data //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2020. – V. 125. – №. 10. – P. e2020JC016331.
459. Sandven S., Johannessen O. M., Johannessen J. A. Mesoscale eddies and chimneys in the marginal ice zone //Journal of Marine Systems. – 1991. – V. 2. – №. 1-2. – P. 195-208.
460. Sangra . et al. The Canary Eddy Corridor: A major pathway for long-lived eddies in the subtropical North Atlantic //Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers. – 2009. – V. 56. – №. 12. – P. 2100-2114.

461. Sathyendranath S. et al. An ocean-colour time series for use in climate studies: the experience of the ocean-colour climate change initiative (OC-CCI) //Sensors. – 2019. – V. 19. – №. 19. – P. 4285.
462. Schaffer J. et al. A global, high-resolution data set of ice sheet topography, cavity geometry, and ocean bathymetry //Earth System Science Data. – 2016. – V. 8. – №. 2. – P. 543-557
463. Schauer U. et al. Arctic warming through the Fram Strait: Oceanic heat transport from 3 years of measurements //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2004. – V. 109. – №. C6. – P. C06026.
464. Schauer U. et al. Variation of measured heat flow through the Fram Strait between 1997 and 2006 //Arctic–Subarctic Ocean Fluxes: Defining the Role of the Northern Seas in Climate (Eds. Dickson, R.R., Meincke, J., Rhines, P.). – 2008. – P. 65-85.
465. Schauer U., Beszczynska-Möller A. Problems with estimation and interpretation of oceanic heat transport-conceptual remarks for the case of Fram Strait in the Arctic Ocean //Ocean Science. – 2009. – V. 5. – №. 4. – P. 487–494.
466. Schecter D. A., Montgomery M. T. On the symmetrization rate of an intense geophysical vortex //Dynamics of atmospheres and oceans. – 2003. – V. 37. – №. 1. – P. 55-88.
467. Schmidtko S., Johnson G. C., Lyman J. M. MIMOC: A global monthly isopycnal upper-ocean climatology with mixed layers //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2013. – V. 118. – №. 4. – P. 1658-1672.
468. Schmitz W. J. On the World Ocean Circulation. Volume 1. Some Global Features. – Technical report No. WHOI-96-03-VOL-1. Woods Hole Oceanographic Institution. – 1996.
469. Schultz Tokos K. S., Rossby T. Kinematics and dynamics of a Mediterranean salt lens //Journal of Physical Oceanography. – 1991. – V. 21. – №. 6. – P. 879-892.
470. Schultz Tokos K. L., Hinrichsen H. H., Zenk W. Merging and migration of two meddies //Journal of Physical Oceanography. – 1994. – V. 24. – №. 10. – P. 2129-2141.
471. Scully M. Computation of helicopter rotor wake geometry and its influence on rotor harmonic airloads : дис. – Massachusetts Institute of Technology. – 1975.
472. Selyuzhenok V. et al. Sea ice volume variability and water temperature in the Greenland Sea //The Cryosphere. – 2020. – V. 14. – №. 2. – P. 477-495.
473. Serra N., Ambar I. Eddy generation in the Mediterranean undercurrent //Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. – 2002. – V. 49. – №. 19. – P. 4225-4243.
474. Serra N. et al. Observations and laboratory modeling of meddy generation at Cape St. Vincent //Journal of Physical Oceanography. – 2002. – V. 32. – №. 1. – P. 3-25.
475. Serra N., Ambar I., Käse R. H. Observations and numerical modelling of the Mediterranean outflow splitting and eddy generation //Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography. – 2005. – V. 52. – №. 3-4. – P. 383-408.
476. Shapiro G. I., Meschanov S. L., Emelianov M. V. Mediterranean lens Irving after its collision with seamounts //Oceanographic Literature Review. – 1996a. – V. 6. – №. 43. – P. 536
477. Shapiro G. I. et al. Self-similarity of the meddy family in the eastern North Atlantic //Oceanographic Literature Review. – 1996b. – V. 4. – №. 43. – P. 335.
