

САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Белоненко Татьяна Васильевна

**Крупномасштабная изменчивость уровня северо-западной части
Тихого океана на основе спутниковых альтиметрических
измерений**

Специальность 25.00.28 - «Океанология»

Диссертация на соискание ученой степени
доктора географических наук

Санкт-Петербург
2014

Содержание

	Стр.
Введение.....	4
ГЛАВА 1. Описание используемых материалов и методов их анализа	
1.1. Альтиметрические измерения уровня океана.....	14
1.2. Спектральный и вейвлет-анализ колебаний уровня на мареографных постах.....	26
1.3. Вейвлет-анализ альтиметрических измерений уровня океана в отдельных пунктах региона	33
1.4. Классификация и методы анализа пространственно-временной изменчивости уровня и течений.....	40
ГЛАВА 2. Градиентно-вихревые волны в северо-западной части Тихого океана	
2.1. Гидродинамическая интерпретация низкочастотной изменчивости колебаний уровня океана как распространение градиентно-вихревых волн в океане.....	53
2.2. Волны Россби и шельфовые волны в северо-западной части Тихого океана	86
2.3. Кинематика стояче-поступательных волн в море и океане.....	96
2.4. Адвекция хлорофилла волнами Россби.....	114
2.5. Адвекция тепла волнами Россби	119
2.6. Волны или вихри?.....	123
ГЛАВА 3. Закономерности изменчивости уровня в северо-западной части Тихого океана	
3.1. Тренды уровня моря в реперных мареографных пунктах.....	136
3.2. Тренды уровня моря по данным спутниковых альтиметрических	

измерений.....	142
3.3. Об изменчивости уровня океана и повторяемости штормовых нагонов по данным мареографных постов северо-западной части Тихого океана.....	147
3.4. Математическое ожидание, среднеквадратическое отклонение и коэффициент вариации абсолютной динамической топографии поверхности моря.....	160
3.5. Дивергенция полных потоков.....	172
3.6. Синоптическая изменчивость уровня и течений по данным спутниковых измерений.....	179
3.7. Стерические колебания уровня в Курильском районе северо-западной части Тихого океана.....	203
3.8. Механизм и интерпретация годовых и полугодовых колебаний уровня океана.....	221

ГЛАВА 4. Геострофические течения

4.1. Среднемноголетние течения, рассчитанные по абсолютной и относительной динамической топографии поверхности моря.....	251
4.2. Среднегодовые течения, рассчитанные по абсолютной и относительной динамической топографии поверхности моря.....	259
4.3. Среднемесячные течения, рассчитанные по абсолютной и относительной динамической топографии поверхности моря.....	263

ПРИЛОЖЕНИЕ	270
------------	-----

Заключение.....	274
Список публикаций по теме диссертации.....	283
Список используемой литературы.....	290

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы исследования.

Уровень океана, являясь интегральной характеристикой, несущей в себе информацию о термодинамическом состоянии океана, может рассматриваться и как индикатор синоптических, сезонных и климатических изменений на Земле (Church, White, 2011). Особую актуальность приобретает проблема возможных колебаний уровня океана в связи с дискуссией о повышении уровня Мирового океана и механизмах антропогенных изменений (Малинин, 2012). Вот почему изучение колебаний уровня океана и вклада в них различных факторов является одним из приоритетных направлений исследования Мирового океана. Исследование природы колебаний уровенной поверхности необходимо для понимания причин наблюдаемых изменений в системе бассейна Тихого океана.

Развитие современной океанологии невозможно без применения спутниковых методов получения информации об океане, что обусловлено их неоспоримыми преимуществами, к главным из которых относятся: пространственная репрезентативность, обеспечивающая проведение региональных и глобальных исследований; оперативность получения информации, возможность организации оперативного комплексного мониторинга в любой точке Мирового океана, низкая стоимость спутникового мониторинга по сравнению контактными методами исследования океана (Лаврова и др., 2011; Костяной и др., 2011). Представления об изменчивости уровня в северо-западной части Тихого океана (СЗТО) были до недавнего времени основаны на данных наблюдений за уровнем на береговых станциях (мареографах), эти измерения не дают информации об изменчивости уровня для открытых частей океана. Спутниковые альтиметрические измерения, доступные сегодня с временной дискретностью 7 суток и пространственной $1/4-1/3$ градуса широты и долготы, позволяют исследовать изменчивость уровня океана в широком диапазоне пространственно-временных масштабов и изучить основные механизмы синоптической, сезонной и межгодовой

изменчивости океанологических полей. При этом объёмы информации, получаемой с искусственных спутников Земли, колоссальны, поэтому возникает проблема выбора методов ее обработки и анализа.

Целью работы является разработка теоретических обоснований и методов оценки физических механизмов низкочастотной волновой изменчивости уровня СЗТО на основе спутниковой альтиметрической информации.

Для достижения цели исследования были поставлены следующие задачи:

- 1) Выявление физико-географических закономерностей низкочастотной изменчивости уровня и течений в СЗТО.
- 2) Обобщение полученных результатов в виде «Атласа изменчивости уровня северо-западной части Тихого океана».
- 3) Оценка сравнительного вклада в изменчивость уровня океана межгодовых, сезонных и синоптических колебаний.
- 4) Исследование эволюции вклада компонент разного масштаба изменчивости уровня для отдельных пунктов СЗТО.
- 5) Исследование полей дивергенции полных потоков в СЗТО на основе спутниковых альтиметрических измерений для различных масштабов осреднения.
- 6) Выявление межгодовой и сезонной изменчивости геострофических течений в СЗТО.
- 7) Оценка параметров градиентно-вихревых волн типа волн Россби в СЗТО и выявление закономерностей их изменчивости.
- 8) Исследование кинематики стояче-поступательных волн в море и океане.
- 9) Создание модели переноса и трансформации океанографических и биотических характеристик градиентно-вихревыми волнами в океане.
- 10) Выявление нелинейных механизмов переноса температурных свойств и пассивной примеси в СЗТО.

Для решения поставленных в работе задач:

- собран и обработан репрезентативный массив океанографической спутниковой информации, послуживший фактической основой выполненного исследования (спутники GEOSAT, ERS-1, TOPEX/Poseidon, ERS-2, GFO-1, Jason-1, Envisat, OSTM/Jason-2);
- выполнена статистическая обработка данных натурных наблюдений при различных масштабах осреднения; используемые материалы обобщены и генерализованы в виде «Атласа изменчивости уровня Северо-западной части Тихого океана»;
- получены оценки эмпирических характеристики волн Россби и шельфовых волн в СЗТО; проведено исследование кинематики этих волн;
- предложен адвективный механизм проявления волн Россби в полях пассивной примеси;
- проведен анализ изменчивости уровня с оценкой сравнительного вклада компонент разного масштаба на основе методов, связанных с вейвлет-преобразованием.

Научная новизна. Ниже приводятся основные результаты исследования, которые были получены **впервые**:

- Выявлены новые физико-географические закономерности низкочастотной изменчивости морского уровня и течений в СЗТО, описывающие оценки пределов изменчивости статистических характеристик, их пространственное распределение и особенности их межгодовой и сезонной изменчивости.
- На основе вейвлет-анализа установлена эволюция разномасштабной изменчивости морского уровня с оценкой обмена энергией между процессами различных масштабов.
- Выявлена изменчивость фронтальных зон и струйных потоков в СЗТО на основе полей дивергенции полных потоков, рассчитанных по скорости изменения уровня.

- Установлено, что для СЗТО геострофические течения, рассчитанные по аномалиям уровня, характеризуют квазистационарные вихри. Выявлены особенности их межгодовой и сезонной изменчивости.
- Показано, что синоптическая изменчивость поля скоростей течений на акватории "Мегаполигона" ($38-42^{\circ}$ с.ш., $151-157^{\circ}$ в.д.) обусловлена не только синоптическими вихрями, но и низкочастотными волновыми возмущениями.
- На основе спутниковой альтиметрической информации в СЗТО получены эмпирические оценки параметров волн Россби: средние длины волн находятся в промежутке от 134 до 879 км, периоды изменяются от 95 до 259 сут., а фазовая скорость уменьшается к северу от 7.4 см/с (на 30° с.ш.) до 1.3 см/с (на 55° с.ш.), что соответствует теоретическим оценкам по дисперсионным соотношениям.
- Показано, что вопреки сложившимся феноменологическим представлениям о низкочастотной волновой динамике как системе поступательных волн, градиентно-вихревые волны в Мировом океане являются преимущественно стояче-поступательными волнами. Исследование их кинематических особенностей на основе спутниковых альтиметрических измерений подтверждает сложную ячеистую структуру и шахматную упаковку вихревых образований в поле возвышений уровня и течений, соответствующую теоретическим представлениям о динамике волн Россби в замкнутых бассейнах.
- Выявлены нелинейные механизмы переноса температурных свойств и пассивной примеси в СЗТО, определяемые адвекцией меридиональными составляющими волн Россби.
- Разработана модель переноса и трансформации океанографических и биотических характеристик градиентно-вихревыми волнами в океане, которая позволяет объяснить проявление волн Россби в полях концентрации хлорофилла-а и температуры поверхности океана, фиксируемые на зональных изоплотах.

Основные положения, выносимые на защиту:

- 1) Физико-географические закономерности низкочастотной изменчивости морского уровня и течений в СЗТО.
- 2) Модели, описывающие изменчивость уровня океана в синоптическом диапазоне частот.
- 3) Оценка параметров градиентно-вихревых волн и выявление закономерностей их изменчивости в СЗТО.
- 4) Модель стояче-поступательных градиентно-вихревых волн и оценка их параметров для СЗТО.
- 5) Модель переноса и трансформации океанографических и биотических характеристик градиентно-вихревыми волнами в океане и нелинейные механизмы переноса температурных свойств и пассивной примеси в СЗТО.

Достоверность представленных результатов определяется репрезентативностью спутниковой альтиметрической информации, которая дает возможность исследования океанологических полей в широком диапазоне пространственно-временных масштабов изменчивости. Обоснованность научных положений, выводов и рекомендаций, содержащихся в диссертационном исследовании, обеспечивается апробированной методологией и применением современных методов анализа эмпирической информации и гидродинамических моделей, описывающих рассматриваемые процессы.

Практическая значимость работы определяется тем, что в ней на примере СЗТО разрабатываются и обобщаются основные методы обработки и интерпретации спутниковой альтиметрической информации, которые позволят на качественно новом уровне ставить и решать фундаментальные и прикладные задачи исследования океана.

В рамках проведенного исследования разработаны подходы и методология интерпретации спутниковой альтиметрической информации, ориентированные на изучение процессов, происходящих в океане, и

расширяющие возможности анализа океанологических полей с использованием спутниковой альтиметрической информации.

Представленные автором методические подходы по использованию спутниковой альтиметрической информации успешно применяются с 2003 г. по настоящее время научно-производственной компанией ООО «Морская информатика» (г. Мурманск) для информационно-прогностического обслуживания российских судовладельцев Северного и Западного бассейнов, ведущих океанический промысел массовых пелагических видов (сельдь, скумбрия, путассу, окунь, мойва) в Северо-Восточной Атлантике. Эти методические разработки позволяют экономить промысловое время и получать значительный экономический эффект за счет более рациональной эксплуатации флота. Справка о внедрении подписана директором НПК «Морская информатика», д.б.н. Д.Н. Клочковым.

Результаты исследования используются для обеспечения научного промысла рыб Тихоокеанским институтом рыбного хозяйства и океанографии (Старицын и др., 2003, 2004, 2010; Старицын, Фукс, 2008; Белоненко и др., 2010), для которого автором выполнялись работы по темам:

- «Разработка методов оценки термодинамического состояния вод в системе течений Куро-Ойясио на основе спутниковой альтиметрической информации».
- «Разработка методов прогноза океанографических условий промысла в СЗТО и дальневосточных морях на основе спутниковой информации».

Справка о внедрении научно-исследовательских разработок автора с 2002 г. по настоящее время при научном обеспечении промысловых экспедиций и оперативном промысле промысловых скоплений пелагических стайных планктофагов (тихоокеанская сайра, пелагические виды кальмаров и др.) в Южно-Курильском промысловом районе северо-западной части Тихого океана подписана Генеральным директором ЗАО «Рыбокомбинат Островной».

Результаты нашли также свое приложение в разработке программы 2001-2003 гг. «Исследование изменчивости океанологических условий промысла по совместным данным спутниковых альтиметрических и ИК-измерений», выполненной для Научно-технической фирмы «Комплексные системы» (г. Мурманск).

Исследования, составившие содержание данной работы, получили финансовую поддержку РФФИ (№№ 96-05-65157, 98-05-64468, 98-05-64468б, 04-05-64876, 08-05-07006, 11-05-07008, 12-05-00009, 12-05-00008) и Минвуза (ГРНТИ № Г 10-16), ФЦП «Мировой океан» (1998-2002 гг.), АВЦП Минобрнауки "Развитие научного потенциала высшей школы", Мероприятие 2.1.1 (2010-2011 гг.), ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», Мероприятие 1.2.1 (2010-2012 гг., ГК П728 от 20 мая 2010), Мероприятие 1.1 (2010-2012 гг., ГК № 14.740.11.0201 от 15.09.2010).

Апробация работы. Основные результаты, составившие содержание данной работы, докладывались на российских и международных конференциях, в том числе на научно-технической конференции МГИ АН УССР. (Севастополь, 1987), IV Всесоюзной конференции по географии океана (Калининград, 1989), 8 Всесоюзной конференции по промысловой океанографии (Ленинград, 1990), семинаре «Математическое моделирование и информационные технологии в исследованиях биоресурсов мирового океана» (Владивосток, 2004), Всероссийских Открытых конференциях «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса» ИКИ РАН (Москва, 2008; 2009; 2010; 2011; 2012, 2013), Первой всероссийской конференции по прикладной океанографии (ГОИН, 2010), Сахалинской региональной научно-технической конференции «Мореходство и морские науки» (2009; 2011; 2012), конференции «Геодинамические процессы и природные катастрофы в Дальневосточном регионе», посвященной 65-летию ИМГиГ ДВО РАН (Южно-Сахалинск, 2011), II Международной научно-практической конференция «Геосистемы: факторы развития, рациональное природопользование, методы

управления (Туапсе, 2011), XIII международной конференции по промысловой океанологии» (Калининград, 2005), XI Всероссийской конференция по проблемам рыбопромыслового прогнозирования (ПИНРО, Мурманск, 2012), Международных Школах-семинарах ИКИ РАН: «Спутниковые методы и системы исследования Земли» (Таруса, 2012, 2013, 2014), Съездах РГО (Кронштадт, 2005; Санкт-Петербург, 2010), всероссийской конференции «Применение космических технологий для развития арктических регионов» (Архангельск, 2013), а также международных конференциях PORSEC (2002; 2005, 2008; 2010; Kochi, Kerala, India, 2012), PICES (2004; 2005; 2006; 2010; Khabarovsk, Russia, 2011), PEACE (2006; 2008; 2010), Pacific-Asian Marginal Seas (PAMS - 2011, 2013), 31 International Symposia on Remote Sensing of Environment (Санкт-Петербург, 2005), 4th Coastal Altimetry Workshop (Porto, Lisbon, 2010), BIT's Marine Tech Summit (Dalian, China, 2010), 1st Annual Congress of Marine Biotechnology (WCMB-2011) (Dalian, China, 2011), Международной конференции «Потоки и структуры в жидкостях » (Владивосток. 2011, Санкт-Петербург, 2013), Ocean Sciences Meeting (Salt Lake City, Utah, USA, 2012), EGU (Вена, Австрия, 2012), 12 International Multidisciplinary Scientific GeoConference SGEM (Bulgaria, 2012), 20 YEARS OF PROGRESS IN RADAR ALTIMETRY SYMPOSIUM (Venice, Italy, 2012), Fall Meeting, AGU (San Francisco, California, USA, 2012), Дистанционное зондирование окружающей среды: научные и прикладные исследования в Азиатско-Тихоокеанском регионе» (RSAP2013). В общей сложности по теме диссертации сделано более 50 докладов на конференциях и симпозиумах.

Методологические и методические аспекты решаемой проблемы докладывались на научных семинарах кафедры океанологии факультета географии и геоэкологии СПбГУ и лаборатории региональной океанологии Научно-исследовательского института географии СПбГУ, ежегодных Итоговых сессиях Санкт-Петербургской секции Ученого совета ФГБУ «ГОИН». Материалы диссертации представлены в научно-технических отчетах по

проектам РФФИ, Минвуза, ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России», АВЦП Минобрнауки "Развитие научного потенциала высшей школы".

Личный вклад автора. Положения, выносимые на защиту, и полученные в них результаты, в основном содержатся в авторских монографии [3] и статьях, опубликованных в журналах из списка ВАК [8, 9, 10, 13, 18, 30, 31]. Кроме того, в монографиях и статьях, написанных в соавторстве, в тексте диссертации приводятся результаты, полученные автором лично. В публикациях, выполненных в соавторстве, автору принадлежат формулировка целей и задач, сбор необходимой натурной информации и выбор методов её обработки и анализа, физическая интерпретация и систематизация результатов анализа, а также подготовка публикаций. Автором разработаны модели, описывающие изменчивость уровня океана в синоптическом диапазоне частот, проведено оценивание параметров градиентно-вихревых волн и выявление закономерностей их изменчивости в СЗТО, разработаны модели стояче-поступательных градиентно-вихревых волн Тихого океана, модели переноса и трансформации океанографических и биотических характеристик градиентно-вихревыми волнами в океане, проведено исследование нелинейных механизмов переноса температурных свойств и пассивной примеси в СЗТО. Автор является руководителем текущего проекта РФФИ, а в течение многих лет являлась ответственным исполнителем большинства научных проектов РФФИ, ФЦП «Кадры» и большинства проектов, выполнявшихся в лаборатории региональной океанологии СПбГУ.

Публикации. Представленные в работе результаты и выводы в полном объеме опубликованы в ведущих отечественных и зарубежных рецензируемых научных изданиях. По теме диссертации опубликованы 6 монографий и 52 статьи, из которых 31 в журналах из списка ВАК.

Структура и объем диссертации. Работа состоит из введения, 4-х глав, заключения и списка использованных источников из 434 наименований. В ней содержится 328 страниц, включая 16 таблиц и 85 рисунков.

Благодарности. Автор выражает глубокую признательность своему научному консультанту, д.г.н., профессору СПбГУ В.Р. Фуксу за ценные советы, терпение и неустанное внимание к работе; к.г.н., доценту СПбГУ Д.К. Старицыну за поддержку и стимулирование к выполнению исследований; братьям к.г.н. А.В. и к.г.н. В.В. Колдуновым, а также к.г.н. Р.И. Маю (СПбГУ) за помощь в работе с данными; д.г.н., профессору РГГМУ В.Н. Малинину за мотивацию и многостороннюю помощь; к.ф.-м.н. А.И. Гинзбург (ИО РАН) за полезные замечания при подготовке рукописи; к.ф.-м.н. С.А. Лебедеву (Геофизический центр РАН) за профессиональное обсуждение работы. Автор благодарит соавторов своих публикаций за плодотворное сотрудничество и помощь, а также д.г.н., профессора СПбГУ В.В. Дмитриева, д.ф.-м.н. Г.В. Шевченко (ИМГиГ ДВО РАН), д.г.н. Е.А. Захарчука (СПбГОИН им. Н.Н.Зубова), к.г.н. В.Б. Лобанова (ТОИ РАН), к.г.н. Г.А. Власову (ТОИ РАН), д.ф.-м.н. И.А. Репину (ИФА им. А.М. Обухова РАН), к.г.н. И.Л. Башмачникова (Институт океанографии, Лиссабон, Португалия), Ph.D. Д.Л. Волкова (University of Miami/ NOAA — Atlantic Oceanographic and Meteorological Laboratory) за внимание к работе и полезные замечания. Автор признателен друзьям и коллегам в российских и зарубежных научных центрах за плодотворное сотрудничество и моральную поддержку.

ГЛАВА 1. Описание используемых материалов и методов их анализа

1.1. Альтиметрические измерения уровня океана

Инструментальным измерениям уровня моря, традиционно получаемым мареографами, свойственны два существенных ограничения: неравномерное распределение в пространстве приборов и частые искажения данных под влиянием движений земной коры и других воздействий. Принципиально новые возможности исследований уровня поверхности океана открыло появление спутниковой альтиметрии, которая относится к одному из активных методов дистанционного зондирования поверхности Земли с борта космического аппарата.

Альтиметрия даёт почти глобальное покрытие и высокую точность измерений. Для сравнения и уточнения спутниковых альтиметрических данных широко используются измерения уровня моря на береговых станциях. Подобные сравнения проводились различными учёными для разных спутников и показали, что эти два типа данных очень хорошо согласуются друг с другом как в глобальном масштабе (Cheney et al. 1994, Fu et al. 1994; Haines et al. 1998; Cazenave et al. 1998; Chambers et al. 1998; Mitchum 1994, 2000), так и на локальном уровне (Morris and Gill 1994; White et al. 1994).

Основные программы спутниковой альтиметрии можно условно разделить на два типа:

1. Геодезические - направлены на решение геодезических задач: уточнение формы и высот геоида и гравитационного поля Земли. При этом параметры орбиты подбираются таким образом, чтобы плотность покрытия подспутниковыми трассами (треками) Мирового океана была максимальной — в пределах нескольких километров.

2. Изомаршрутные — направлены на осуществление мониторинга изменчивости высоты морской поверхности (спутники GEOSAT (1985), ERS-1 (1991), TOPEX/Poseidon (1992), ERS-2 (1995), GFO-1 (GEOSAT Follow-On)

(1998), Jason-1 (2001), Envisat (2002), OSTM/Jason-2 (2008)). Круг задач, которые могут решаться в рамках этих программ, достаточно широк — от различных океанологических исследований до изучения глобальных изменений климата. Изомаршрутные съемки предполагают повторяемость трасс в пределах ± 1 км через определенный период (цикл) времени. Они позволяют реализовать режим повторных измерений по сетке равномерно расположенных по поверхности Земли треков.