478. Shapiro G. I., Meschanov S. L. Spreading pattern and mesoscale structure of Mediterranean outflow in the Iberian Basin estimated from historical data //Journal of Marine Systems. – 1996. – V. 7. – №. 2-4. – P. 337-348.

479. Shchepetkin A. F. Interaction of turbulent barotropic shallow-water flow with topography // *Topographic Effects in the Ocean: Proceedings, 'Aha Huliko'a Hawaiian Winter Workshop, Honolulu, HI, University of Hawaii at M.* – 1995. – P. 225-237.
480. Shoosmith D. R. et al. Discrete eddies in the northern North Atlantic as observed by looping RAFOS floats // *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography.* – 2005. – V. 52. – №. 3-4. – P. 627-650.
481. Siedler G., Gould J., Church J. A. Ocean circulation and climate: observing and modelling the global ocean. – *International Geophysics Series. Elsevier.* – 2001. – P. 1-715.
482. Siedler G., Armi L., Müller T. J. Meddies and decadal changes at the Azores Front from 1980 to 2000 // *Deep Sea Research Part II: Topical Studies in Oceanography.* – 2005. – V. 52. – №. 3-4. – P. 583-604.
483. Siedler G., Kuhl A., Zenk W. The Madeira mode water // *Journal of Physical Oceanography.* – 1987. – V. 17. – №. 10. – P. 1561-1570.
484. Skagseth O., Drinkwater K. F., Terrile E. Wind-and buoyancy-induced transport of the Norwegian Coastal Current in the Barents Sea // *Journal of Geophysical Research: Oceans.* – 2011. – V. 116. – №. C8. – P. C08007.
485. Skagseth O. et al. Volume and heat transports to the Arctic Ocean via the Norwegian and Barents Seas // *Arctic-Subarctic Ocean Fluxes: Defining the Role of the Northern Seas in Climate.* – 2008. – P. 45-64.
486. Smedsrud L. H. et al. The role of the Barents Sea in the Arctic climate system // *Reviews of Geophysics.* – 2013. – V. 51. – №. 3. – P. 415-449.
487. Smedsrud L. H. et al. Heat in the Barents Sea: Transport, storage, and surface fluxes // *Ocean Science.* – 2010. – V. 6. – №. 1. – P. 219-234.
488. Smedsrud L. H. et al. Nordic Seas heat loss, Atlantic inflow, and Arctic sea ice cover over the last century // *Reviews of Geophysics.* – 2022. – V. 60. – №. 1. – P. e2020RG000725.
489. Smeed D. A. Baroclinic instability of three-layer flows Part 1. Linear stability // *Journal of Fluid Mechanics.* – 1988a. – V. 194. – P. 217-231.
490. Smeed D. A. Baroclinic instability of three-layer flows Part 2. Experiments with eddies // *Journal of Fluid Mechanics.* – 1988b. – V. 194. – P. 233-259.
491. Smith W. H. F., Sandwell D. T. Global sea floor topography from satellite altimetry and ship depth soundings // *Science.* – 1997. – V. 277. – №. 5334. – P. 1956-1962.
492. Soiland H., Prater M. D., Rossby T. Rigid topographic control of currents in the Nordic Seas // *Geophysical Research Letters.* – 2008. – V. 35. – №. 18. – P. L18607.
493. Soiland H., Rossby T. On the structure of the Lofoten Basin Eddy // *Journal of Geophysical Research: Oceans.* – 2013. – V. 118. – №. 9. – P. 4201-4212.
494. Sokolovskiy M. A. Stability analysis of the axisymmetric three-layered vortex using contour dynamics method // *Computational Fluid Dynamics Journal.* – 1997a. – V. 6. – №. S2. – P. 133-156.
495. Sokolovskiy M. A. Stability of an axisymmetric three-layer vortex // *Izvestiya Atmospheric and Oceanic Physics.* – 1997b. – V. 33. – №. 1. – P. 16-26.