Изомаршрутная программа GEOSAT, по мнению многих специалистов, стала началом новой эры в развитии спутниковой океанологии (Denker and Rapp, 1990; Douglas and Cheney, 1990), тогда точность определения измерения альтиметра составляла 7 см (Cheney et al., 1991a; 1991b). Спутники ERS1/2, GFO-1 и Envisat имеют инструментальную точность альтиметра не превышающую 5 см (Francis et al., 1993; Kramer, 2002). Спутники международной программы мониторинга поверхности океана TOPEX/Poseidon, Jason-1 и OSTM/Jason-2 обеспечивают точность около 2 см (Bonnefond et al., 2003). Это специализированная программа альтиметрических измерений США (NASA ¹) и Франции (CNES ²), основная цель которой — исследование мезомасштабной изменчивости топографии морской поверхности и динамики океана (Fu et al., 1994).

Альтиметры производят измерения вдоль подспутниковых треков с временной дискретностью в 1 секунду, что, исходя из средней скорости полёта спутника, соответствует пространственной дискретности измерений примерно в 7 км. Тем не менее, пространственное разрешение этих измерений для земного шара ограничивается близостью треков друг к другу, а промежуток времени между измерениями в одной и той же точке зависит от цикла повторяемости треков спутника. Так, например, повторяемость треков

¹ NASA (*National Aeronautics and Space Administration*) - Национальное управление по воздухоплаванию и исследованию космического пространства США

² CNES (*Centre national d'études spatiales*) - Национальный центр космических исследований Франции

TOPEX/Poseidon составляет 9.92 суток, а расстояние между треками на экваторе – 310 км. Для спутников ERS1/2 эти показатели составляют: 35 суток и 80 км, а для GEOSAT и GFO: 17 суток и 165 км соответственно. То есть, чем короче цикл повторяемости треков, тем меньше пространственное разрешение измерений.

Используемый нами массив альтиметрической информации был получен из банка данных **AVISO** (Archiving, Validation and Interpretation of Satellite Oceanographic Data) проекта **DUACS** (Data Unification and Altimeter Combination System), который является частью сегмента обработки данных мультимиссионной спутниковой альтиметрии (SSALTO), реализуемого французским космическим агентством. Система обрабатывает данные спутников Jason-1/2, TOPEX/Poseidon, Envisat, GFO-1, ERS1/2, GEOSAT, и предоставляет их пользователю в двух разновидностях³:

1. Вдольтрековые данные (along-track), полученные в хронологической последовательности по измерениям отдельных спутников.

2. Гридированные данные (gridded) – данные в узлах регулярной сетки. Это однородный по пространству и времени массив данных о возвышениях уровня моря, объединяющий измерения со всех вышеперечисленных спутников.

Использование единой терминологии является очень важным условием для работы со спутниковыми данными. Ниже перечислены некоторые основные понятия, используемые в спутниковой альтиметрии.

Земной эллипсоид - эллипсоид вращения, наилучшим образом представляющий фигуру геоида, т. е. фигуру Земли в целом. Для наилучшего представления геоида в пределах всей Земли обычно вводят общий земной эллипсоид и определяют его так, чтобы:

- центр эллипсоида совпадал с центром масс Земли,
- плоскость экватора и малая ось его совпадали соответственно с плоскостью экватора и осью вращения Земли,

³ <http://www.aviso.oceanobs.com/>

- сумма квадратов отклонений геоида от земного эллипсоида была наименьшей.

Поскольку требования к общеземным эллипсоидам на практике удовлетворяются с некоторыми допусками, а выполнение последнего условия в полном объеме невозможно, то в геодезии и смежных науках могут использоваться различные реализации эллипсоида, параметры которых очень близки, но не совпадают.

Референц-эллипсоид (от лат. *referens* — сообщающий, вспомогательный) - земной эллипсоид с определёнными размерами и положением в теле Земли, служащий вспомогательной математической поверхностью, к которой приводят результаты геодезических измерений и на которую тем самым проектируются пункты опорной геодезической сети. Определяется двумя параметрами: большая и малая полуоси, или экваториальный радиус – a и коэффициент сжатия – f .

Гравитационное поле Земли (ГПЗ) - поле силы тяжести, обусловленное притяжением Земли и центробежной силой, вызванной её суточным вращением. ГПЗ характеризуется силой тяжести, потенциалом силы тяжести и различными производными от него. Гравитационное поле зависит от распределения масс Земли, и следовательно, обладает изменчивостью. В частности, поверхностные изменения масс в атмосфере, океане, гидросфере и криосфере влияют на сезонную изменчивость гравитационного поля (Wahr et al., 1998), а такие процессы, как таяние и образование ледников дают долгопериодные вековые и квази-вековые колебания (Moore, 2005).

Геопотенциал (потенциал силы тяжести Земли) - часть потенциала силы тяжести, обусловленная только притяжением масс Земли.

Геоид - фигура, которую образовала бы поверхность Мирового океана при некотором среднем уровне моря, свободном от возмущений приливами, течениями, анемобарическими условиями и т. д., но находящемся под воздействием сил притяжения Земли и центробежной. Поверхность геоида

является одной из уровенных поверхностей потенциала силы тяжести (эквипотенциальной поверхностью). Эта поверхность, мысленно продолженная под материками, образует замкнутую фигуру, которую принимают за сглаженную фигуру Земли.

Отклонения реального среднего уровня моря от геоида могут быть более 2 м, что связано, в первую очередь, с динамическим балансом крупномасштабных океанских течений (геострофия). Поверхность геоида везде перпендикулярна отвесной линии, благодаря чему можно проследить положение объектов – их отклонение от невозмущенного состояния (высоту или глубину) с помощью измерительных средств.

Уточнение высоты геоида h_{geoid} в открытом океане (или его формы) является одной из основных задач спутниковой альтиметрии. По современным данным высоты геоида над общим земным эллипсоидом меняются в пределах от -107 (Юг Индии) до 87 м (Северо-Восточное побережье Новой Гвинеи). Среднеквадратическое отклонение высоты геоида в целом по земному шару составляет около 30 м. Форма геоида имеет волновую структуру относительно эллипсоида. Для сравнительно коротких длин волн (от нескольких километров до нескольких сотен километров) геоид хорошо отражает форму донной топографии, например, над подводной горой будет образовываться выпуклость морской поверхности, за счёт того, что гравитационное притяжение сильнее непосредственно над горой и притягивает воду из прилежащих областей. Этот принцип использовался для построения карт морского дна многими учёными (Smith and Sandwell, 1997).

По спутниковой альтиметрии рассчитываются следующие высоты морской поверхности:

SSH (Sea Surface Height) — высота морской поверхности относительно отсчетного эллипсоида рассчитывается по высоте спутника над морем h_{alt} (расстояние от центра масс спутника до поверхности Земли), полученной в

результате обработки данных спутниковой альтиметрии, и по высоте орбиты h_{orb} самого спутника:

$$SSH = h_{orb} - h_{alt}$$

Данные SSH, рассчитанные относительно референц-эллипсоида, предоставляются пользователям архива AVISO в различных модификациях:

1. IGDR (near-real time): Interim Geophysical data record.

Промежуточные геофизические данные (почти в реальном времени), которые содержат достаточно большие ошибки расчета высоты орбиты: ERS-1, ERS-2 и Envisat - 10 см (Gaspar and Ogor, 1996); GFO-1 – 5-6 см (Shum and Zhao, 2000); TOPEX/Poseidon, Jason-1 и OSTM/Jason-2 – 4 см (Menard and Fu, 2000). Плюсом этих данных является быстрота формирования и предоставления пользователю – 2-3 дня.

2. GDR (Geophysical Data Records): delayed time. Геофизические данные с задержкой по времени. После уточнения по данным наземных навигационных систем и GPS, точность расчета высоты орбиты повышается: ERS-1, ERS-2 и Envisat – 5-7 см (Gaspar and Ogor, 1996); GFO-1 – 5 см (Shum and Zhao, 2000); TOPEX/Poseidon, Jason-1 и OSTM/Jason-2 – 2,5 см (Menard and Fu, 2000). Задержка формирования и предоставления – 1,5 – 2 месяца, делает невозможным использование их в оперативном режиме. Отличительной особенностью этих данных является тот факт, что все поправки (за исключением инструментальной), прилагаются в формате записи данных. Пользователям предлагается самостоятельно решать, какие поправки необходимо учитывать, что требует глубокого знания моделей и алгоритмов, по которым эти поправки рассчитываются.

3. CorSSH - Corrected Sea Surface Heights. Скорректированные значения SSH.

Альтиметр с высокой точностью измеряет SSH над референц-эллипсоидом, однако, основной характеристикой, интересующей океанографов, является отклонение морской поверхности от геоида (в силу определения геоида, как

невозмущённой поверхности океана). Эта характеристика называется динамической топографией (**Dynamic Topography - DT**) или абсолютной динамической топографией (**Absolute Dynamic Topography - ADT**): $ADT = SSH - h_{\text{geoid}}$

Таким образом, высота морской поверхности относительно референц-эллипсоида – это сумма высоты геоида (относительно того же эллипсоида) и абсолютной динамической топографии (рис.1.1.1):

$$SSH = ADT + h_{\text{geoid}}$$

В океанологических исследованиях значения ADT важны, так как по ним можно рассчитать геострофические течения. Тем не менее, неточное определение высоты геоида изначально ограничивало океанологов и до сих пор препятствует полновесному использованию альтиметрических измерений (Nerem, 1994; Rio et al, 2006).

В качестве альтернативы, широко используются значения аномалий уровня моря (**Sea Level Anomaly - SLA**), которые определяются как отклонение от средней высоты морской поверхности (**Mean Sea Surface Height - MSSH**): $SLA = SSH - MSSH$

Анализ аномалий уровня привёл к значительным прогрессам в наших знаниях о динамике океана (Fu and Cazenave, 2001). **MSSH** рассчитывается путём осреднения данных, полученных в результате альтиметрических измерений одного или нескольких спутников. Теоретически в ней содержится информация о средней циркуляции океана.

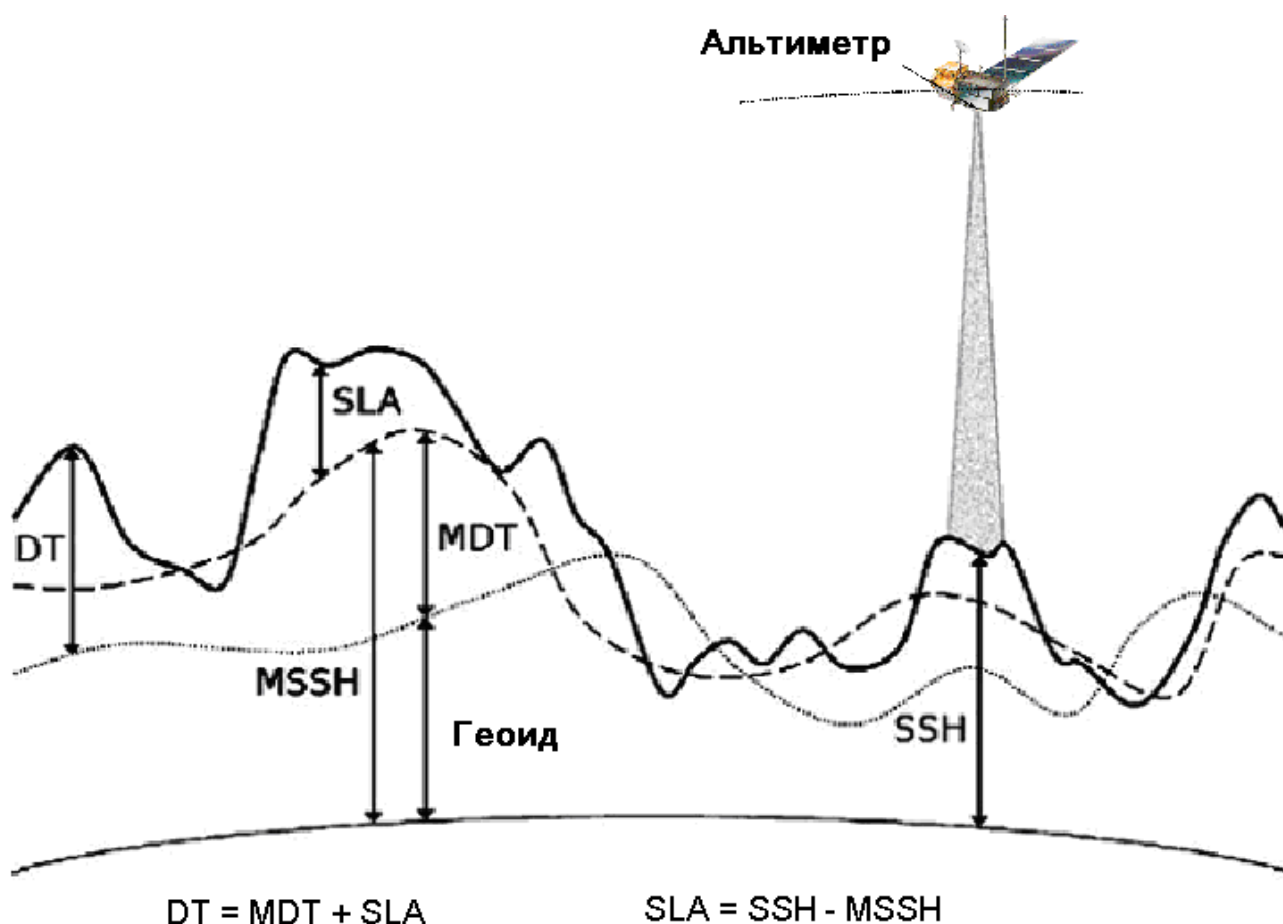


Рис. 1.1.1. Схема основных поверхностей, используемых при альтиметрических измерениях и обработке полученных данных.

На рисунке 1.1.2 представлена карта уровенной поверхности Мирового океана, полученная осреднением альтиметрических данных **SSH** за период 1993-1999 гг. Топография уровенной поверхности представлена в отклонениях (м) относительно отсчетного референц-эллипсоида спутника TOPEX/Poseidon. В расчетах использованы данные спутников TOPEX/Poseidon, ERS-1, ERS-2, Geosat. Диапазон изменчивости альтиметрических измерений SSH от -80 до 80 метров. Среди главных особенностей рельефа поверхности уровня **SSH** выделяются: перепады порядка 100 м на пространственных масштабах 1000 км, связанные с неоднородностями плотности мантии Земли; неоднородности в несколько метров на пространственных масштабах сотни километров, обусловленные распределением специфических водных масс в океане;

перепады в несколько метров на пространственных масштабах десятки километров, связанные главным образом с влиянием рельефа дна и процессами в верхнем слое океана. В **SSALTO/DUACS** в качестве средней морской поверхности **MSS (Mean Sea Surface)** используется модель **CLS01** (Hernandez et al., 2001), содержащая осреднения данных SSH за 7 лет (1993-1999) спутниковых наблюдений. Везде, где отсутствуют альтиметрические данные, они заменяются на значения из модели геоида EGM96. Пространственное разрешение модели **CLS01** составляет $1/30^\circ$ (2 мин $\sim$ 4 км).

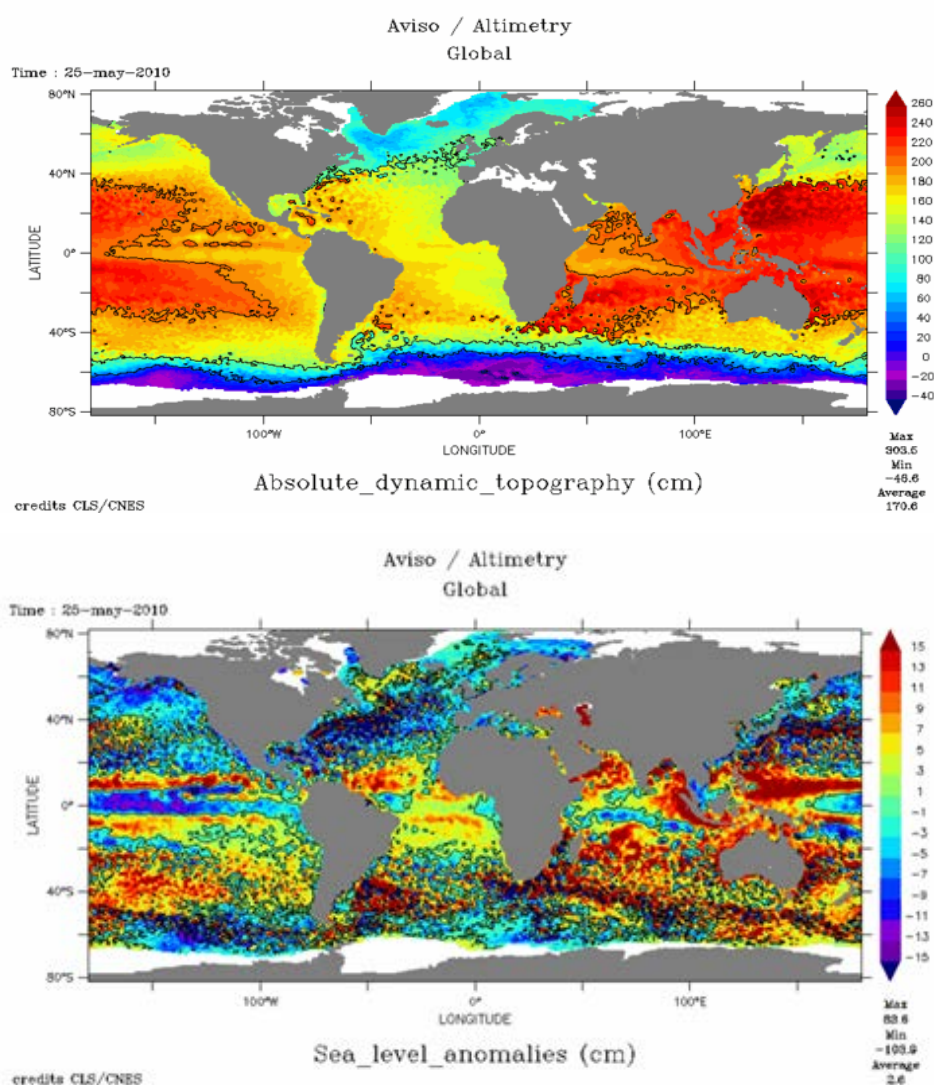


Рис. 1.1.2. Абсолютная динамическая топография ADT (вверху) и аномалии уровня моря SLA (относительная динамическая топография) (внизу) для Мирового океана.

Процедура пересчёта вдольтрековых измерений в узлы регулярной сетки основана на комбинировании данных с разных спутников методом оптимальной интерполяции с реалистичными корреляционными функциями. На выходе получаются карты SLA и ADT (соответствующие продуктам MSLA и MADT, о которых будет сказано далее), которые значительно улучшает оценку мезомасштабных процессов в океане (Le Traon and Dibarboure, 1999; Le Traon et al., 2001; Pascual et al., 2006), а однородные поля возвышений уровня моря служат основой для расчета геострофических течений.

В AVISO доступны два вида пространственного разрешения сетки: **высокое разрешение** ($1/3^\circ \times 1/3^\circ$, сетки Меркатора) и **низкое разрешение** ($1^\circ \times 1^\circ$, сетки Меркатора). Также данные доступны в декартовой сетке $1/4^\circ \times 1/4^\circ$. Вдольтрековые значения SLA окончательно формируются и рассчитываются значения ADT по формуле: **ADT = SLA + MDT**, где MDT – это средняя динамическая топография (Mean Dynamic Topography). MDT - это часть MSSH, которая отвечает за квазистационарные течения, таким образом: **MDT = MSSH - h_{geoid}** .

Значения SLA и ADT в узлах регулярной сетки предоставляются пользователю в двух вариантах:

1. **RT & NRT (Near Real Time)** Почти в реальном времени (задержка от семи суток). Эти массивы создаются для оперативной работы, но качество данных в них низкое.
2. **DT (Delayed Time)** С задержкой по времени (2 месяца). Данные более точные, чем в RT & NRT за счёт ввода дополнительных корректировок и уточнения поправок. Массивы DT содержат две серии данных:
 - **"Ref" (Reference), опорные данные:** однородные массивы, в основе которых лежит информация со спутников, у которых одинаковый базовый трек (Jason-2/Envisat или Jason-1/Envisat или Topex/Poseidon/ERS). Качество этих данных не лучшее, зато временная дискретность постоянна.

- **"Upd" (Updated), обновляемые данные:** массивы, рассчитанные по данным до четырёх спутников одновременно (Jason-2/Jason-1/Topex/Poseidon/Envisat/GFO). Методики расчета и временная дискретность улучшаются, но качество не однородное за весь период наблюдений.

Для каждого из вышеперечисленных вариантов пользователям предоставляются:

1. MSLA - (Maps of) Sea Level Anomalies & geostrophic velocity anomalies. Карты аномалий уровня моря и рассчитанные по ним геострофические течения.
2. MADT - (Maps of) Absolute Dynamic Topography & absolute geostrophic velocities. Карты превышений уровня моря над геоидом и рассчитанные по ним геострофические течения. Динамическая топография – это сумма SLA и MDT (в данном случае это модель Rio05).

Диапазон изменчивости значений абсолютной динамической топографии **ADT** от -40 до 260 см. Диапазон изменчивости значений аномалий уровня **SLA** от -30 до 30 см (рис. 1.1.2). На карте абсолютной динамической топографии отображаются крупномасштабные пространственно-временные неоднородности, связанные с циркуляцией океанских течений, обусловленные крупномасштабными динамическими процессами в океане. Карты аномалий уровня океана фиксируют неоднородности гораздо меньших пространственно-временных масштабов, обусловленные мезомасштабной и синоптической изменчивостью различных океанологических процессов, в частности, отражающих существенный вклад в эту изменчивость синоптических вихрей и градиентно-вихревых волн в океане.

В диссертации в качестве реперных наблюдений также используются береговые мареографные измерения. Существуют два принципиально различных метода наблюдений за морским уровнем: во-первых, береговые футшточные или мареографные измерения уровня, по которым имеются длительные ряды наблюдений, именно на этих материалах основаны

современные представления об его изменчивости, и, во-вторых, спутниковая альтиметрия. Наблюдения на мареографных станциях имеют значительно большую продолжительность, чем ряды альтиметрических наблюдений, чья история начинается с запуска спутника Torex/Poseidon в 1992 году.

Центр уровня моря Гавайского университета (UHSLC) предоставляет свободный доступ к архиву данных наблюдений за уровнем на мареографных станциях. Данные среднемесячных, среднесуточных и ежечасных измерений уровня моря на береговых станциях северной части Тихого океана опубликованы и постоянно пополняются на Интернет сайте: <http://ilikai.soest.hawaii.edu>.