496. Sokolovskiy M. A., Verron J. Finite-core hetons: stability and interactions // *Journal of Fluid Mechanics.* – 2000. – V. 423. – P. 127-154.
497. Sokolovskiy M. et al. On instability of elliptical hetons // *150 Years of Vortex Dynamics.* – Springer, Dordrecht. – 2009. – P. 133-139.

498. Sokolovskiy M. A., Filyushkin B. N., Carton X. J. Dynamics of intrathermocline vortices in a gyre flow over a seamount chain // *Ocean Dynamics*. – 2013. – V. 63. – P. 741-760.
499. Sokolovskiy M. A., Verron J. Dynamics of vortex structures in a stratified rotating fluid. – Springer International Publishing. – 2014. – 382 pp.
500. Spall M. A., Chapman D. C. On the efficiency of baroclinic eddy heat transport across narrow fronts // *Journal of physical oceanography*. – 1998. – V. 28. – №. 11. – P. 2275-2287.
501. Sparnocchia S., Manzella G. M. R., La Violette P. E. The interannual and seasonal variability of the MAW and LIW core properties in the Western Mediterranean Sea // *Seasonal and interannual variability of the Western Mediterranean Sea*. – 1994. – V. 46. – P. 177-194.
502. Sparrow M. et al. Two circulation regimes of the Mediterranean outflow revealed by Lagrangian measurements // *Journal of Physical Oceanography*. – 2002. – V. 32. – №. 5. – P. 1322-1330.
503. Spreen G., Kaleschke L., Heygster G. Sea ice remote sensing using AMSR-E 89-GHz channels // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2008. – V. 113. – №. C2. – P. 1–14. <https://doi.org/10.1029/2005JC003384>
504. Stammer D., Hinrichsen H. H., Käse R. H. Can meddies be detected by satellite altimetry? // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1991. – V. 96. – №. C4. – P. 7005-7014.
505. Stammer D. Global characteristics of ocean variability estimated from regional TOPEX/POSEIDON altimeter measurements // *Journal of Physical Oceanography*. – 1997. – V. 27. – №. 8. – P. 1743-1769.
506. Stammer D., Cazenave A. (ed.). *Satellite altimetry over oceans and land surfaces*. – CRC press. – 2017. – 617 pp.
507. Straneo F., Pickart R. S., Lavender K. Spreading of Labrador sea water: an advective-diffusive study based on Lagrangian data // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. – 2003. – V. 50. – №. 6. – P. 701-719.
508. Sukoriansky S., Dikovskaya N., Galperin B. On the arrest of inverse energy cascade and the Rhines scale // *Journal of the Atmospheric Sciences*. – 2007. – V. 64. – №. 9. – P. 3312-3327.
509. Sutyurin G. Why compensated cold-core rings look stable // *Geophysical Research Letters*. – 2015. – V. 42. – №. 13. – P. 5395-5402.
510. Sutyurin G. G. How baroclinic vortices intensify resulting from erosion of their cores and/or changing environment // *Ocean Modelling*. – 2020. – T. 156 (101711). – C. 1-6.
511. Swallow J. C. A deep eddy off Cape St Vincent // *Deep-Sea Research*. – 1969. – P. 285.
512. Taburet G. et al. DUACS DT2018: 25 years of reprocessed sea level altimetry products // *Ocean Science*. – 2019. – V. 15. – №. 5. – P. 1207-1224.
513. Talley L. D., McCartney M. S. Distribution and circulation of Labrador Sea water // *Journal of Physical Oceanography*. – 1982. – V. 12. – №. 11. – P. 1189-1205.
514. Taylor G. I. Motion of solids in fluids when the flow is not irrotational // *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*. – 1917. – V. 93. – №. 648. – P. 99-113.
515. Thomas L. N. Formation of intrathermocline eddies at ocean fronts by wind-driven destruction of potential vorticity // *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. – 2008. – V. 45. – №. 3-4. – P. 252-273.