Архив данных JASL собирает ежечасные данные от региональных и национальных сетей наблюдения за уровнем моря. Данные проверяются и исправляются очевидные ошибки, такие как выбросы и сдвиги во времени. Продолжительность рядов в разных пунктах различна, некоторые ряды имеют значительные пропуски, обусловленные различного рода причинами. Пропуски, не превышающие 25 часов, интерполируются. Количество более продолжительных пропусков можно узнать из показателя полноты ряда (Completeness index - CI), представляющего собой процентное соотношение количества имеющихся данных к общей длине ряда, включающего в себя и пропуски.

1.2. Спектральный и вейвлет анализ колебаний уровня на мареографных постах

Для оценки нестационарности колебаний уровня моря на основных энергонесущих частотах рассмотрим спектры и графики вейвлет-коэффициентов колебаний уровня моря в отдельных мареографных постах Тихого океана на (рис. 1.2.1-8). Спектральный анализ является традиционным методом исследования временных реализаций. Для анализа нестационарности колебаний уровня океана применялся вейвлет-анализ. Вейвлет-преобразование сигнала является обобщением спектрального анализа. В нем роль простых колебаний играют вейвлеты – солитонообразные функции двух аргументов – масштаба и сдвига. Понятие частоты классического спектрального анализа здесь заменено временным масштабом и, чтобы перекрыть «короткими волнами» всю временную ось, введен сдвиг функций во времени.

Результатом вейвлет-преобразования одномерного ряда является двумерный массив амплитуд вейвлет-преобразования – значения коэффициентов $W(a,b)$. Распределение этих значений в пространстве (a,b) дает информацию об эволюции относительного вклада компонент разного масштаба в изменчивость процесса во времени. Тем самым вейвлет-анализ позволяет исследовать модуляцию исследуемой характеристики для различных масштабов изменчивости.

Полученные коэффициенты можно представить в графическом виде: на оси абсцисс – сдвиги вейвлета (ось времени), на оси ординат – масштабы, значения вейвлет-коэффициентов фиксируются цветом: чем больше значение коэффициента, тем ярче цвет. Получившееся изображение называют вейвлет-изображением. На вейвлет-изображении видны все характерные особенности исследуемого процесса: масштаб и интенсивность временных изменений, направление и величина трендов, наличие, расположение и длительность областей, соответствующих повышенным значениям вейвлет-коэффициентов – то есть все основные факторы, характеризующие изменчивость исследуемой

характеристики. Более детальное описание метода вейвлет-анализа дано в п. 1.4 монографии [5]. Обратимся к графикам.

Станция 055 Kwajalein, координаты 08-44N и 167-44E, период наблюдения 1946-2005 гг., дискретность данных – одни сутки. На рис. 1.2.1 кроме для годовой (максимум амплитудного спектра 28 мм), полугодовой (19 мм) и третьгодовой (8 мм) гармоник, в спектре колебаний уровня моря выражены периоды: от 2 до 3 лет (15 мм), а также порядка 4 года (19 мм) и 5 лет (22 мм). Несмотря на доминирование годового и полугодового периодов в спектре колебаний уровня моря, на картине вейвлет-преобразования видны существенные неоднородности по времени в интенсивности этих колебаний (рис. 1.2.2). Вероятно, это связано со значительной энергией нестационарных колебаний с периодами от 20 до 50 месяцев, проявляющихся только в отдельные промежутки времени.

Станция 351 Ofunato, координаты 39-01N и 141-45E, период наблюдения 1965-2005 гг., дискретность данных – одни сутки. Кроме годовой (67 мм) и полугодовой (13 мм) гармоник, в спектре колебаний уровня моря выражены периоды: 14,5 месяцев (8 мм), 4,5 года (8 мм) (рис. 1.2.3). На графике вейвлет-коэффициентов видно доминирование годовой периодичности над другими и её устойчивость, что чётко проявляется в спектре колебаний уровня моря. Временная изменчивость годовой гармоник выражена не ярко, что может свидетельствовать о достаточной стационарности по времени процессов на этом периоде (рис. 1.2.4).

Станция 362 Nagasaki, координаты 32-44N и 129-52E, период наблюдения 1985-2005 гг. Кроме устойчивых годовой (65 мм) и полугодовой (8 мм) гармоник, в спектре колебаний уровня моря выражены энергонесущие периоды: 14,5, 15,5, 17, 19 месяцев (порядка 5-7 мм), 2,4 года (5 мм) (рис. 1.2.5). Годовой ход уровня моря на станции Nagasaki выражен слабее, чем на станции Ofunato, однако также доминирует в общей изменчивости временного хода (рис. 1.2.6).

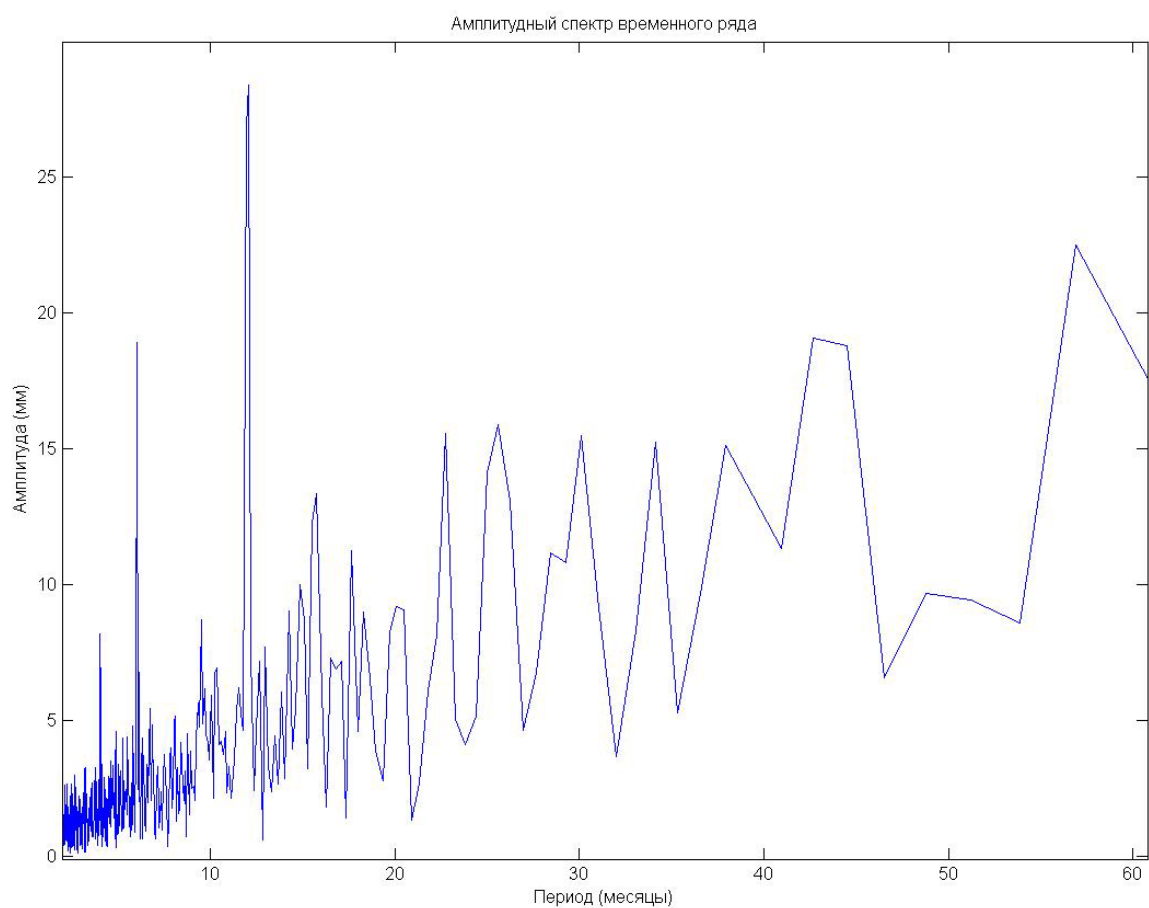


Рис. 1.2.1. Амплитудный спектр колебаний уровня на станции 055 Kwajalein.

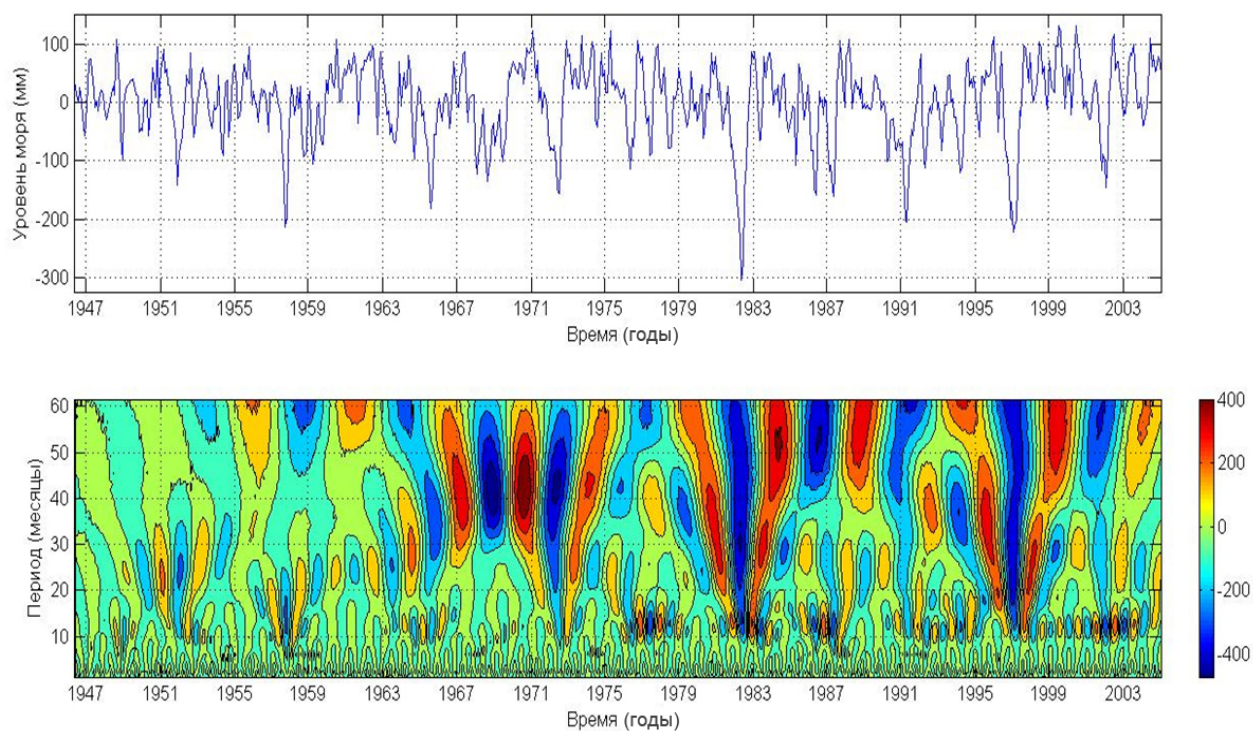


Рис. 1.2.2. Вейвлет-изображение колебаний уровня на станции 055 Kwajalein.

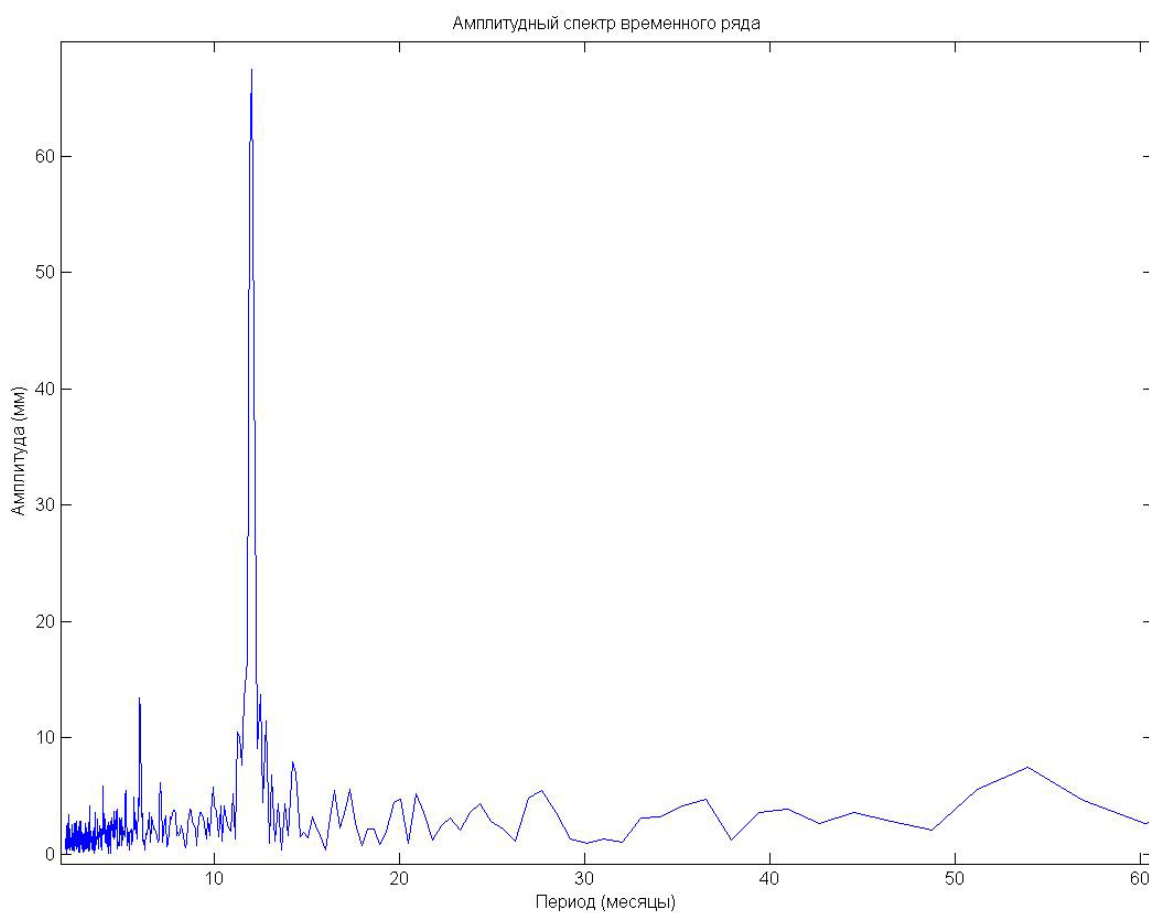


Рис. 1.2.3. Амплитудный спектр колебаний уровня на станции 351 Ofunato.

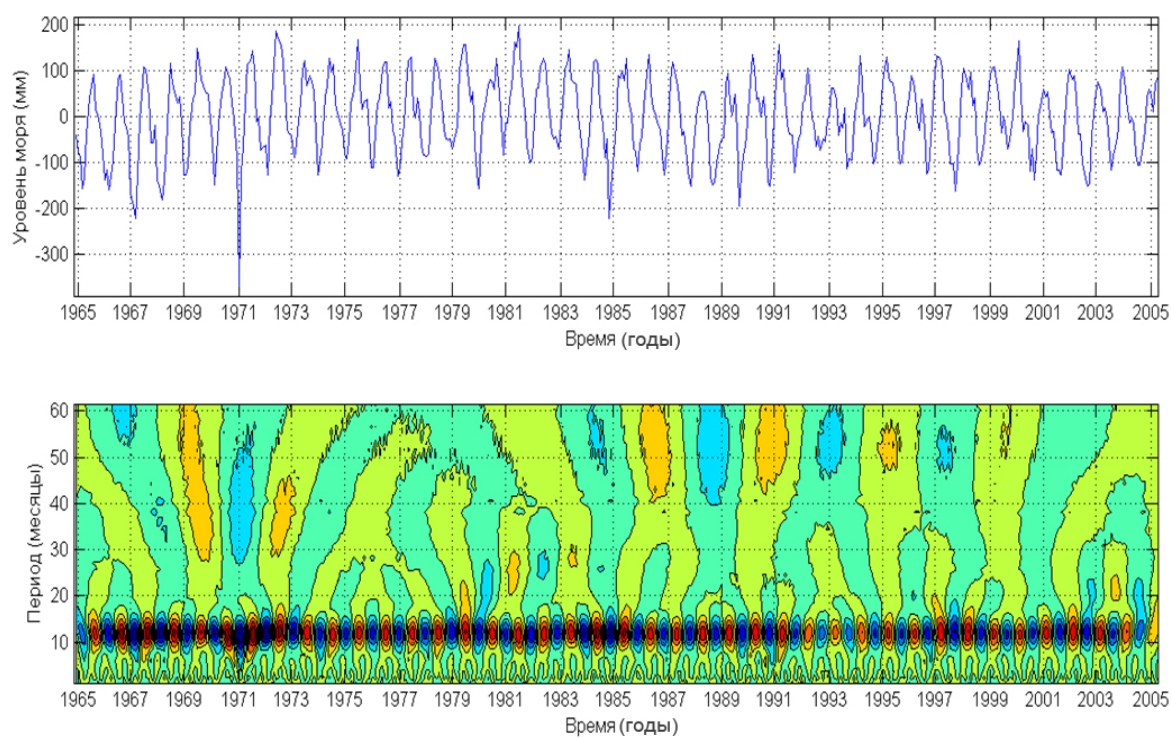


Рис. 1.2.4. Вейвлет-изображение колебаний уровня на станции 351 Ofunato.

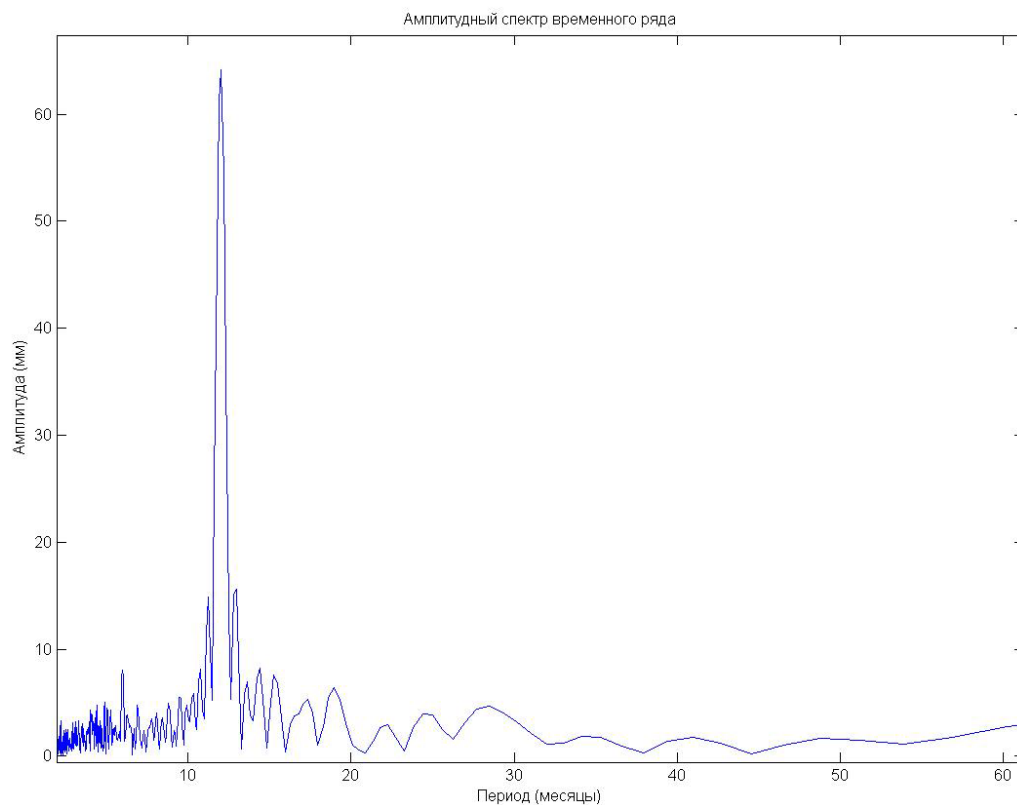


Рис. 1.2.5. Амплитудный спектр колебаний уровня на станции 362 Nagasaki.

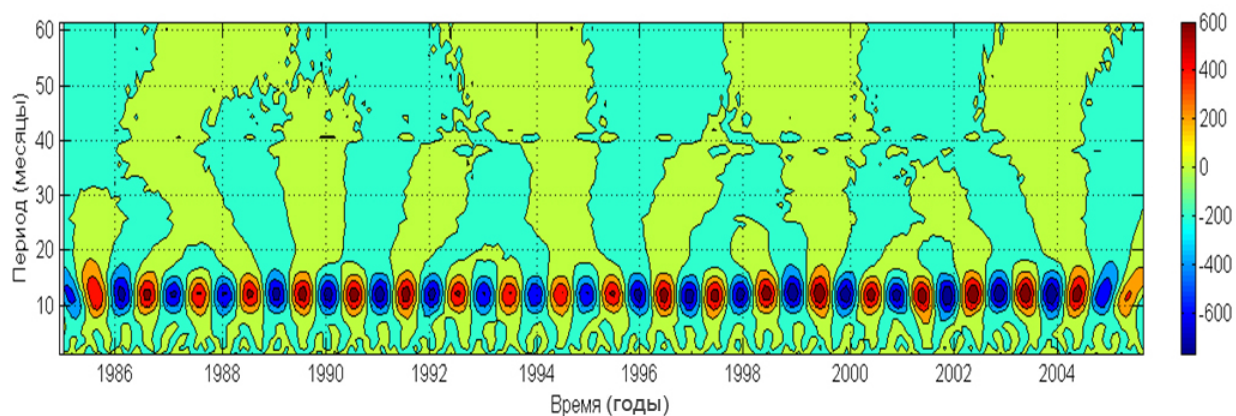
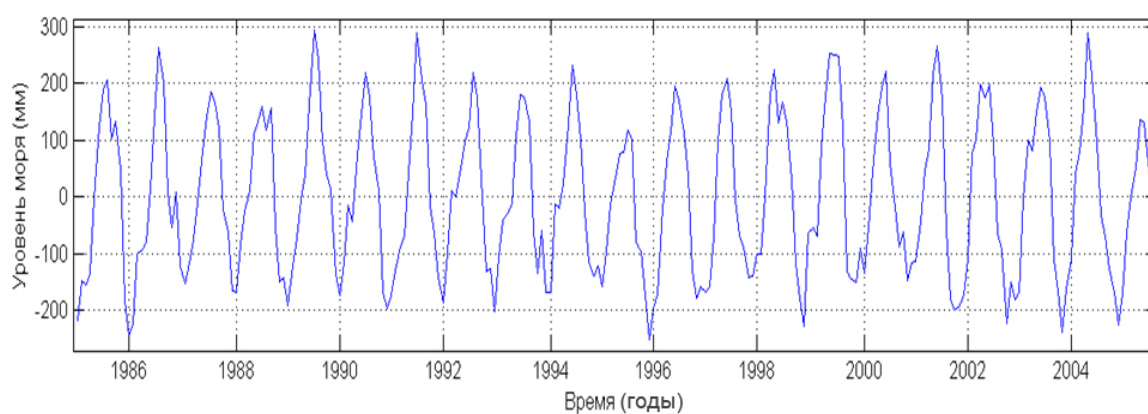


Рис. 1.2.6. Вейвлет-изображение колебаний уровня на станции 362 Nagasaki.