516. Thomas L. N. et al. Symmetric instability, inertial oscillations, and turbulence at the Gulf Stream front // *Journal of Physical Oceanography*. – 2016. – V. 46. – №. 1. – P. 197-217.

517. Timmermans M. L. et al. Eddies in the Canada Basin, Arctic Ocean, observed from ice-tethered profilers // *Journal of Physical Oceanography*. – 2008. – V. 38. – №. 1. – P. 133-145.
518. Tomczak M., Godfrey J. S. Regional oceanography: an introduction. – Daya books. – 2003. <http://gaea.es.flinders.edu.au/~mattom/regoc/pdfversion.html>
519. Tomczak M., Large D. G. B. Optimum multiparameter analysis of mixing in the thermocline of the eastern Indian Ocean // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1989. – V. 94. – №. C11. – P. 16141-16149.
520. Torrence C., Compo G. P. A practical guide to wavelet analysis // *Bulletin of the American Meteorological society*. – 1998. – V. 79. – №. 1. – P. 61-78.
521. Tournadre J. Sampling of oceanic rings by satellite radar altimeter // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1990. – V. 95. – №. C1. – P. 693-697.
522. Travkin V. S., Belonenko T. V. Seasonal variability of mesoscale eddies of the Lofoten Basin using satellite and model data // *Russian Journal of Earth Sciences*. – 2019. – V. 19. – №. 5. – P. 3.
523. Trodahl M., Isachsen P. E. Topographic influence on baroclinic instability and the mesoscale eddy field in the northern North Atlantic Ocean and the Nordic Seas // *Journal of Physical Oceanography*. – 2018. – V. 48. – №. 11. – P. 2593-2607.
524. Trodahl M. et al. The regeneration of the Lofoten Vortex through vertical alignment // *Journal of Physical Oceanography*. – 2020. – V. 50. – №. 9. – P. 2689-2711.
525. Troupin C. et al. High-resolution climatology of the northeast Atlantic using Data-Interpolating Variational Analysis (DIVA) // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2010. – V. 115. – №. C8.
526. Tsuchiya M. Circulation of the Antarctic intermediate water in the North Atlantic Ocean // *Journal of Marine Research*. – 1989. – V. 47. – №. 4. – P. 747-755.
527. Tsuchiya M., Talley L. D., McCartney M. S. An eastern Atlantic section from Iceland southward across the equator // *Deep Sea Research Part A. Oceanographic Research Papers*. – 1992. – V. 39. – №. 11-12. – P. 1885-1917.
528. Tychensky A., Carton X. Hydrological and dynamical characterization of meddies in the Azores region: a paradigm for baroclinic vortex dynamics // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 1998. – V. 103. – №. C11. – P. 25061-25079.
529. Van Aken H. M. The hydrography of the mid-latitude northeast Atlantic Ocean: I: The deep water masses // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. – 2000a. – V. 47. – №. 5. – P. 757-788.
530. Van Aken H. M. The hydrography of the mid-latitude northeast Atlantic Ocean II: The intermediate water masses // *Deep-Sea Research I*. – 2000b. – V. 47. – P. 789-824.
531. Van Aken H. M. The hydrography of the mid-latitude northeast Atlantic Ocean—Part III: The subducted thermocline water mass // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. – 2001. – V. 48. – №. 1. – P. 237-267.
532. Van Geffen J., Davies P. A. A monopolar vortex encounters an isolated topographic feature on a β -plane // *Dynamics of atmospheres and oceans*. – 2000. – V. 32. – №. 1. – P. 1-26.
533. van Leeuwen P. J. The propagation mechanism of a vortex on the β plane // *Journal of Physical Oceanography*. – 2007. – V. 37. – №. 9. – P. 2316-2330.
534. Vandermeirsch F. O., Carton X. J., Morel Y. G. Interaction between an eddy and a zonal jet: Part II. Two-and-a-half-layer model // *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. – 2003a. – V. 36. – №. 4. – P. 271-296.