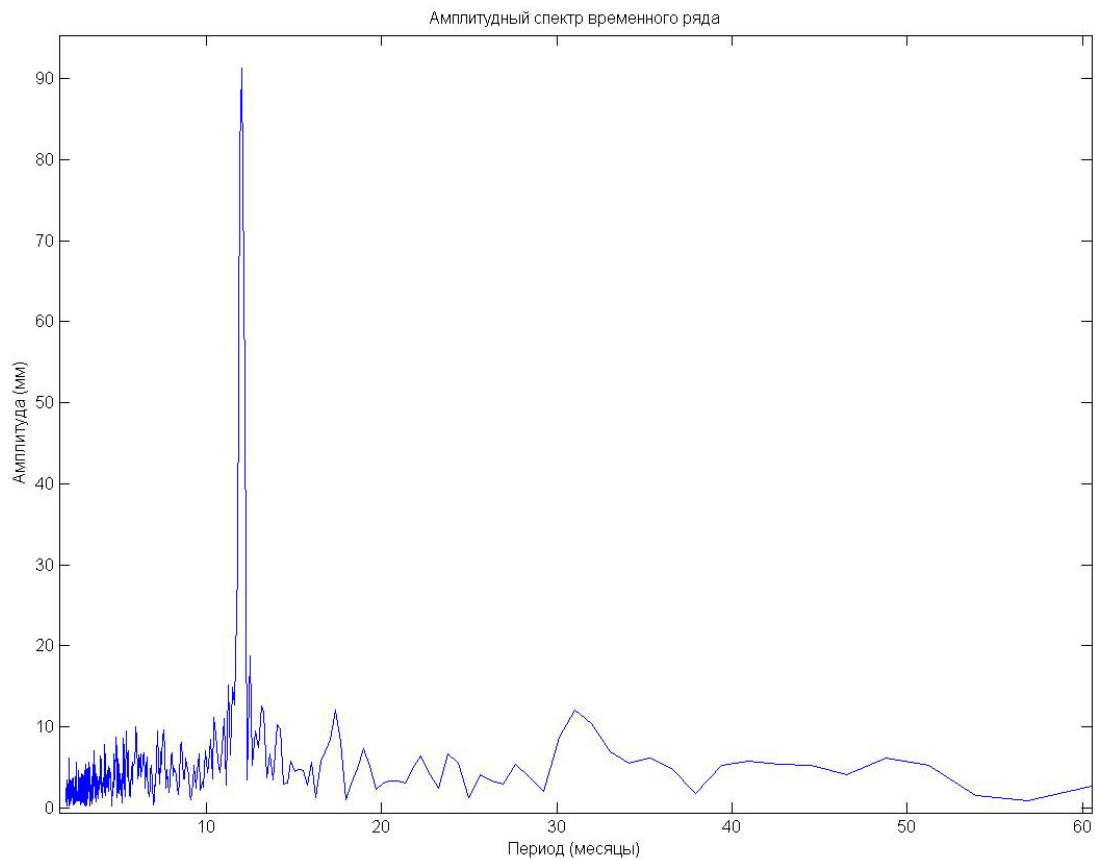


Рис. 1.2.7. Амплитудный спектр колебаний уровня на станции 365 Ishigaki.

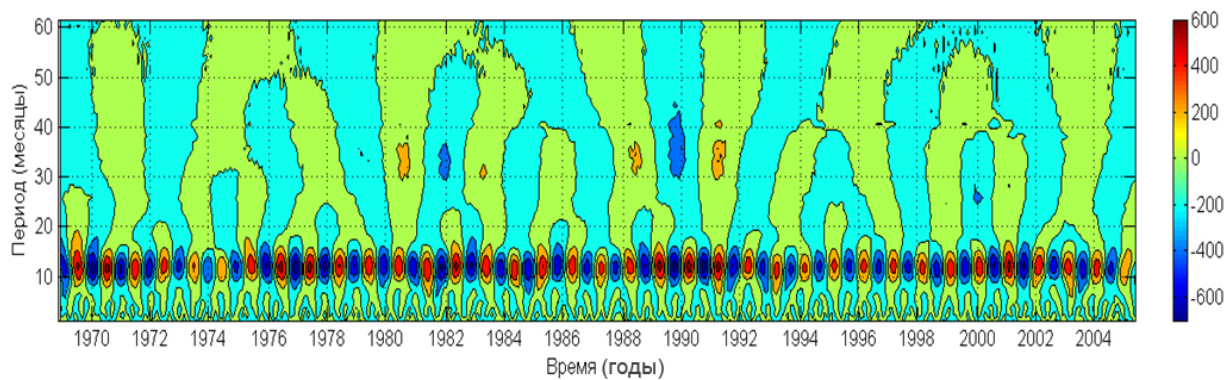
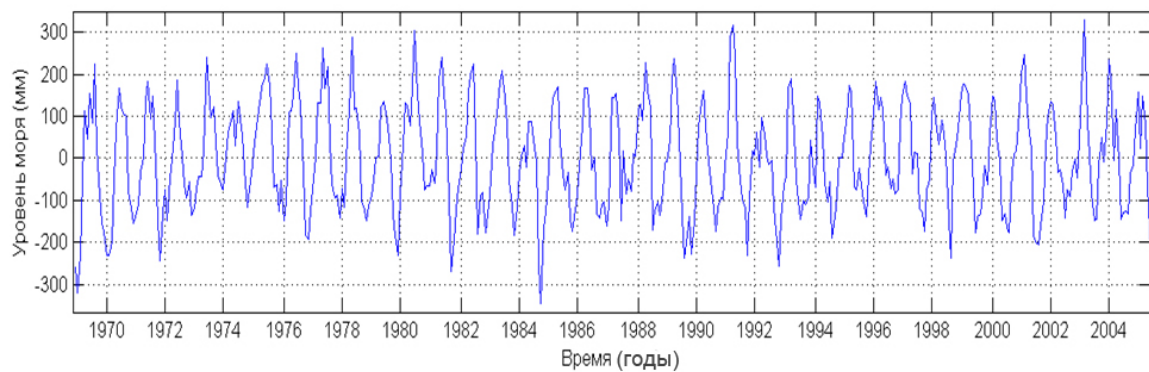


Рис. 1.2.8. Вейвлет-изображение колебаний уровня на станции 365 Ishigaki.

Станция 365 Ishigaki, координаты 24-20N и 124-09E, период наблюдения 1969-2005 гг. Кроме устойчивой годовой (90 мм) и полугодовой (10 мм) гармоник, в спектре колебаний уровня моря выражены периоды: 1.45 (12 мм) и 2.6 года (12 мм) (рис. 1.2.7). Годовой ход уровня моря значительно превышает колебания уровня с другими периодами, что хорошо видно как на графике вейвлет-коэффициентов, так и в спектре временного хода. Можно заметить небольшую изменчивость колебаний с годовым периодом (рис. 1.2.8), однако она менее значительна, чем на станции Kwajalein.

На всех мареографных станциях в отдельные промежутки времени выражены потоки энергии как из области низких частот в область высоких частот, так и в обратном направлении (отрицательная вязкость).

1.3. Вейвлет-анализ альтиметрических измерений уровня океана в отдельных пунктах региона

Вейвлет-анализ проводился для 37 пунктов региона. Использовались массивы временных реализаций SLA с 14.10.1992 г. по 17.10.2007 г.

Координаты выбранных пунктов, в которых проводился вейвлет-анализ:

55° N 165° E; 55° N 170° E; 55° N 180°; 55° N 170 W; 55° N 160° W;
50° N 160° E; 50° N 170° E; 50° N 180°; 50° N 170 W; 50° N 160° W;
45° N 150° E; 45° N 160° E; 45° N 170° E; 45° N 180°; 45° N 170 W; 45° N 160° W;
40° N 145° E; 40° N 150° E; 40° N 160° E; 40° N 170° E; 40° N 180°; 40° N 170 W; 40° N 160° W;
35° N 145° E; 35° N 150° E; 35° N 160° E; 35° N 170° E; 35° N 180°; 35° N 170 W; 35° N 160° W;
30° N 140° E; 30° N 150° E; 30° N 160° E; 30° N 170° E; 30° N 180°; 30° N 170 W; 30° N 160° W.

Вейвлет-изображения представлены в двух видах – максимально возможный масштаб 12 лет; для исследования сезонной и синоптической изменчивости отдельно рассмотрен высокочастотный диапазон масштабов до полутора лет.

Изменчивость уровня океана (массив аномалий SLA) отличается значительным разнообразием и происходит в широком диапазоне масштабов.

На вейвлет-изображениях для 10 пунктов выделяются масштабы изменчивости в 10 лет, причем в некоторых пунктах выделяется отрицательный тренд: максимумы энергии колебаний перемещаются от масштабов 3600 суток до 1500 суток. В 23 пунктах максимумы энергии наблюдаются для 5-7 летних масштабов изменчивости. В 16 пунктах – для масштабов 3-5 лет. 2-3-летние колебания наблюдаются для 25 пунктов. Почти во всех пунктах выделяются циклы с годовым периодом (отсутствуют только в трех пунктах с координатами – 45° N 150° E; 35° N 160° E; 30° N 180°). Нестационарные полугодовые колебания отмечаются лишь в 29 пунктах, причем интенсивность этих колебаний (значения вейвлет-коэффициентов) значительно уступает колебаниям годового цикла. Как годовые, так и полугодовые колебания SLA проявляются ярче всего в системе течений Куроисио, где значения вейвлет-коэффициентов больше, чем для других пунктов.

На рисунках 1.3.1 и 1.3.4 в виде примера приведены графики временного хода относительной динамической топографии (SLA) и его вейвлет-изображения для различных масштабов. Остальные графики и их анализ приведены в приложении к [6].

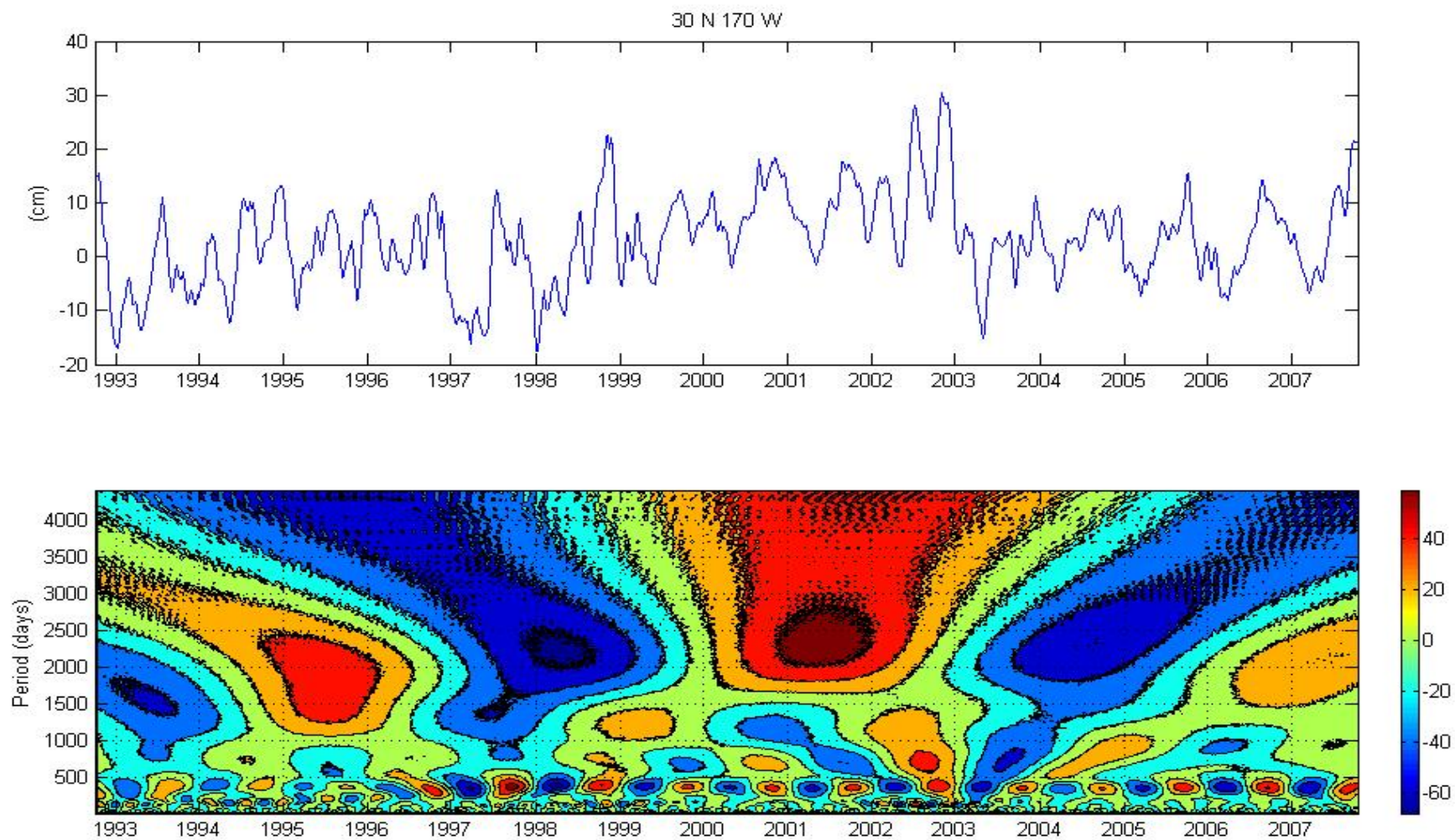


Рис. 1.3.1. Временной ход уровня океана – данные массива относительной динамической топографии (SLA) и его вейвлет-изображение (для больших масштабов) для пункта с координатами 35° с.ш., 170° з.д.

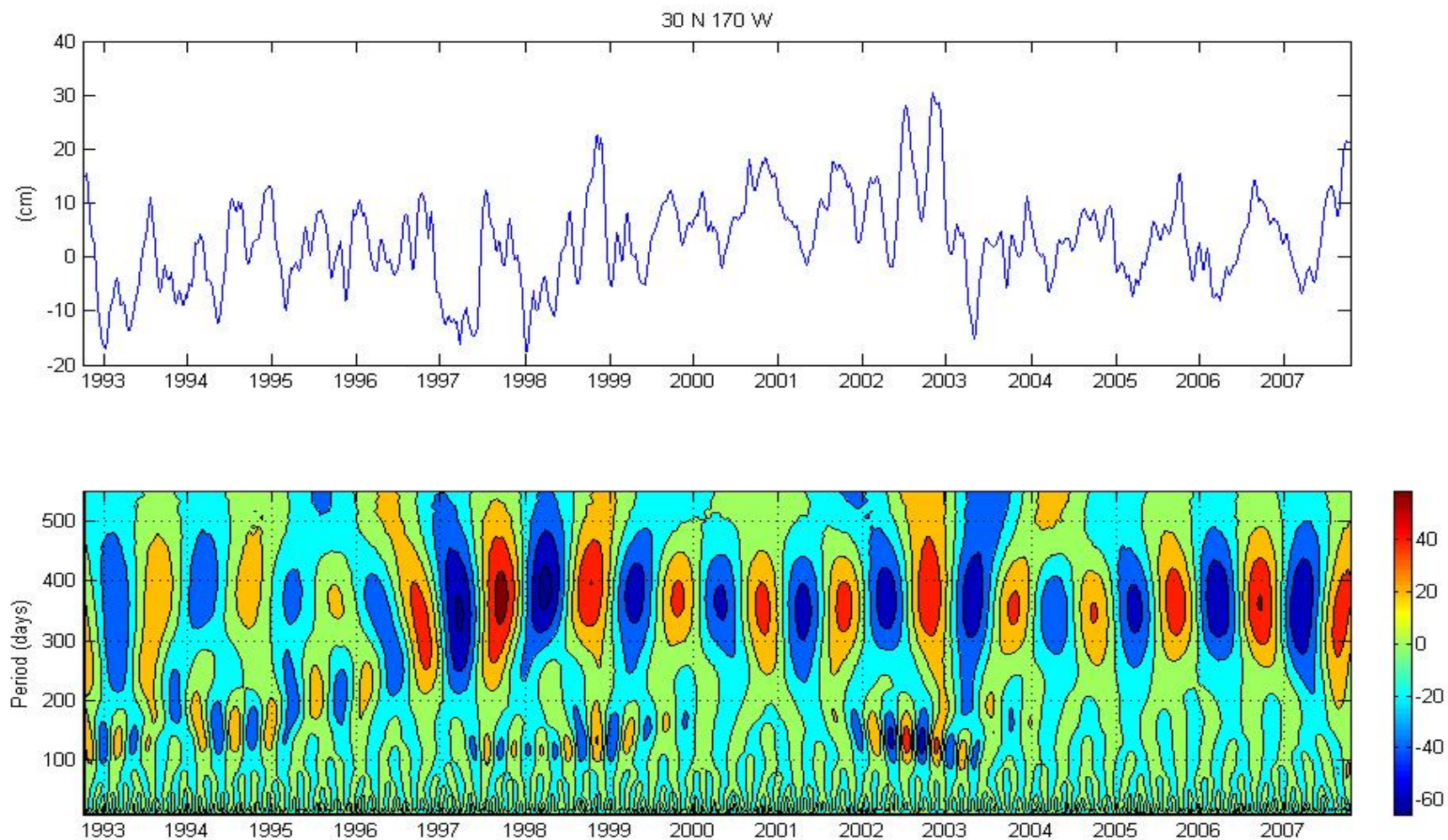


Рис. 1.3.2. Временной ход уровня океана – данные массива относительной динамической топографии (SLA) и его вейвлет-изображение (для меньших масштабов) для пункта с координатами 35° с.ш., 170° з.д.

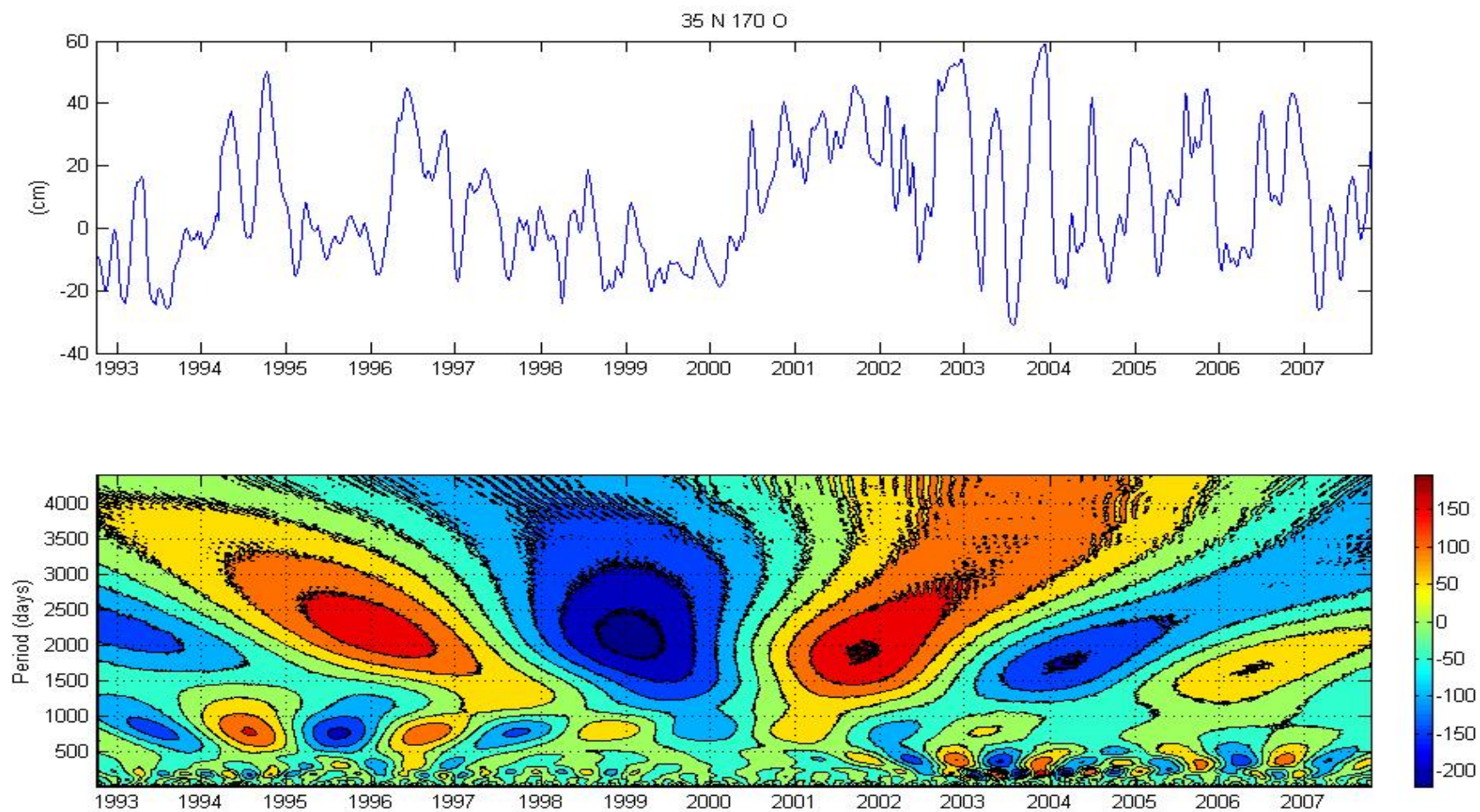


Рис. 1.3.3. Временной ход уровня океана – данные массива относительной динамической топографии (SLA) и его вейвлет-изображение (для больших масштабов) для пункта с координатами 35° с.ш., 170° в.д.