535. Vandermeirsch F. O., Carton X. J., Morel Y. G. Interaction between an eddy and a zonal jet: Part II. Two-and-a-half-layer model // *Dynamics of Atmospheres and Oceans*. – 2003b. – V. 36. – №. 4. – P. 271-296.

536. Velasco Fuentes O. U., Van Heijst G. J. F. Collision of dipolar vortices on a β plane // *Physics of Fluids*. – 1995. – V. 7. – №. 11. – P. 2735-2750.
537. Verron J. Topographic eddies in temporally varying oceanic flows // *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*. – 1986. – V. 35. – №. 1-4. – P. 257-276.
538. Vesman A. V., Bashmachnikov I. L., Golubkin P. A., Raj R. The coherence of the oceanic heat transport through the Nordic seas: Oceanic heat budget and interannual variability // *Russian Journal of Earth Sciences*. – 2023. – V. 23. – №. 3. – P. 1-26.
539. Visbeck M., Marshall J., Jones H. Dynamics of isolated convective regions in the ocean // *Journal of Physical Oceanography*. – 1996. – V. 26. – №. 9. – P. 1721-1734.
540. Volkov D. L., Lee T., Fu L. L. Eddy-induced meridional heat transport in the ocean // *Geophysical Research Letters*. – 2008. – V. 35. – №. 20.
541. Volkov D. L., Fu L. L. On the reasons for the formation and variability of the Azores Current // *Journal of Physical Oceanography*. – 2010. – V. 40. – №. 10. – P. 2197-2220.
542. Volkov D. L., Pujol M. I. Quality assessment of a satellite altimetry data product in the Nordic, Barents, and Kara seas // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2012. – V. 117. – №. C3.
543. Volkov D. L., Belonenko T. V., Foux V. R. Puzzling over the dynamics of the Lofoten Basin—a sub-Arctic hot spot of ocean variability // *Geophysical Research Letters*. – 2013. – V. 40. – №. 4. – P. 738-743.
544. Volkov D. L., Kubryakov A. A., Lumpkin R. Formation and variability of the Lofoten basin vortex in a high-resolution ocean model // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. – 2015. – V. 105. – P. 142-157.
545. von Appen W. J., Schauer U., Somavilla R. et al. Exchange of warming deep waters across Fram Strait // *Deep Sea Research Part I: Oceanographic Research Papers*. – 2015. – V. 103. – P. 86-100.
546. von Appen W. J. V., Schauer U., Hattermann T., Beszczynska-Möller A. Seasonal cycle of mesoscale instability of the West Spitsbergen Current // *Journal of Physical Oceanography*. – 2016. – V. 46. – №. 4. – P. 1231-1254.
547. Walczowski W. Atlantic water in the nordic seas // *Properties, Variability, Climatic Importance*, GeoPlanet: Earth and Planetary Sciences (Berlin: Springer International Publishing). – 2014. – V. 174.
548. Wang G., Dewar W. K. Meddy–seamount interactions: implications for the Mediterranean salt tongue // *Journal of physical oceanography*. – 2003. – V. 33. – №. 11. – P. 2446-2461.
549. Wang Q., Danilov S., Sidorenko D. et al. The Finite Element Sea Ice-Ocean Model (FESOM) v. 1.4: formulation of an ocean general circulation model // *Geoscientific Model Development*. – 2014. – V. 7. – №. 2. – P. 663-693.
550. Wang Q., Koldunov N. V., Danilov S. et al. Eddy kinetic energy in the Arctic Ocean from a global simulation with a 1-km Arctic // *Geophysical Research Letters*. – 2020. – V. 47. – №. 14. – P. e2020GL088550.
551. Wang Z. F., Sun L., Li Q. Y., Cheng H. Two typical merging events of oceanic mesoscale anticyclonic eddies // *Ocean Science*. – 2019. – V. 15. – №. 6. – P. 1545-1559.
552. Weber H. J., Arfken G. B. Essential mathematical methods for physicists, ISE. – Elsevier, 2003.
553. Wekerle C., Wang Q., von Appen W. J. et al. Eddy-resolving simulation of the Atlantic water circulation in the Fram Strait with focus on the seasonal cycle // *Journal of Geophysical Research: Oceans*. – 2017. – V. 122. – №. 11. – P. 8385-8405.
554. Wekerle C., Hattermann T., Wang Q. et al. Properties and dynamics of mesoscale eddies in Fram Strait from a comparison between two high-resolution ocean–sea ice models. *Ocean Science*. – 2020. – V. 16. – №. 5. – P. 1225-1246.
555. White M., Bashmachnikov I., Aristegui J., Martins A. Chapter 4. Physical Processes and Seamount Productivity. In: "Seamounts: Ecology, Conservation and Management" (eds.

- Pitcher, T.J., Morato, T., Hart, P.J.B., Clark, M.R., Haggan, N. and Santos, R.S.). Fish and Aquatic Resources Series, Blackwell, Oxford, UK, ISBN: 9781405133432, 2007. 65-84 pp.
556. Wright D. G. On the stability of a fluid with specialized density stratification. Part I: Baroclinic instability and constant bottom slope //Journal of Physical Oceanography. – 1980. – V. 10. – №. 5. – P. 639-666.
557. Wu J. Z., Ma H. Y., Zhou M. D. Vorticity and vortex dynamics. Springer, Berlin, 2007. 776 p.
558. Wunsch, C. The ocean circulation inverse problem //Cambridge Univ. Press, New York, 1996. 442 pp.
559. Wunsch C. Where do ocean eddy heat fluxes matter? //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 1999. – V. 104. – №. C6. – P. 13235-13249.
560. Wunsch C. Ocean observations and the climate forecast problem //International Geophysics. – Academic Press, 2002. – V. 83. – P. 233-245.
561. Wunsch C., Ferrari R. Vertical mixing, energy, and the general circulation of the oceans //Annu. Rev. Fluid Mech. – 2004. – V. 36. – P. 281-314.
562. Wyrtki K., Magaard L., Hager J. Eddy energy in the oceans //Journal of Geophysical Research. – 1976. – V. 81. – №. 15. – P. 2641-2646.
563. Yashayaev I., Seidov D. The role of the Atlantic Water in multidecadal ocean variability in the Nordic and Barents Seas //Progress in Oceanography. – 2015. – V. 132. – P. 68-127.
564. Yu L. S., Bosse A., Fer I. et al. The Lofoten Basin eddy: Three years of evolution as observed by Seagliders //Journal of Geophysical Research: Oceans. – 2017. – V. 122. – №. 8. – P. 6814-6834.
565. Zabusky N. J., Hughes M. H., Roberts K. V. Contour dynamics for the Euler equations in two dimensions //Journal of computational physics. – 1979. – V. 30. – №. 1. – P. 96-106.
566. Zatsepin A., Kubryakov A., Aleskerova A. et al. Physical mechanisms of submesoscale eddies generation: evidences from laboratory modeling and satellite data in the Black Sea //Ocean dynamics. – 2019. – V. 69. – P. 253-266.
567. Zenk W., Schultz Tokos K., Boebel O. New observations of meddy movement south of the Tejo Plateau //Geophysical Research Letters. – 1992. – V. 19. – №. 24. – P. 2389-2392.
568. Zhurbas V., Väli G., Kuzmina N. Rotation of floating particles in submesoscale cyclonic and anticyclonic eddies: a model study for the southeastern Baltic Sea //Ocean Science. – 2019. – V. 15. – №. 6. – P. 1691-1705.
569. Zou S., Bower A. S., Lozier M. S., Furey H. H. Deep ocean circulation in the subpolar North Atlantic observed by acoustically-tracked floats //Progress in Oceanography. – 2023. – V. 211. – P. 102975.