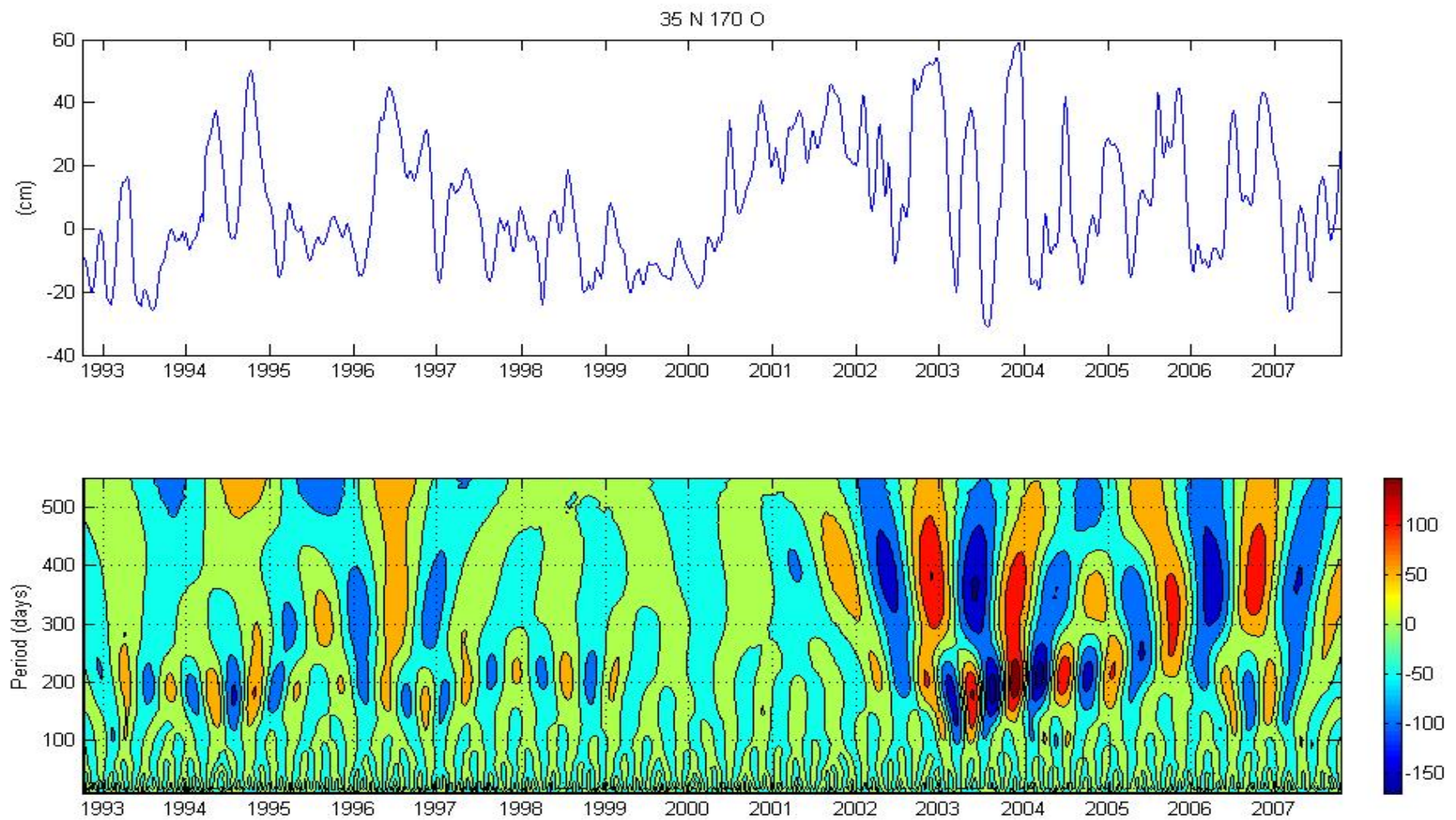


Рис. 1.3.4. Временной ход уровня океана – данные массива относительной динамической топографии (SLA) и его вейвлет-изображение (для меньших масштабов) для пункта с координатами 35° с.ш., 170° в.д.

1.4. Классификация и методы анализа пространственно-временной изменчивости уровня и течений

Наши представления о пространственно-временном спектре изменчивости океанологических характеристик и основных процессах, управляющих этой изменчивостью, всё ещё весьма ограничены. Одним из свидетельств этого является отсутствие достаточно убедительной классификации изменчивости океанологических процессов, отражающей соответствие между характерными пространственными и временными масштабами, с одной стороны, и динамическими процессами, формирующими эту изменчивость, с другой стороны.

Наиболее известной, широко признанной отечественной классификацией изменчивости океанологических характеристик стала классификация, предложенная А.С. Мониным (Монин и др., 1974). В ее основу положены временные спектры изменчивости океанологических характеристик, позволяющие различить 7 диапазонов на шкале периодов колебаний: мелкомасштабные колебания (периоды от долей секунды до десятков минут), мезомасштабные колебания (характерные периоды от нескольких часов до суток), синоптические колебания (периоды от нескольких суток до нескольких месяцев), сезонные колебания (годовой период и его гармоники), междугодовые колебания, внутривековые колебания, междувекковые колебания. Впоследствии классификация на основе временных спектров изменчивости океанологических процессов была приведена в соответствие с пространственными масштабами изменчивости с учетом дисперсионных соотношений океанологических процессов (Каменкович и др., 1982).

В гидрометеорологической практике обычно оперируют с осредненными наблюдениями. При осреднении сглаживаются процессы, характерный масштаб которых меньше интервала осреднения. Масштабы осреднения диктуются особенностями решаемых задач, инерционностью и разрешающей

способностью измерительной аппаратуры, дискретностью и продолжительностью наблюдений.

В дальнейшем при описании пространственной изменчивости уровня океана мы будем уточнять необходимые горизонтальные масштабы осреднения и указывать, какие пространственные масштабы сглаживаются:

1. Мезомасштабная изменчивость (пространственный масштаб осреднения несколько сотен метров). Сглаживаются мелкомасштабные колебания, фильтруются колебания, обусловленные инерционно-гравитационными волнами и длинными гравитационными волнами.

2. Синоптическая изменчивость (масштаб осреднения 10 км). В значительной мере сглаживается мезомасштабная изменчивость, фильтруются синоптические вихри и короткие волны Россби с характерными масштабами порядка радиуса деформации Россби.

3. Макромасштабная изменчивость (масштаб осреднения несколько сотен километров). При таком пространственном осреднении сглаживается синоптическая изменчивость и фильтруются процессы, связанные с флюктуациями гидрометеорологических характеристик в циклонах и антициклонах, а также с океанскими приливами.

4. Глобальная изменчивость (пространственный масштаб осреднения несколько тысяч километров). Сглаживаются макромасштабные колебания и фильтруются колебания, обусловленные широтной зональностью климата, общей океанической циркуляцией и сезонной изменчивостью различных гидрометеорологических процессов.

Таким образом, каждый предыдущий интервал масштабов может рассматриваться как флуктуационный по отношению к последующему, а каждый последующий – осредненным по отношению к предыдущему.

Возможности непрерывного мониторинга поверхности океана и получения данных об океанологических полях при помощи дистанционных методов зондирования диктуют необходимость при анализе и обработке

океанологических полей широко использовать как традиционные, хорошо апробированные методы исследования, так и новые методы, находящие все большее признание в среде исследователей-прикладников. В частности, помимо классических методов – корреляционного и спектрального анализа временных рядов, методов многомерного статистического анализа, применялся современный аппарат исследования процессов – вейвлет-анализ, который наиболее приспособлен для изучения структуры неоднородных и нестационарных процессов. Наряду с этим для изучения пространственно-временной структуры колебаний уровня океана применялся изоплетный анализ, позволяющий получить пространственно-временные характеристики, такие как фазовая скорость перемещающихся гребней волн, их направление распространения и структура.

Для исследования векторных полей существуют разные методы, в основе которых лежат различные математические модели вектора. Используемые в них вероятностные характеристики временных рядов из-за неадекватности математических операций, выполняемых над исходными данными, различаются между собой. Это обстоятельство существенно осложняет сопоставление результатов анализа данных, не позволяет обобщать накопленный материал наблюдений и затрудняет выявление закономерностей природного процесса. В настоящее время для оценки вероятностных характеристик векторных полей по натурным данным используется:

- метод покомпонентный, когда вектору поставлена в соответствие пара чисел – проекций вектора на декартовы оси,
- метод комплекснозначный, когда вектору поставлено в соответствие комплексное число, действительная и мнимая части которого соответствуют проекциям вектора на декартовы оси,
- метод вращательных компонентов, базирующийся на замене вектора комплексным числом и представлении векторных временных рядов суперпозицией круговых колебаний с правой и левой поляризацией,

- метод векторно-алгебраический, в котором вектор является элементом евклидова пространства.

В работе использовался метод вероятностного анализа векторных временных рядов, разработанный в Ленинградском отделении государственного океанографического института В.А. Рожковым, Ю.П. Клеванцовым и А.П. Бельшевым (1983). Преимущество его по сравнению с широко применяющимся в океанологических исследованиях покомпонентным методом, где отдельно получают вероятностные характеристики для каждой из компонент вектора (составляющие скорости течения), заключается в том, что результаты анализа не зависят от выбора системы координат. Они характеризуют весь процесс в целом, а не каждую компоненту в отдельности. Хотя этот метод более труден для интерпретации результатов, он является наиболее верным и адекватным исследуемому процессу.

Как для скалярных величин, так и для векторных полей закономерности исследуемого процесса описываются в терминах следующих вероятностных характеристик: математическое ожидание, дисперсия, авто- и взаимная корреляционная функция, авто- и взаимная спектральная плотность.

Для векторных полей основные вероятностные характеристики при фиксированных значениях аргумента являются тензорами второго ранга (диадными). Информация о свойствах векторных процессов, содержащаяся в тензорах дисперсии, корреляционной функции и спектральной плотности, раскрывается через скалярные величины, не зависящие от выбора системы координат и называемые инвариантами соответствующих тензоров, причем каждый инвариант характеризует определенное свойство процесса.

Для скалярной переменной – уровня моря построены поля среднеквадратического отклонения и максимумов спектральной плотности на заданных частотах, а также рассмотрены корреляционные функции и соответствующие спектральные плотности в отдельных точках.

Для векторного процесса - скоростей течений исследуется тензор дисперсии, который характеризуется четырьмя инвариантами: линейным инвариантом дисперсии скоростей течения I_1 , длинами большой λ_1 и малой λ_2 полуосей эллипса дисперсии и их отношением χ . Линейный инвариант тензора дисперсии является количественной характеристикой общей изменчивости векторного процесса независимо от того, меняется ли модуль и направление векторов скоростей течений. Инварианты, характеризующие длины большой и малой полуосей эллипса дисперсии, являются экстремальными значениями дисперсий проекций скоростей течений на выделенные направления. Направление большой полуоси, а также ее величина показывают преимущественное направление и интенсивность изменчивости дисперсии скоростей течений в этом направлении, для малой полуоси – изменчивость дисперсии в ортогональном направлении, а отношение длин малой полуоси к большой показывает степень вытянутости эллипса дисперсии и может меняться от 0 до 1. Вытянутость эллипса определяет преобладание изменчивости в определенном направлении, если этот инвариант равен 1, то эллипс превращается в окружность, и это означает, что изменения во всех направлениях равновероятны.

Остановимся более подробно на методе вейвлет-анализа в связи с тем, что он активно используется при исследовании гидрометеорологических процессов.

Теория вейвлетов является мощной альтернативой анализу Фурье и дает более гибкую технику обработки сигналов, в частности, анализа временных рядов (Астафьева, 1998; Витязев, 2001). Спектральный анализ, использующий точное представление преобразования Фурье сигналов и функций, имеет целый ряд недостатков, в том числе:

- преобразование Фурье даже для одной заданной частоты требует знания сигнала не только в прошлом, но и в будущем, что является теоретической абстракцией;

- базисной функцией при разложении в ряд Фурье является гармоническое колебание, которое математически определено в интервале от $-\infty$ до ∞ и имеет неизменные во времени параметры;
- отдельные особенности сигнала (например, пики или разрывы) вызывают незначительные изменения частотного образа во всем интервале частот от $-\infty$ до ∞ , которые «размазываются» по всей частотной оси, что делает их обнаружение по спектру практически невозможным;
- для представления быстрых изменений сигнала, таких как пики или перепады, необходимо резкое увеличение числа гармоник, которые оказывают влияние на форму сигнала и за пределами локальных особенностей сигнала;
- по составу высших составляющих спектра практически невозможно оценить местоположение на временной оси особенностей сигнала и их характер.

Классический анализ Фурье основан на возможности исследования функций во временной и частотной областях с помощью прямого и обратного преобразований Фурье, позволяющему преобразованию Фурье фокусировать в точку "размазанную" по времени информацию о периодичности функции при переходе из временной области в частотную. Достигается это за счет того, что ядро преобразования Фурье не локализовано во времени, но имеет предельную локализацию в частотной области. Это обстоятельство и делает преобразование Фурье замечательным инструментом для изучения процессов, свойства которых не меняются со временем. Но оно существенно ограничивает возможности преобразования Фурье для исследования функций, характеристики которых эволюционируют во времени. Например, преобразование Фурье не отличает сигнал, представляющий собой сумму двух синусоид, от сигнала, состоящего из тех же синусоид, но включающихся последовательно (рис. 1.4.1). Для устранения этого недостатка нужно локализовать преобразование Фурье на промежутках конечной длины. Таким приемом пользовались многие авторы, вычисляя оценки спектра мощности не

только по всей длине временного ряда, но и по разным его частям, например, посредством «оконного» преобразования, которое позволяет наблюдать эволюцию спектра во времени. Здесь важно подчеркнуть, что окно преобразования имеет постоянную ширину, характеризующую длину интервала ΔT , который в свою очередь определяется мерой временного разрешения, тогда как ширина спектральной линии определяет меру частотного разрешения. Известно, что характеристики, описывающие временное и частотное разрешения обратно пропорциональны. Естественное для анализа нерегулярных сигналов стремление повысить временное разрешение всегда приводит к уменьшению разрешающей способности в области частот. К тому же при использовании оконного преобразования возникает проблема выбора ширины окна во временной области. Слишком широкое окно может обеспечить разумное представление низкочастотных компонентов ряда, но его ширина будет избыточной для гармоник с высокой частотой, поскольку все интересные нерегулярности в высокочастотной области спектра сгладятся. Наоборот, достаточно узкое окно даст возможность изучить вариации во времени высокочастотных компонентов, но оно не будет адекватным для низкочастотных гармоник.

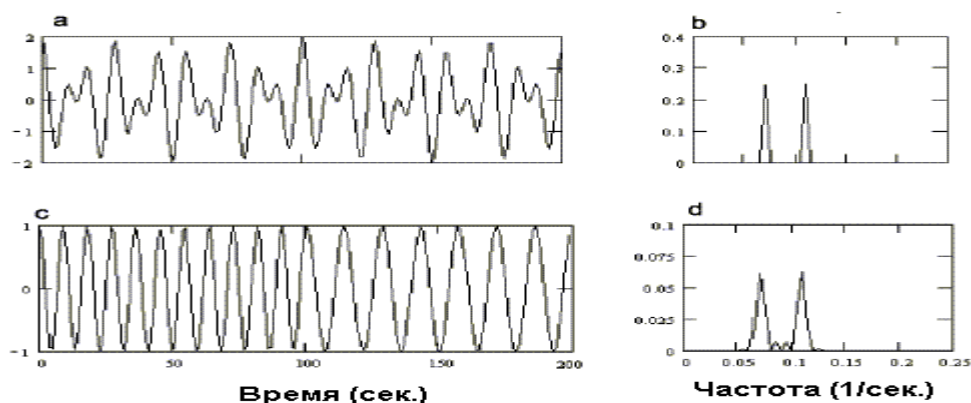


Рис. 1.4.1. Неоднозначность преобразования Фурье: *a* модельный ряд в виде суммы двух синусоид с частотами 0.062 и 0.105 Гц; *b* периодограмма этой суммы синусоид; *c* те же синусоиды включаются последовательно; *d* периодограмма последовательных синусоид (Витязев, 2001).

Вейвлет-преобразование сигнала является обобщением спектрального анализа. В вейвлет-анализе роль простых колебаний играют вейвлеты – солитонобразными функциями двух аргументов – масштаба и сдвига. Понятие частоты классического спектрального анализа здесь заменено масштабом и, чтобы перекрыть «короткими волнами» всю временную ось, введен сдвиг функций во времени. В отличие от традиционного преобразования Фурье, вейвлет-преобразование дает двумерное представление исследуемого одномерного сигнала в плоскости частота – положение. Аналогом частоты при этом является масштаб аргумента базисной функции, а положение характеризуется ее сдвигом. Это позволяет локализовать крупные и мелкие детали сигналов, одновременно фиксируя их на временной шкале. Если сделать оконную функцию зависящей от частоты так, чтобы для низких частот окно становилось шире, а для высоких уже, то оконное преобразование Фурье переходит в новый класс преобразований, который и получил название вейвлет-преобразования. Другими словами, вейвлет-преобразование не просто "режет" исследуемый объект на куски, а выделяет из него компоненты разных масштабов и что каждый компонент анализируется с той степенью детальности, которая соответствует его масштабу.

Интегральным вейвлет-преобразованием функции $f(t) \in L^2(R)$ называется выражение

$$W(a, b) = \frac{1}{|a|^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} f(t) \Psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) dt, \text{ где } a, b \in R, \quad a \neq 0.^1$$

Таким образом, базис вейвлетов – это функции типа $\Psi \left(\frac{t-b}{a} \right)$, где b – сдвиг, a – масштаб. Параметр a определяет размер вейвлета и называется масштабом. Его аналогом в Фурье-анализе является период (частота) гармонического колебания. Следует сказать, что понятие масштаба – более широкое (хотя и менее наглядное), чем понятие периода. Связано это с тем, что

¹ (символом * обозначена процедура комплексного сопряжения).

в Фурье-преобразовании функциональный вид ядра преобразования зафиксирован раз и навсегда, в то время как вейвлет-преобразование одной и той же функции можно получить с помощью различных базисных вейвлетов. Параметр b задает временную локализацию вейвлета и называется сдвигом. Этот параметр не имеет аналога в Фурье-преобразовании.

Таким образом, к вейвлету можно применить две операции: сдвиг, то есть перемещение области его локализации во времени; масштабирование (растяжение или сжатие), т.е. перемещение области его локализации по частоте. Использование этих операций, с учетом свойства локальности вейвлета в частотно-временной области, позволяет анализировать данные на различных масштабах и точно определять положение их характерных особенностей во времени.

Основным свойством вейвлетов является частотно-временная локализация. Частотно-временная локализация является характерной особенностью анализирующих вейвлетов. Это означает, что вейвлеты и их преобразования Фурье существенно отличаются от нуля лишь на малых интервалах времени и частоты и очень мало отличаются от нуля (или просто равны нулю) вне этих интервалов.

Процедура выбора материнского вейвлета до сих пор не формализована, хотя специалистами решению этой проблемы уделяется достаточно много внимания. В принципе, материнский вейвлет определяется опытным путем, исходя из свойств "чистого" сигнала и целей и задач анализа. Необходимо опытным путем подобрать такой вейвлет, который лучше всего раскрывает структуру временных рядов. Для анализа изменчивости уровня океана в качестве базисных функций нами были выбраны вейвлеты Морле, которые, как нам представляется, хорошо приспособлены для исследования процессов, содержащих тренд, сезонную и синоптическую составляющую.

Вейвлет Морле – это уединенная плоская волна, модулированная гауссианой.

Аналитическое представление вейвлета Морле задается следующим выражением: $\Psi(t) = e^{-t^2/\alpha^2} \left(e^{ik_0 t} - e^{k_0^2 \alpha^2 / 4} \right)$. Параметр α задает ширину гауссианы, параметр k_0 – частоту плоской волны. На практике в стандартных математических программах, например, в Matlab, рассматривают действительную часть преобразования при заданных параметрах (рис. 1.4.2):

$$\Psi(t) = e^{-t^2/2} \cos(5t).$$

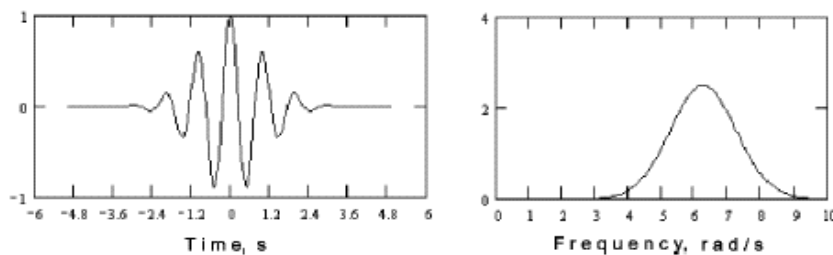


Рис. 1.4.2. Действительная часть вейвлета Морле (слева) и его преобразование Фурье (справа).

Отметим, что у вейвлета Морле два первых момента равны нулю. Результатом вейвлет-преобразования одномерного ряда является двумерный массив амплитуд вейвлет-преобразования – значения коэффициентов $W(a,b)$. Распределение этих значений в пространстве (a,b) информацию об эволюции относительного вклада компонент разного масштаба во времени. Тем самым вейвлет-анализ позволяет исследовать модуляцию исследуемой характеристики для различных масштабов изменчивости, например, межгодовую модуляцию сезонной составляющей.

Полученные коэффициенты можно представить в графическом виде: на оси абсцисс – сдвиги вейвлета (ось времени), на оси ординат – масштабы, значения вейвлет-коэффициентов фиксируются цветом: чем больше значение коэффициента, тем ярче цвет. Получившееся изображение называют вейвлет-изображением. На вейвлет-изображении видны все характерные особенности исследуемого процесса: масштаб и интенсивность периодических изменений, направление и величина трендов, наличие, расположение и длительность областей, соответствующих повышенным значениям вейвлет-коэффициентов –

то есть все факторы, характеризующие изменчивость исследуемой характеристики.

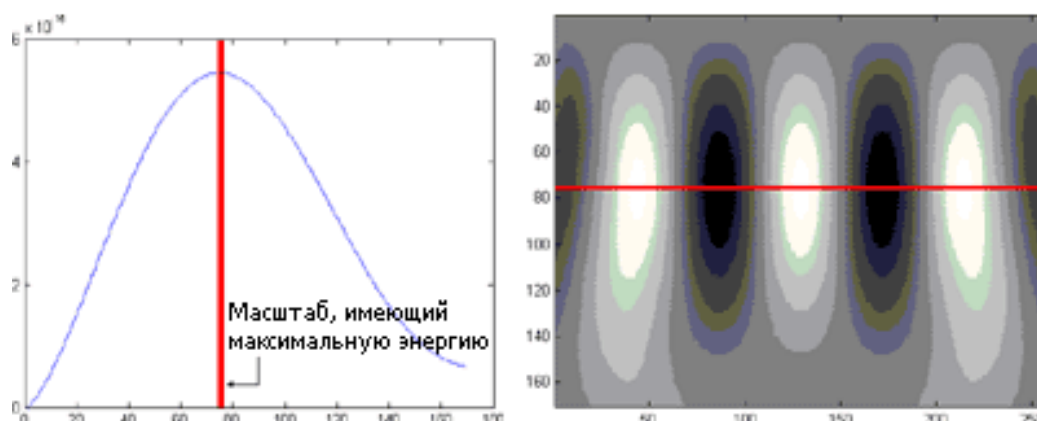


Рис. 1.4.3. Распределение энергии по масштабам².

Поскольку вейвлеты имеют хорошую локализацию по частоте, то на на вейвлет-изображении эти колебания выглядят как цепочка «холмов», имеющих «вершины» для масштаба и в те промежутки времени, в которых эти изменения достигают наибольших значений. Если в течение всего исследуемого процесса изменения происходят с одной и той же частотой, то «холмы» располагаются на одной линии вдоль оси времени, и расстояние между их вершинами всегда одно и то же (и равно периоду колебаний). Если же частота колебаний изменяется, то вершины «сдвигаются» в направлении соответствующего изменения масштаба, и расстояние между ними тоже изменяется (рис. 1.4.4).

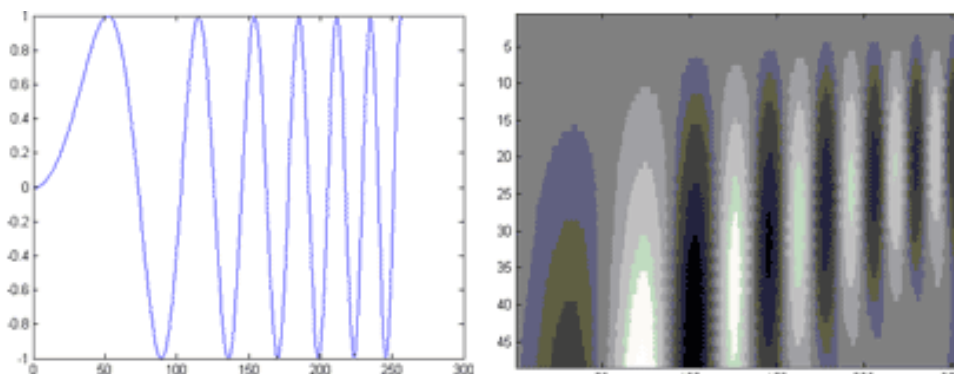


Рис. 1.4.4. Исходная реализация и карта коэффициентов колебания

² Рисунки 1.4.3-1.4.6: http://www.basegroup.ru/library/cleaning/wavelet_for_bussines/

Тренд отражается на карте преобразования как плавное изменение яркости вдоль оси времени одновременно (но с разной интенсивностью) на всех масштабах. Если тренд нарастающий, то яркость будет увеличиваться, если убывающий – уменьшаться (рис. 1.4.5). Наличие нескольких последовательных трендов представляется в виде поочередного нарастания и убывания интенсивности цвета на вейвлет-изображении.

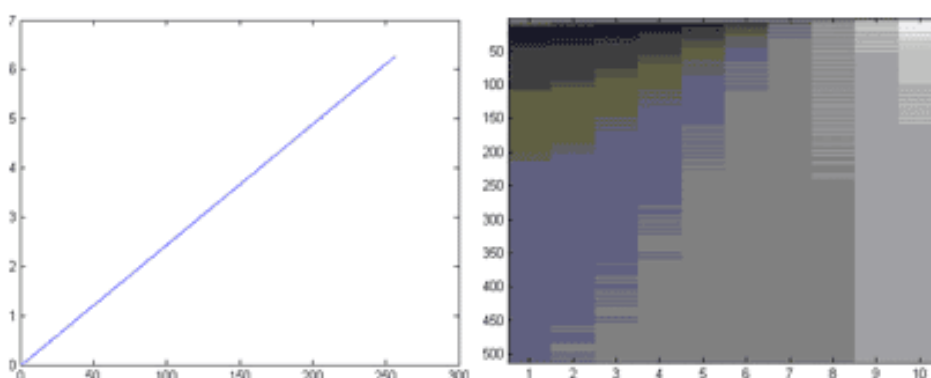


Рис. 1.4.5. Исходная реализация (тренд) и карта коэффициентов тренда.

Локальные особенности представлены на карте преобразования как линии резкого перепада яркости, исходящие из точки, соответствующей времени возникновения скачка. Если эти точки расположены на одинаковом расстоянии друг от друга (т.е. налицо периодичность процесса), то можно говорить о систематическом характере выбросов (рис.1.4.6).

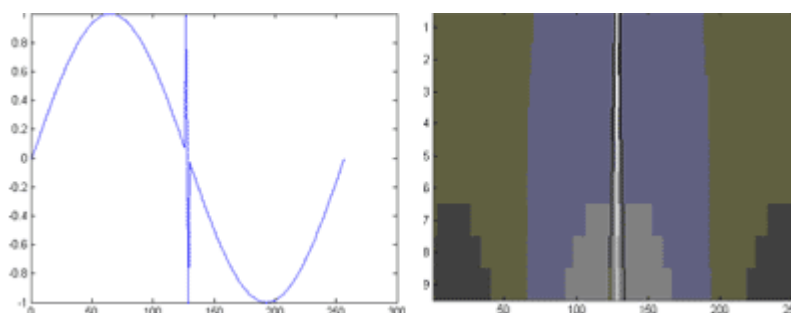


Рис. 1.4.6. Исходная реализация с локальной особенностью (пик) и вейвлет-изображение.

Локализованные максимумы энергии на вейвлет-изображении, очевидно, означают области энергоснабжения от внешних источников. Вытянутые области максимальной энергии на вейвлет-изображении дают возможность проследить во времени перераспределение энергии по масштабам. Если область высоких значений вейвлет-коэффициентов смещается из области больших периодов в область меньших – идет поток энергии от крупномасштабных движений к мелкомасштабным, связанный с нелинейной генерацией турбулентности, обусловленной динамической неустойчивостью крупномасштабных движений. Если наблюдается смещение от меньших масштабов к большим, то происходит энергоснабжение крупномасштабных движений от мелкомасштабных, такие процессы получили в физике название «движений с отрицательной вязкостью». Соответствующие коэффициенты турбулентного обмена имеют отрицательный знак. Подобные явления хорошо известны в метеорологии, когда энергоснабжение крупномасштабных струйных течений в высоких слоях атмосферы происходит от циклонов. В океане явления, связанные с отрицательной вязкостью, изучены плохо, однако этот факт всегда учитывается при решении обратных задач, в которых коэффициенты турбулентного обмена имеют отрицательное значение.

Таким образом, каждый фактор изменчивости исходного ряда имеет свой, характерный отпечаток на карте вейвлет-коэффициентов преобразования, а их величина выражается яркостью соответствующего отпечатка. Благодаря наглядности представления результатов вейвлет-преобразования в виде вейвлет-изображения, иногда достаточно беглого взгляда, чтобы увидеть на ней наиболее яркие факторы, влияющие на изменчивость. Вейвлет-анализ широко применяется для исследования изменчивости уровня океана.

ГЛАВА 2. Градиентно-вихревые волны в Северо-западной части Тихого океана

2.1. Гидродинамическая интерпретация низкочастотной изменчивости колебаний уровня океана как распространение градиентно-вихревых волн в океане

Вопросы происхождения и механизма возникновения градиентно-вихревых волн в океане остаются мало изученными. Возможность генерации анемобарическими образованиями вынужденных движений в диапазоне градиентно-вихревых волн изучалась для отдельных видов элементарных волн (Gill A. E., Schuman T. H., 1974; Brink K. N., Allen J. S., 1978; Куликов А. Е., 1987), в том числе в работах авторов (Белоненко Т. В., 1988; 1990; Григоркина Р. Г., Фукс В. Р., 1986, Белоненко Т. В., Фукс В. Р., 1998).

Большое число исследований последних лет посвящено проблеме генерации шельфовых волн. Первыми Гилл и Шуман показали, что течения на шельфе, вызванные ветром, можно представить как результат суперпозиции шельфовых волн, возбуждаемых вдоль длинного участка побережья (Gill A. E. and Schuman T. H., 1974). Теория Гилла и Шумана положила основу дальнейших исследований в этой области (Brink K. N. and Allen J. S., 1978; Brink K. N., 1982; Clarke A. J. and Gorder S. V., 1986; Куликов А.Е., 1987). Куликов А.Е. в рамках линейной модели вращающейся жидкости рассматривал вопрос об относительной роли колебаний атмосферного давления и тангенциального напряжения ветра при формировании уровня океана и генерации шельфовых волн. Показано, что для периодов более 2–3 суток основным фактором воздействия на океан является вдольбереговая составляющая ветрового напряжения, а для коротких периодов более значимым становится воздействие атмосферного давления. Основные выводы исследования подтверждаются результатами спектрального анализа пятилетних

рядов наблюдений за уровнем океана, атмосферным давлением и ветром в северной части Курильской гряды.

Очевидно, что механизм генерации шельфовых волн, предложенный Гиллом и Шуманом, не исчерпывает всю полноту этой проблемы. В частности, отдельные наблюдения шельфовых волн в северо-западной части Тихого океана, примыкающей к Курильской гряде, указывают на то, что существуют другие механизмы генерации шельфовых волн. Файн И. В. аналитическими методами исследовал механизм генерации шельфовых волн в результате сейсмической подвижки дна. Действие источника предполагалось мгновенным, возмущения уровня в начальный момент повторяли форму остаточных смещений дна, и исследование свелось к решению задачи Коши для системы уравнений длинных волн (Файн И. В., 1985). В этой же работе показывается, что если сейсмический источник вытянут вдоль берега, доля энергии, уходящей в шельфовую волну, наиболее высока, и может составлять несколько процентов от энергии первоначального возмущения. Для источника, ориентированного поперек шельфа, эффективность генерации шельфовых волн меньше и пропорциональна его поперечному размеру. В случае источника, расположенного вне шельфа, энергия возбуждаемых шельфовых волн пренебрежимо мала.

Развитием теории Гилла и Шумана является также модель Куликова Е. А. и Шевченко Г. В. генерации шельфовых волн в результате сгонно-нагонных явлений (Куликов Е. А., Шевченко Г. В., 1986). Предполагаемая модель позволяет объяснить нерезонансное возбуждение шельфовых волн. Шевченко Г. В. рассмотрел генерацию шельфовых волн в океане внутренними гравитационными волнами (Шевченко Г. В., 1987). Для объяснения нерезонансного возбуждения длинных волн флуктуациями атмосферного давления предложен механизм генерации, основанный на образовании отраженных от берега волн и усилении их на шельфе при прохождении атмосферных возмущений над береговой чертой подобно тому, как в результате

отражения баротропных приливных волн от материкового склона образуется внутренний прилив.

Очевидно, резонансное возбуждение шельфовых волн в океане наблюдается сравнительно редко и поэтому больший интерес представляет нерезонансный механизм генерации шельфовых волн. Нами ранее анализировались передаточные функции анемобарического воздействия на уровень океана для фиксированных частот (Белоненко Т. В., 1988; 1990, Белоненко Т. В., Фукс В. Р., 1998). Основной вывод: при анемобарическом воздействии на океан существует нерезонансный механизм возбуждения шельфовых волн, при котором отклик океана существенно зависит от параметров анемобарического воздействия. Эти параметры определяют величину отклика, динамическая составляющая которого может в сотни раз превышать статический отклик, определяемый законом обратного барометра.

Рассмотрим характер отклика океана на возмущение атмосферного давления и тангенциального напряжения ветра. Будем исходить из общих уравнений баротропной модели длинных волн в океане:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} - fv + g \frac{\partial \xi}{\partial x} &= F_x, \\ \frac{dv}{dt} + fu + g \frac{\partial \xi}{\partial y} &= F_y, \\ \frac{\partial(uH)}{\partial x} + \frac{\partial(vH)}{\partial y} + \frac{\partial \xi}{\partial t} &= 0, \end{aligned} \right\}$$

где u, v – скорости течения, ξ – возвышение уровня, f – параметр Кориолиса, g – ускорение свободного падения, H – глубина, F_x, F_y – внешние силы.

В рамках данной модели для скоростей течений u и v сделаем предположение, что они могут быть представлены в виде суммы основного стационарного течения и нестационарного возмущения:

$$u(x, y, t) = u_0(x, y) + u'(x, y, t), \quad v(x, y, t) = v_0(x, y) + v'(x, y, t).$$

С целью упрощения выкладок допустим, что основное стационарное течение ориентировано зонально и имеет меридиональный сдвиг скорости:

$$u_0 = u_0(y), \quad v_0 = 0.$$

Предположим дополнительно, что основное течение также удовлетворяет уравнениям системы длинных волн. После линеаризации системы и вычитания из нее уравнения для основного состояния, получаем систему уравнений для возмущений (штрихи далее опускаем):

$$\begin{aligned}\frac{\partial u}{\partial t} + u_0 \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u_0}{\partial y} - fv + g \frac{\partial \xi}{\partial x} &= F_x, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + u_0 \frac{\partial v}{\partial x} + fu + g \frac{\partial \xi}{\partial y} &= F_y, \\ \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial v}{\partial y} + u \frac{\partial \ln H}{\partial x} + v \frac{\partial \ln H}{\partial y} + \frac{1}{H} \frac{\partial \xi}{\partial t} &= 0.\end{aligned}$$

В правой части уравнения функции F_x и F_y определяются атмосферным давлением P_a и тангенциальным напряжением ветра τ_x и τ_y :

$F_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_a}{\partial x} + \frac{\tau_x}{\rho h}$, $F_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P_a}{\partial y} + \frac{\tau_y}{\rho h}$, h — глубина квазиоднородного слоя. Для определения касательных напряжений ветра τ_x и τ_y используется модель Акерблома:

$$\begin{aligned}\tau_x &= -\sqrt{\frac{a}{2f}} \left(\frac{\partial P_a}{\partial x} + \frac{\partial P_a}{\partial y} \right), \\ \tau_y &= \sqrt{\frac{a}{2f}} \left(\frac{\partial P_a}{\partial x} - \frac{\partial P_a}{\partial y} \right),\end{aligned}$$

где a — коэффициент турбулентности в приводном слое атмосферы. Из двух первых уравнений системы находим выражения для u и v , которые после подстановки в третье уравнение системы приводят к уравнению для возвышения уровня. Спектр Фурье возвышения уровня S_ξ линейно связан со спектром атмосферного давления S_P : $S_\xi(\sigma, k_1, n_1) = \Pi(\sigma, k_1, n_1) \cdot S_P(\sigma, k_1, n_1)$, где $\Pi(\sigma, k_1, n_1)$ является передаточной функцией системы атмосферное давление — уровень, σ — частота, k_1, n_1 — составляющие волнового числа на оси координат. Предполагая $(\sigma - u_0 k_1)^2 \ll f^2$, получим выражение для $\Pi(\sigma, k_1, n_1)$:

$$|\Pi(\sigma, k_1, n_1)| = \sqrt{\frac{E_1 + E_2}{D_1^2 + D_2^2}},$$

$$\begin{aligned}
\text{где } D_1 &= \frac{c_0 n_1 \sigma'}{ff'} - \sigma' (k_1 \alpha_x + n_1 \alpha_y), \\
D_2 &= -\sigma' (k_1^2 + n_1^2) + k_1 \left(\beta - \frac{c_0}{f'} \right) + f' n_1 \alpha_x + k_1 f \alpha_y - \frac{\sigma ff'}{gH}, \\
E_1 &= -B \left(k_1 f - \frac{c_0 \sigma'}{ff'} + \sigma' \alpha_y \right) - A (n_1 f + \sigma' \alpha_x), \\
E_2 &= -B (n_1 \sigma' + f' \alpha_x) - A \left(k_1 \sigma' + \beta + \frac{c_0}{f'} + \alpha_y f \right), \\
c_0 &= - \left(-2\sigma' k_1 \frac{\partial u_0}{\partial y} + \beta f' + f \left(\frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2} - \beta \right) \right), \quad \alpha_x = \frac{\partial \ln H}{\partial x}, \quad \alpha_y = \frac{\partial \ln H}{\partial y}, \\
f' &= \frac{\partial u_0}{\partial y} - f, \quad \sigma' = \sigma - k_1 u_0, \quad A = - \left(\frac{k_1}{g\rho} + \frac{1}{g\rho h} \sqrt{\frac{a}{2f}} (k_1 + n_1) \right), \\
B &= \left(-\frac{n_1}{g\rho} + \frac{1}{g\rho h} \sqrt{\frac{a}{2f}} (k_1 - n_1) \right).
\end{aligned}$$

Примем для невозмущенного зонального потока параболический закон изменения: $u_0(y) = u_m \left(1 - \frac{y^2}{l^2} \right)$, где u_m – скорость в стрекне потока, $2l$ – ширина потока. Очевидно, что резонансное увеличение возмущений происходит при условиях $D_1 = 0$, $D_2 = 0$. Нетрудно показать, что условие $D_2 = 0$ представляет собой дисперсионное уравнение свободных градиентно-вихревых волн, а $D_1 = 0$ дает некоторое дополнительное условие о необходимом для резонанса соотношении между k_1 и n_1 . Совместные решения уравнений $D_1 = 0$, $D_2 = 0$ для фиксированных периодов определяют положение резонансных точек в плоскости k_1 и n_1 и, соответственно, резонансную длину волны, ее направление и фазовую скорость. Увеличение амплитуды колебаний уровня в резонансных точках из-за бездиссипативного приближения достигает бесконечности, а в резонансных областях значительно превышает статическое возвышение уровня моря.

Перейдем к анализу передаточных функций, рассчитанных как для различных типов элементарных волновых движений, так и для их суммы (рис. 2.1.1 – 2.1.3). При этом, исходя из некоторых экспериментальных оценок, будем условно считать, что низкочастотные градиентно-вихревые вынужденные

волны будут возбуждаться при $|\Pi(\sigma, k_1, n_1)| > 200$. Тогда на графиках изолинии 200 будут ограничивать снизу области в плоскости волновых векторов, для которых волны этого типа могут возбуждаться.

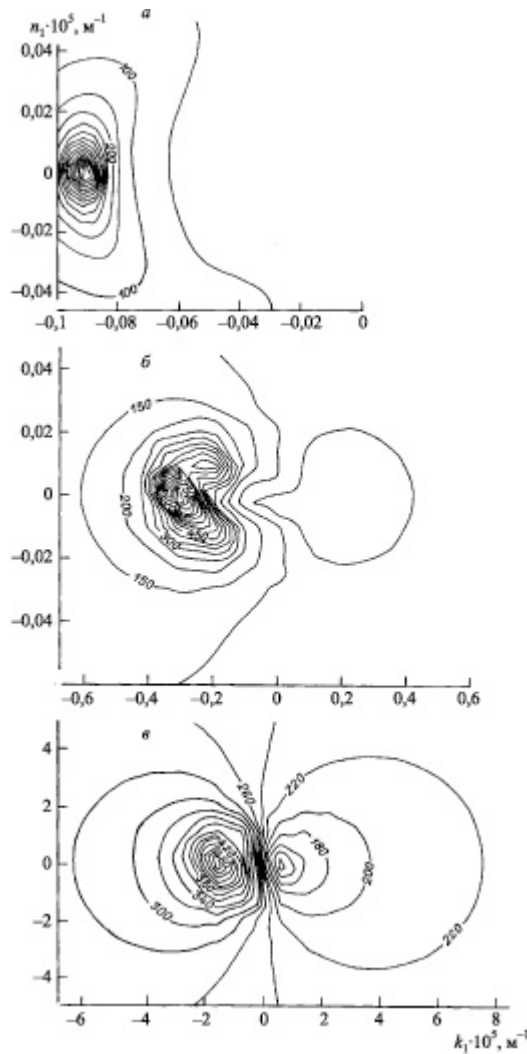


Рис. 2.1.1. Передаточные функции для волн Россби для периодов 3 (а), 10 (б) и 30 суток (в).

Расчеты велись при следующих значениях параметров:

$$H = 3000 \text{ м}, \quad f = 10^{-4} \text{ рад} \cdot \text{с}^{-1}, \quad \beta = 2 \cdot 10^{-11} \text{ рад} \cdot \text{м}^{-1} \text{с}^{-1}, \quad \rho = 1000 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}, \quad h = 30 \text{ м},$$

$$u_m = 0,2 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}, \quad l = 1,5 \cdot 10^5 \text{ м}, \quad \alpha = \frac{\partial \ln H}{\partial x} = -\frac{\partial \ln H}{\partial y} = 10^{-6} \text{ м}^{-1}.$$

Элементарные волны выделяли, задавая $\frac{\partial \ln H}{\partial x} = \frac{\partial \ln H}{\partial y} = 0$, $u_m = 0$ для волн Россби; $\frac{\partial \ln H}{\partial x} = \frac{\partial \ln H}{\partial y} = 0$, $\beta = 0$ для струйных волн; $u_m = 0$, $\beta = 0$ для топографических волн.

Волны Россби (рис. 2.1.1).

Первое резонансное условие ($D_1 = 0$) для волн Россби приводит к выводу о том, что резонансными могут быть только зональные волны западного направления ($n_1 = 0$). Второе резонансное условие ($D_2 = 0$) сводится к известному дисперсионному уравнению для зональных волн Россби:

$$\sigma = -\frac{\beta k_1}{\chi^2 + R^{-2}}, \text{ где } \chi^2 = k_1^2 + n_1^2, \text{ а } R^{-2} = \frac{f^2}{gH}, R - \text{ радиус деформации Россби.}$$

Для волн Россби с периодом 3 суток резонансная длина волны составляет $\lambda_r = 1000$ км, фазовая скорость $3,9 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$; для волн с периодом 10 суток $\lambda_r = 333$ км, а фазовая скорость $0,39 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$; для волн с периодом 30 суток $\lambda_r = 200$ км, а фазовая скорость $0,08 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Резонансные области в плоскости k_1 и n_1 с ростом периода значительно увеличиваются как в зональном, так и в меридиональном направлении, занимая при периоде 30 суток значительный диапазон волновых чисел.

Струйные волны (рис. 2.1.2).

Резонансные условия для струйных волн значительно сложнее, чем для волн Россби. Первое резонансное условие приводит к условию $n_1 = 0$, т. е. к струйным волнам, направленным вдоль потока. Второе резонансное условие для бездивергентных струйных волн приводит к дисперсионному соотношению

$$\text{вида: } \sigma k_1^2 - k_1^3 u_m + \frac{2u_m}{l^2} k_1 + \frac{\sigma}{R^2} = 0.$$

При условии $k_1^2 \gg R^{-2}$ получаем $k_1 = \frac{\sigma}{2u_m} \pm \sqrt{\left(\frac{\sigma}{2u_m}\right)^2 + \frac{2}{l^2}}$, т. е. имеются две

системы резонансных волн: одна – коротких, направленная по потоку, вторая – система длинных волн против потока. При этом для первых зависимость от периода волны прямая, для вторых – обратная. Приведем длины резонансных волн (λ) и их фазовые скорости (c):

$T(\text{сут})$	3	10	30
$\lambda_1(\text{км})$	-260	-143	-118

$c_1(\text{м}\cdot\text{с}^{-1})$	-1,0	-0,17	-0,05
$\lambda_2(\text{км})$	43	78	96
$c_2(\text{м}\cdot\text{с}^{-1})$	0,17	0,09	0,04

Собственно резонансные области очень узкие и из-за разрешающей способности передаточной функции на рис. 4.1.2 представлены лишь отдельными точками. Помимо них для струйных волн выделяются две выраженные области значительного увеличения модуля передаточной функции, где возможны интенсивные потоки энергии из атмосферы в океан. Существенно, что струйные волны, возбуждаемые в этих областях, направлены под углом к потоку. Возможно, что они в известной степени ответственны за меандрирование струйных потоков в океане. Области максимальных значений $\Pi(\sigma, k_1, n_1)$ вытянуты в меридиональном направлении с центрами областей, смещающимися с увеличением периода волны в область низких волновых чисел. Таким образом, при генерации анемобарическими образованиями струйных волн можно ожидать их возникновения в широком диапазоне пространственно-временных масштабов.

Топографические волны (рис. 2.1.3).

Передаточные функции рассчитывались для рельефа дна, задаваемого уравнениями $\alpha = \frac{\partial \ln H}{\partial x} = -\frac{\partial \ln H}{\partial y} = 10^{-6} \text{ м}^{-1}$. Первое резонансное условие фиксирует известный факт – топографические волны направлены вдоль изобат, оставляя меньшие глубины справа: $k_1 \frac{\partial \ln H}{\partial x} + n_1 \frac{\partial \ln H}{\partial y} = 0$. При выбранной нами аппроксимации рельефа $k_1 = n_1$. Дисперсионное уравнение для элементарных топографических волн задает окружность в плоскости волновых чисел: $\sigma(k_1^2 + n_1^2) + f\alpha(k_1 + n_1) + \frac{\sigma}{R^2} = 0$. Совместное решение этих уравнений дает резонансные точки: $k_1 = n_1 = -\frac{f}{2\sigma}\alpha \pm \sqrt{\left(\frac{f}{2\sigma}\alpha\right)^2 - \frac{1}{2R^2}}$. Когда $R^{-1} \ll \frac{\alpha f}{\sigma}$, остается только одна резонансная точка $k_1 = n_1 = \frac{f}{\sigma}\alpha$. Для периода 3 суток $\lambda_r = 158 \text{ км}$,

соответствующая фазовая скорость $0,61 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$. Резонансная область сосредоточена в узком диапазоне волновых чисел. Волны с периодом 10 суток имеют резонансную область с двумя центрами: первому соответствует резонансная длина 71 км и фазовая скорость $0,08 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$, второму – резонансная длина 51 км и фазовая скорость $0,06 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$. Размеры резонансной области значительно больше, чем для волн с периодом 3 суток. Для периода 30 суток резонансная область еще более расширяется, особенно в меридиональном направлении, уходя в юго-западный и северо-западный сектор. В этой области выделяются два больших центра: с резонансными длинами 18 и 17 км и фазовыми скоростями $0,007 \text{ м}\cdot\text{с}^{-1}$.

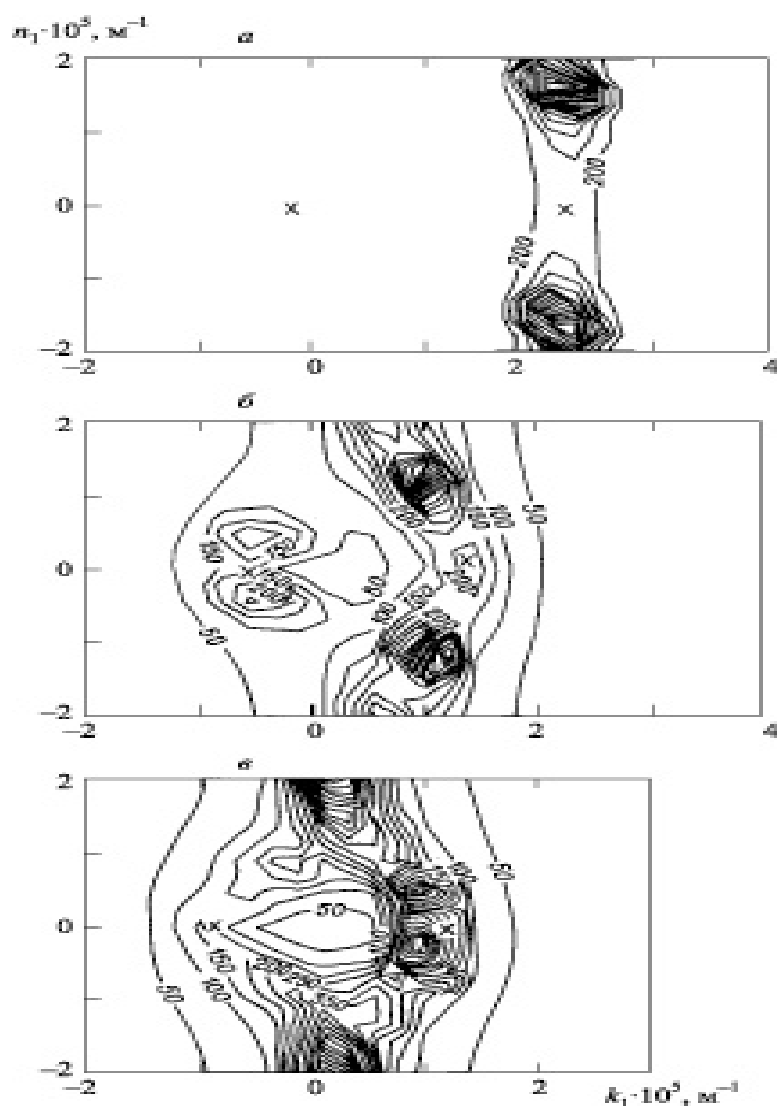


Рис. 2.1.2. Передаточные функции для струйных волн для периодов 3 (а), 10 (б) и 30 суток (в). $\times$ – положение резонансной точки.

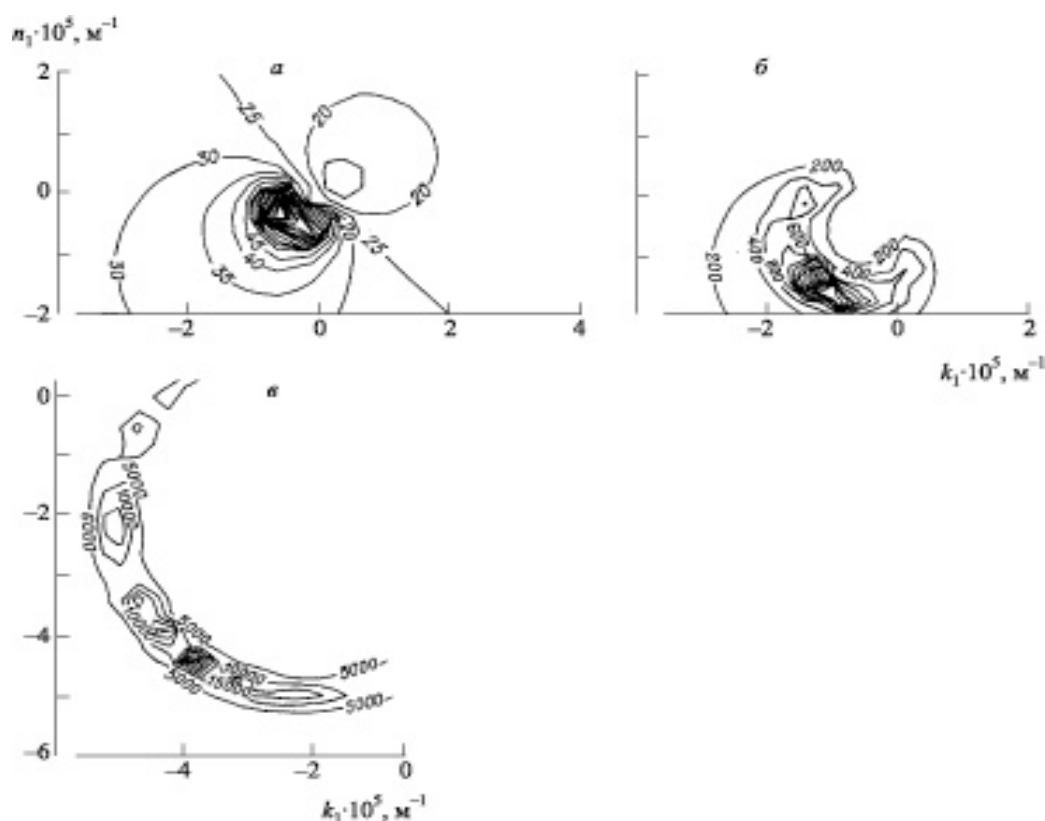


Рис. 2.1.3. Передаточные функции для топографических волн для 3 (а), 10 (б) и 30 суток (в).

Расчеты передаточных функций для суперпозиции элементарных волн приводят к гораздо более обширным и сложным по конфигурации резонансным областям.

Полученные оценки фазовых скоростей резонансных градиентно-вихревых волн обычно меньше характерных значений скорости перемещения циклонов ($8 - 11 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$) и тропических циклонов ($3 - 4 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$), однако спектр анемобарических возмущений в диапазоне интересующих нас пространственно-временных масштабов достаточно широк и разнообразен. Вероятно, в резонансных для градиентно-вихревых волн областях спектра атмосферного давления и тангенциального напряжения ветра содержится достаточно энергии для преодоления фрикционных эффектов и возбуждения вынужденных волн. Не исключено, что источниками возникновения градиентно-вихревых волн могут быть квазистационарные барические системы, а также медленно перемещающиеся или стационарирующие циклоны и антициклоны.

С математической точки зрения наиболее общей постановкой задачи о свободных низкочастотных колебаниях является численная задача на собственные значения и собственные функции полной системы гидродинамических уравнений, описывающих крупномасштабные движения.

Примем в качестве исходной систему гидродинамических уравнений, которую П. Ле Блон и Л. Майсек (1981) называют гидростатическими уравнениями β -плоскости:

$$\begin{aligned}\frac{du}{dt} - fv &= -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P}{\partial x} + F_x, \\ \frac{dv}{dt} + fu &= -\frac{1}{\bar{\rho}} \frac{\partial P}{\partial y} + F_y, \\ \frac{\partial P}{\partial z} &= -g\rho, \\ \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} &= 0, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial x} + v \frac{\partial \rho}{\partial y} + w \frac{\partial \rho}{\partial z} &= 0,\end{aligned}\tag{2.1.1}$$

где u, v, w – проекции скорости течения на оси OX и OY ; OW (ось OX направлена на восток, OY – на север, OZ – вертикально вверх; плоскость OXY совпадает с дном океана); F_x и F_y – составляющие внешних массовых сил по осям OX и OY ; $f = 2\omega \sin \varphi = f_0 + \beta_y$ – приближение β -плоскости, f - параметр Кориолиса; ω - угловая скорость вращения Земли; φ - географическая широта; f_0 и β - некоторые константы, P – гидродинамическое давление; ρ - плотность воды; $\bar{\rho}$ - средняя плотность воды.

Эта система гидродинамических уравнений справедлива для крупномасштабных движений в средних широтах и получена при следующих упрощающих предположениях: приближение « β -плоскости»; приближение Буссинеска; пренебрежение диссипативными процессами (трение, теплопроводность, диффузия); пренебрежение сжимаемостью воды.

Основные уравнения теории сводятся по П.Ле Блону и Л.Майсеку к одному уравнению относительно гидродинамического давления P в виде:

$$D \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left[\Delta p + D \left(\frac{\partial}{\partial z} N^{-2} \frac{\partial p}{\partial z} \right) \right] \right\} + \beta \left(f^2 \frac{\partial p}{\partial x} - 2f \frac{\partial^2 p}{\partial y \partial t} - \frac{\partial^3 p}{\partial t^2 \partial x} \right) = 0, \quad (2.1.2)$$

где операторы $D = \frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2$ и $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, $N = \sqrt{-\frac{g}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial z}}$ - частота Вайселя-Брента.

Решение ищется при условии непротекания на дне океана при $z = -H$

$$\frac{\partial^2 p}{\partial z \partial t} = 0 \quad (2.1.3)$$

и кинематическом условии на поверхности океана

$$\left(\frac{N^2}{g} \right) \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial^2 p}{\partial z \partial t} = 0 \quad \text{при } z = 0. \quad (2.1.4)$$

В уравнении (2.1.2) горизонтальные и вертикальные переменные разделяются:

$$p = \Pi_n(z) p_n(x, y, t)$$

$$D \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left[\Delta p_n - \frac{1}{gh_n} D(p_n) \right] \right\} + \beta \left(f^2 \frac{\partial p_n}{\partial x} - 2f \frac{\partial^2 p_n}{\partial y \partial t} - \frac{\partial^3 p_n}{\partial x \partial t^2} \right) = 0 \quad (2.1.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{N^2} \frac{d \Pi_n}{d z} \right) + \frac{1}{gh_n} = 0 \quad (2.1.6)$$

$$\frac{d \Pi_n}{d z} = 0 \quad \text{при } z = -H,$$

$$\frac{d \Pi_n}{d z} + \frac{N^2}{g} \Pi_n = 0 \quad \text{при } z = 0,$$

где $\frac{1}{gh_n}$ - константа разделения.

При $N^2 = \text{Const}$ решение вертикальной краевой задачи (2.1.6) может быть приближенно представлено в виде:

для баротропной моды

$$\Pi_0 = A_0 e^{-\frac{N^2 z}{2g}} \left[1 + O\left(\frac{N^2 z}{2g}\right) \right], \quad (2.1.7)$$

для бароклининой моды

$$\Pi_n = A_n e^{-\frac{N^2 z}{2g}} \left[\cos \frac{n\pi z}{H} + O\left(\frac{N^2 z}{2g}\right) \right], \quad n = 1, 2, 3. \quad (2.1.8)$$

В рассматриваемом приближении вертикальная скорость течения выражается через гидродинамическое давление следующим образом

$$W = -\frac{1}{\rho_0 N^2} \frac{\partial^2 p}{\partial z \partial t} = -\frac{1}{\rho_0 N^2} \frac{\partial \Pi_n}{\partial z} \cdot \frac{\partial p_n}{\partial t},$$

а вертикальное смещение частиц воды

$$\zeta = -\frac{1}{\rho_0 N^2} \frac{\partial \Pi_n}{\partial z} \cdot p_n.$$

Модовая структура обычно рассматривается в предположении малости $\left(\frac{N^2 z}{2g}\right)$, что исключаются бароклинные колебания уровня океана (при $z = 0$

$$\frac{\partial \Pi_0}{\partial z} = -\frac{N^2}{2g} A_0,$$

$$\frac{\partial \Pi_n}{\partial z} = 0, \quad \zeta_0 = -\frac{N^2}{2g} A_0 p_n, \quad \zeta_n = -\frac{N^2}{2g} A_n p_n).$$

Если рассматривать следующий порядок малости, то при $z = 0$

$$\frac{\partial \Pi_0}{\partial z} = -\frac{N^2}{2g} A_0 \text{ и}$$

$$\frac{\partial \Pi_n}{\partial z} = -\frac{N^2}{2g} A_n \text{ или } \zeta_0 = -\frac{N^2}{2g} A_0 p_n, \quad \zeta_n = -\frac{N^2}{2g} A_n p_n, \text{ т.е. бароклинные}$$

колебания проявляются на поверхности океана.

Определим низкочастотные волны как волны, квадрат частоты которых значительно меньше квадрата частоты инерционных колебаний, $\sigma^2 \ll \omega^2$ или $T^2 \gg T_p^2$ (T – период волны, T_p – период инерционных колебаний), $T_p = \pi / \omega \sin \varphi$ (ω – угловая скорость вращения Земли, φ – географическая широта).

В настоящее время нет общепринятой терминологии относительно названий отдельных видов и классов элементарных низкочастотных волн (Ефимов В.В. и др., 1985; Коняев К.В., Сабинин К.Д., 1992; Педлоски Дж., 1984; Ле Блон П., Майсек Л., 1981; Фукс В.Р., 1982). Попробуем рассмотреть возможность классификации этих волновых движений на основе дисперсионных соотношений.

Будем исходить из общей системы гидродинамических уравнений в приближении «теории мелкой воды» без учета внешних массовых сил и трения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{du}{dt} - \omega v &= -g \frac{\partial \xi}{\partial x} \\ \frac{dv}{dt} + \omega u &= -g \frac{\partial \xi}{\partial y} \\ \frac{\partial(uH)}{\partial x} + \frac{\partial(vH)}{\partial y} + \frac{\partial \xi}{\partial t} &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (2.1.9)$$

где u и v – зональная и меридиональная составляющие средней по глубине скорости течения; ξ – возвышение уровня моря; $\omega = \omega_0 + \beta y$ – параметр Кориолиса в приближении « β -плоскости» ($d\omega/dy = \beta$; $H = H(x, y)$) – глубина моря; g – ускорение силы тяжести.

Подробный анализ масштабов для квазигеострофических движений в теории мелкой воды был проведен Дж. Педлоски (Педлоски Дж., 1984). Опираясь на него, можно показать, что в первом приближении выражение (2.1.9) целесообразно рассматривать как систему уравнений с постоянными коэффициентами. Тогда в этом приближении решение волновое (2.1.9) можно искать в виде гармонической волны.

Рассмотрим нейтральный гармонический волновой процесс

$$u, v, \xi \sim e^{i(\sigma t - kx - ny)} \quad (2.1.10)$$

(σ – частота волны, k и n – составляющие волнового числа на координатные оси), развивающийся на фоне заданного основного течения $u_0 = u_0(y)$, $v_0 = v_0(x)$.

Для этих условий представим инерционные ускорения в линейном приближении в виде

$$\frac{du}{dt} = i\sigma_d u + \frac{du_0}{dy} v; \quad \frac{dv}{dt} = i\sigma_d v + \frac{dv_0}{dx} u, \quad (2.1.11)$$

где $\sigma_d = (\sigma - u_0 k - v_0 n)$ - доплеровская частота.

Подставим значения (2.1.11) в уравнения движения системы (2.1.10) и найдем выражения для полных потоков.

$$\begin{aligned} uH &= -R^2 \left(i\sigma_d \frac{\partial \xi}{\partial x} - b_1 \frac{\partial \xi}{\partial y} \right) \\ vH &= -R^2 \left(i\sigma_d \frac{\partial \xi}{\partial y} - b_2 \frac{\partial \xi}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad (2.1.12)$$

где $b_1 = \frac{\partial u_0}{\partial y} - \omega$, $b_2 = \frac{\partial v_0}{\partial x} + \omega$ - трансформация параметров Кориолиса за счет

горизонтальных сдвигов основного потока; $R = \sqrt{\frac{-gH}{\sigma_d^2 + b_1 b_2}}$ - пространственный

масштаб, который при $\sigma_d = 0$, $\frac{\partial u_0}{\partial y} = \frac{\partial v_0}{\partial x} = 0$ представляет собой баротропный

радиус деформации Россби $R = \frac{\sqrt{gH}}{\omega}$.

Далее для фильтрации высокочастотных волн примем $\sigma_d \ll b_1 b_2$, тогда

$$R^2 = -\frac{gH}{b_1 b_2}.$$

Подставляя (2.1.12) в уравнение неразрывности в системе (2.1.9), получим уравнение относительно возвышения уровня и, используя далее представление (2.1.10), получим дисперсионное уравнение

$$\begin{aligned} -i\sigma_d \chi^2 + \left(k \frac{\partial \sigma_d}{\partial x} + n \frac{\partial \sigma_d}{\partial y} \right) + nk(b_1 + b_2) + i \left(n \frac{\partial b_1}{\partial x} + k \frac{\partial b_2}{\partial y} \right) + \\ + \sigma_d \left(\frac{\partial \ln R^2}{\partial x} + \frac{\partial \ln R^2}{\partial y} \right) + i \left(b_1 n \frac{\partial \ln R^2}{\partial x} + b_2 k \frac{\partial \ln R^2}{\partial y} \right) - \frac{i\sigma}{R^2} = 0 \end{aligned} \quad (2.1.13)$$

или, разделяя действительную и мнимую части, получим два уравнения

$$-\sigma_d \chi^2 + \left(n \frac{\partial b_1}{\partial x} + k \frac{\partial b_2}{\partial y} \right) + b_1 n \frac{\partial \ln R^2}{\partial x} + b_2 k \frac{\partial \ln R^2}{\partial y} - \frac{\sigma}{R^2} = 0 \quad (2.1.14)$$

$$\left(k \frac{\partial \sigma_d}{\partial x} + n \frac{\partial \sigma_d}{\partial y} \right) + nk (b_1 + b_2) + \sigma_d \left(\frac{\partial \ln R^2}{\partial x} + \frac{\partial \ln R^2}{\partial y} \right) = 0. \quad (2.1.15)$$

Если ограничиться рассмотрением зональных волн ($n=0, \frac{\partial \sigma_d}{\partial x}=0$), уравнения (2.1.14) и (2.1.15) значительно упрощаются и могут быть представлены в следующем виде:

$$\sigma = \frac{k^3 u_0}{k^2 + R^{-2}} + \frac{k}{k^2 + R^{-2}} \left(\frac{\partial b_2}{\partial y} + b_2 \frac{\partial \ln R^2}{\partial y} \right) \quad (2.1.16)$$

$$\frac{\partial(R^2)}{\partial x} + \frac{\partial(R^2)}{\partial y} = 0. \quad (2.1.17)$$

Подставляя в (2.1.16) значения b_1, b_2 и R^2 , получим

$$\sigma = \frac{k^3 u_0}{k^2 + R^{-2}} + \frac{k}{k^2 + R^{-2}} \left(\frac{\omega}{H} \frac{\partial H}{\partial y} + \frac{\omega \beta}{\frac{\partial u_0}{\partial y} - \omega} - \frac{\omega \frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2}}{\frac{\partial u_0}{\partial y} - \omega} \right) \quad (2.1.18)$$

или в более простом случае, когда $\frac{\partial u_0}{\partial y} \ll \omega, \quad \frac{\partial v_0}{\partial x} \ll \omega, \quad R = \frac{\sqrt{gH}}{\omega},$

$$\sigma = \frac{k^3 u_0}{k^2 + R^{-2}} + \frac{k}{k^2 + R^{-2}} \left(\frac{\omega}{H} \frac{\partial H}{\partial y} - \beta + \frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2} \right). \quad (2.1.19)$$

Соответствующая (2.1.11) фазовая скорость волны будет

$$C = \frac{k^2 u_0}{k^2 + R^{-2}} + \frac{1}{k^2 + R^{-2}} \left(\frac{\omega}{H} \frac{\partial H}{\partial y} - \beta + \frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2} \right). \quad (2.1.12)$$

Заметим, что, как следует из (2.1.19) и (2.1.20), зависимость волнового числа от доплеровской частоты квадратическая

$$k^2 - \frac{Bk}{\sigma_d} + R^{-2} = 0, \quad B = \left(\frac{\omega}{H} \frac{\partial H}{\partial y} - \beta + \frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2} \right). \quad (2.1.21)$$

Эту дисперсионную зависимость целесообразно представить в безразмерном виде

$$\bar{\lambda}^2 - \bar{T}\bar{\lambda} + 1 = 0; \quad \bar{\lambda}_{1,2} = \frac{\bar{T}}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{\bar{T}}{2}\right)^2 - 1}, \quad (2.1.22)$$

где $\bar{\lambda} = \frac{\lambda}{R}$ - безразмерная длина волны ($\lambda = \frac{1}{k}$ - длина волны); $\bar{T} = BRT$ - безразмерный период волны ($T = \frac{1}{\sigma_d}$ - доплеровский период волны).

На рис.2.1.4 эта зависимость изображена графически. Для иллюстрации на этом же рисунке даны размерные шкалы для $O(R) = 2 \cdot 10^3$ км, $O(B) = 10^{-4}$ км⁻¹·сут⁻¹. Выделяется область неустойчивых волн при $\bar{T} < 2$ и область нейтральных волн при $\bar{T} > 2$. При реалистической оценке $O(BR) = 0,2$ сут⁻¹ соответствующий граничный временной масштаб, разделяющий неустойчивые и нейтральные волны, составляет 10 суток. Неустойчивые волны, в соответствии с (2.1.22), образуют две системы волн с затухающей и возрастающей амплитудой. Длина волн в каждой из этих систем одинакова и составляет $\bar{\lambda} = \frac{\bar{T}}{2}$, т.е. зависимость между длиной и периодом в неустойчивых волнах прямая.

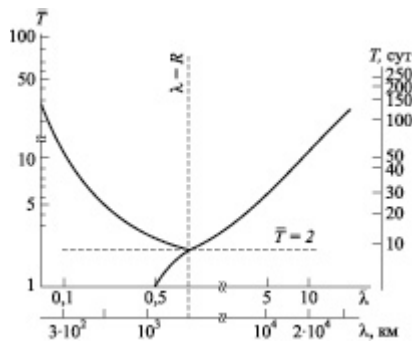


Рис. 2.1.4. Дисперсионная зависимость низкочастотных волн в океане; $\bar{T} = BRT$ - безразмерный период волны; $\bar{T} = 2$ - линия, разделяющая область нейтральных волн и динамически неустойчивых или затухающих волн; $\bar{\lambda} = \frac{\lambda}{R}$ - безразмерная длина волны; $\lambda = R$ - линия, разделяющая область коротких и длинных низкочастотных волн; T и λ - период и длина низкочастотных волн при $R = 2 \cdot 10^3$ км; $B = 10^{-4}$ км⁻¹·сут⁻¹.

В соответствии с (2.1.22) фиксированному периоду нейтральной волны соответствуют две системы волн: короткие $\bar{\lambda}_2 < 1$ и длинные $\bar{\lambda}_2 > 1$.

Граница между ними проходит при $\bar{\lambda} = 1$ или $\lambda = R$. Характерная для океана величина баротропного радиуса деформации Россби

$$O(R) = \frac{\sqrt{gH}}{\omega} = 2 \cdot 10^3 \text{ км.}$$

Короткие и длинные низкочастотные волны существенно различаются по своим свойствам.

Короткие волны имеют обратную зависимость между длиной и периодом и в области $\bar{\lambda} \ll 1$ ($\lambda \ll R$) $\bar{\lambda}_2 \approx \frac{1}{\bar{T}}$ становятся бездивергентными. Короткие низкочастотные волны обычно называют градиентно-вихревыми волнами. Длинные волны обладают прямой зависимостью между длиной и периодом и в области $\bar{\lambda} \gg 1$ ($\lambda \gg R$) $\lambda_1 \approx \bar{T}$. При $\bar{T} < 0$ ($B < 0$) волны направлены на запад, при $T > 0$ ($B < 0$) - на восток.

Выделенные два класса низкочастотных волн помимо того, что первые сравнительно короткие и бездивергентные, а существование вторых определяет дивергентность движения и они очень длинные, отличаются и другими важными особенностями.

Градиентно-вихревые волны обладают дисперсией, их фазовая скорость $C_2 = (BRT)^{-1}$. Геострофические же волны, как и длинные гравитационные волны, не обладают дисперсией и их фазовая скорость равна групповой скорости: $C_1 = BR$. Фазовая скорость геострофических волн намного больше фазовой скорости градиентно-вихревых волн.

В каждом из классов волн можно выделить три элементарных вида волн, которым соответствуют первое, второе и третье слагаемые в скобках дисперсионных уравнений (2.1.19)-(2.1.21). Это топографические волны ($u_0 = 0, \beta = 0, B = \frac{\omega}{H} \frac{\partial H}{\partial y}$), волны Россби ($u_0 = 0, H = \text{const}, B = -\beta$) и сдвиговые

волны ($\beta = 0$, $H = \text{const}$, $B = \frac{\partial^2 u_0}{\partial y^2}$). В скобках обозначены условия выделения этих элементарных видов низкочастотных волновых движений. Обобщение дисперсионных уравнений низкочастотных баротропных волн на более общий случай волн произвольного направления (уравнение (2.1.14) не вызывает принципиальных трудностей.

Вероятно, каждый вид низкочастотных волн может возбуждаться самостоятельно в зависимости от характера начального возмущения или резонанса с возмущающей силой.

Очевидно, что для отдельных видов элементарных волн, а также для всех классов волн могут существовать условия захвата этих волн в направлении, ортогональном их распространению. В этом случае волна поступательная в направлении распространения и стоячая (экспоненциально-косинусная) с модовой структурой в поперечном направлении.

Захваченными волнами Россби являются так называемые экваториальные волны Россби, к захваченным топографическим волнам относятся шельфовые волны, видом захваченных сдвиговых волн могут быть струйные волны.

В этом параграфе исследуются дисперсионные соотношения, полученные для плоских гармонических волн из уравнений движения и неразрывности при непрерывном спектре частот, выделяются в зависимости от ограничений на параметры движения различные типы волн и характеристики их распространения.

Рассмотрим баротропную модель линеаризованных уравнений длинных волн:

$$\begin{aligned}\frac{\partial U}{\partial t} - fV + g \frac{\partial \xi}{\partial x} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\tau_x}{\rho h}, \\ \frac{\partial V}{\partial t} - fU + g \frac{\partial \xi}{\partial y} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\tau_y}{\rho h}, \\ \frac{\partial(UH)}{\partial x} + \frac{\partial(VH)}{\partial y} + \frac{\partial \xi}{\partial t} &= 0.\end{aligned}\quad (2.1.23)$$

Здесь U , V и ρ — средние по глубине, ξ — возвышение уровня, H — глубина, $f=f_0+\beta y$ — параметр Кориолиса, $\beta=df/dy$ — константа приближения β -плоскости, $P=P_a+\rho g(\xi-z)$ — гидродинамическое давление, τ_x , τ_y — составляющие касательного напряжения ветра, h — глубина квазиоднородного слоя.

В предположении, что рассматриваемые временные масштабы много больше периода инерционных колебаний ($\omega^2 \ll f^2$), система (2.1.23) может быть сведена к дифференциальному уравнению в частных производных 3-го порядка для уровня:

$$\begin{aligned} g \left[\frac{\partial}{\partial t} \Delta \xi + \frac{\partial \ln H}{\partial x} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t \partial x} + \frac{\partial \ln H}{\partial y} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t \partial y} - 2 \cdot \frac{\beta}{f} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t \partial y} + \right. \\ \left. + \frac{\partial \ln H}{\partial x} f \frac{\partial \xi}{\partial y} - \frac{\partial \ln H}{\partial y} f \frac{\partial \xi}{\partial x} + \beta \frac{\partial \xi}{\partial x} - \frac{f^2}{gH} \frac{\partial \xi}{\partial t} \right] = \\ = \frac{\partial \ln H}{\partial x} \frac{\partial F_x}{\partial t} + \frac{\partial^2 F_x}{\partial t \partial x} + f \frac{\partial F_y}{\partial x} + f \frac{\partial \ln H}{\partial x} F_y + \frac{\partial \ln H}{\partial y} \frac{\partial F_y}{\partial t} + \\ + \frac{\partial^2 F_y}{\partial t \partial y} - f \frac{\partial F_x}{\partial y} - f \frac{\partial \ln H}{\partial y} F_x - 2 \frac{\beta}{f} \frac{\partial F_y}{\partial t} + \beta F_x \end{aligned} \quad (2.1.24)$$

и двум уравнениям для U и V :

$$\begin{aligned} U &= -\frac{1}{f^2} \left[\left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t \partial x} + f \frac{\partial \xi}{\partial y} \right) g - \frac{\partial F_x}{\partial t} - f F_x \right], \\ V &= -\frac{1}{f^2} \left[\left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t \partial y} - f \frac{\partial \xi}{\partial x} \right) g - \frac{\partial F_y}{\partial t} + f F_y \right], \end{aligned}$$

$$\text{где: } F_x = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\tau_x}{\rho h}, \quad F_y = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial y} + \frac{\tau_y}{\rho h}$$

Будем искать решение уравнения (2.1.24) в виде гармонической волны:

$\xi(t, x, y) = S \exp[i(-\omega t + \bar{k}_1 x + \bar{k}_2 y)]$, где $\bar{k}_1 = k_1 + im$, $\bar{k}_2 = k_2 + in$, а S — комплексная функция, характеризующая амплитуду волны. Условие нетривиальности уравнения, полученного после подстановки этого решения в уравнение (2.1.24), является для последнего дисперсионным соотношением,

которое при разделении действительной и мнимой части распадается на два уравнения:

$$\omega = - \frac{nf \frac{\partial \ln H}{\partial x} + m \left(\beta - \frac{\partial \ln H}{\partial y} f \right)}{\left(2m - \frac{\partial \ln H}{\partial x} \right) k_1 + \left(2n - \frac{\partial \ln H}{\partial y} + 2 \frac{\beta}{f} \right) k_2}, \quad (2.1.25)$$

$$\omega = - \frac{k_1 \left(\beta - \frac{\partial \ln H}{\partial y} \right) + k_2 f \frac{\partial \ln H}{\partial x}}{k_1^2 + k_2^2 - n^2 + m^2 + m \frac{\partial \ln H}{\partial x} + n \left(\frac{\partial \ln H}{\partial y} - 2 \frac{\beta}{f} \right) + \frac{f^2}{gH}}, \quad (2.1.26)$$

Нетрудно убедиться, что при каждой фиксированной частоте ω система соотношений (2.1.25) и (2.1.26) определяет в пространстве векторов k_1 и k_2 кривую второго порядка. В некоторых рассмотренных ниже частных случаях эта кривая есть гипербола.

Для волн, распространяющихся во всех направлениях на бесконечность, соотношения (2.1.25–2.1.26) являются дисперсионными. Для полуограниченного океана, очевидно, должны существовать дополнительные условия, ограничивающие распространение волн в определенных направлениях. Как правило, этими условиями являются граничные условия для уравнения (2.1.24), а также предположение, что волны распространяются вдоль береговой черты. Этим, в частности, определяется модовая структура волн.

Данный подход позволяет свести исследование шельфовых волн к решению некоторой краевой задачи. Впервые такой способ исследования был предложен Бухвальдом и Адамсом для экспоненциального шельфа и развит в последующем для других аппроксимаций рельефа (Buchwald V.T., et al, 1968).

Насколько нам известно, дисперсионные соотношения (2.1.25–2.1.26) в таком виде в литературе, посвященной этим проблемам, не рассматривались (Белоненко Т.В., et al, 1988). Они являются общими для всех определенных ранее классов топографических волн Россби. При заданных ограничениях на параметры движения уравнения (2.1.25–2.1.26) трансформируются в известные

дисперсионные соотношения для волн Россби и для топографических волн. При этом разумно выделить стационарные и нейтральные волны.

Стационарные волны ($\omega = 0$). В этом случае из (2.1.25–2.1.26) получаем:

$$\frac{k_2}{k_1} = \frac{\frac{\beta}{f} - \frac{\partial \ln H}{\partial y}}{\frac{\partial \ln H}{\partial x}} = -\frac{n}{m}. \quad (2.1.27)$$

Если α — угол, определяющий направление стационарной волны, то $\alpha = \arctan(k_2/k_1)$. Когда рельеф меняется мало, так что можно принять $H = \text{const}$, то, очевидно, в этом случае стационарные волны могут распространяться только в меридиональном направлении.

Когда глубина в меридиональном направлении не изменяется: $\frac{\partial H}{\partial y} = 0$, направление стационарных волн определяется из соотношения:

$$\tan \alpha = -\frac{\beta}{f} \left(\frac{\partial \ln H}{\partial x} \right)^{-1}$$

Нейтральные волны ($m = n = 0$).

Из (2.1.25) и (2.1.26) получаем:

$$k_1 \frac{\partial \ln H}{\partial x} + k_2 \left(\frac{\partial \ln H}{\partial y} - 2 \frac{\beta}{f} \right) = 0, \quad (2.1.28)$$

$$\omega = -\frac{k_1 \left(\beta - f \frac{\partial \ln H}{\partial y} \right)}{k_1^2 + \frac{f^2}{gH}}, \quad (2.1.29)$$

где $\chi^2 = k_1^2 + k_2^2$. Ограничимся рассмотрением нейтральных волн, распространяющихся в фиксированных направлениях.

Рассмотрим нейтральные волны зонального направления ($k_2 = 0$). Очевидно, что в этом случае распространение этих волн возможно для цилиндрического рельефа дна при изменении глубины только в меридиональном направлении. Из (2.1.29) получаем:

$$\omega = - \frac{k_1 \left(\beta - f \frac{\partial \ln H}{\partial y} \right)}{k_1^2 + \frac{f^2}{gH}}. \quad (2.1.30)$$

При постоянной глубине это есть формула Россби для зональных дивергентных волн. Отсюда также следует, что распространение волн с запада на восток возможно только для такого рельефа дна, когда выполняется условие $\frac{\partial \ln H}{\partial y} > \frac{\beta}{f}$. Так как частота и волновые числа являются действительными, ограничивающим неравенством для частоты является условие:

$$\omega \leq \frac{1}{2} \sqrt{gH} \left| \frac{\beta}{f} - \frac{\partial \ln H}{\partial y} \right|,$$

откуда получаем, что максимально возможная частота нейтральных волн зонального направления равна $\omega_{\max} = \frac{1}{2} \frac{\beta}{f} \sqrt{gH}$. При $\omega < \omega_{\max}$ возникают две системы волн: одни короткие, другие длинные. В случае бездивергентных волн и $\omega = \omega_{\max}$ — только одна система коротких волн, при этом $k_1 = -\frac{\beta}{\omega} + \frac{f}{\omega} \frac{\partial \ln H}{\partial y}$.

Рассмотрим меридионально направленные нейтральные волны ($k_1 = 0$). Условием существования таких волн является: $\omega \leq \frac{1}{2} \sqrt{gH} \left| \frac{\partial \ln H}{\partial x} \right|$.

При увеличивающейся к северу глубине эти волны направлены всегда на юг. Как и в предыдущем случае, имеется две системы волн. Но здесь β -эффект только определяет условие существования этих волн, но не влияет на ограничение по частоте.

Остановимся на особенностях элементарных волновых движений типа волн Россби и топографических волн.

Волны Россби ($H = \text{const}$).

Рассмотрим частный случай, когда $m = 0$, т.е. затухание (возрастание) волн происходит только в меридиональном направлении. Из дисперсионных соотношений следует условие динамической неустойчивости: $n = -\beta/f$ и

уравнение $\omega = -\frac{k_1\beta}{\chi^2 + \frac{\beta^2}{f^2} + \frac{f^2}{gH}}$, определяющее волны западных направлений.

Нетрудно проверить, что максимальная частота определяется неравенством:

$$\frac{\beta^2}{4\omega^2} - \frac{\beta^2}{f^2} - \frac{f^2}{gH} \geq 0, \text{ откуда: } \omega_{\max}^2 = \frac{\beta^2/4}{\beta^2/f^2 - f^2/gH}. \text{ При } \omega \leq \omega_{\max} \text{ возникает две}$$

системы волн: короткие и длинные. При затухании (возрастании) волн только в зональном направлении ($n = 0$), как следует из дисперсионных соотношений, волны Россби также имеют направление в западном секторе.

Топографические волны ($\omega = 0$).

В этом случае дисперсионные соотношения должны выделить эффекты, генерируемые в волновых движениях топографией дна.

Для нейтральных топографических волн, как следует из дисперсионных соотношений, линиями тока являются изобаты. Угловой коэффициент

касательной к изобате определяется рельефом дна: $\text{tg } \alpha = -\frac{\frac{\partial H}{\partial y}}{\frac{\partial H}{\partial x}}$.

Если затухание (возрастание) волн происходит только меридионально

($m = 0$), то для цилиндрического рельефа ($\text{tg } \alpha = -\frac{\frac{\partial H}{\partial y}}{\frac{\partial H}{\partial x}} = 0$) распространение волн

возможно либо вдоль изобат, либо при условии $n = \frac{1}{2} \frac{\partial \ln H}{\partial y}$.

В последнем случае при уменьшающейся к северу глубине существует неустойчивость волновых движений. Дисперсионное соотношение в этом случае имеет вид:

$$\omega = \frac{k_1 \frac{\partial \ln H}{\partial y} f}{\chi^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial \ln H}{\partial y} \right)^2 + \frac{f^2}{gH}} \quad (2.1.31)$$

Следовательно, если глубина с увеличением y увеличивается, то волны распространяются в восточном секторе, а если глубина уменьшается, то в западном, т. е. вправо от направления увеличения глубины.

В случае топографических волн, когда затухание (возрастание) их происходит только зонально ($n = 0$), выводы аналогичны сделанным в предыдущем случае. Например, для цилиндрического рельефа дна ($\frac{\partial H}{\partial y} = 0$) направление распространения волн — вдоль изобат, т.е. вправо от направления увеличения глубины. Как и раньше, возникает две системы волн: короткие и длинные. Максимально возможная частота:

$$\omega_{\max} = \frac{f \left| \frac{\partial \ln H}{\partial x} \right|}{2 \sqrt{m \frac{\partial \ln H}{\partial x} - m^2 + \frac{f^2}{gH}}},$$

максимально возможное волновое число:

$$k_{2\max} = -\frac{f}{2\omega} \frac{\partial \ln H}{\partial x}.$$

Топографические волны Россби.

Если баротропные волны Россби обязаны своим происхождением сферичности и вращению Земли, то топографические волны Россби возникают вследствие сферичности и вращения Земли и изменений топографии дна. Вообще говоря, понятие топографических волн Россби является более общим и включает в себя как волны Россби, так и топографические волны (см. 2.1.23).

В классе топографических волн важную роль играют процессы захвата волновой энергии морфометрическими особенностями океана. В частности, существенную роль в динамике прибрежной зоны играют шельфовые волны, которые образуются в зоне шельфа — материкового склона. Шельф играет роль волновода, по которому волновая энергия распространяется на большие расстояния с минимальными потерями. Из анализа изменчивости уровня океана и наблюдений за течениями в настоящее время хорошо известно, что

шельфовые волны играют важную роль в динамике океана в синоптическом диапазоне частот.

Топографические волны теоретически исследовались в открытых и полузамкнутых бассейнах с изменением рельефа, приуроченных к прибрежной зоне и имеющих батиметрические профили, которые допускают аналитическое решение описывающих их уравнений. Возможность существования шельфовых волн предсказал Ламб еще в 1932 г. (Lamb H., 1947). Подтверждение и развитие его гипотезы было получено позднее в целом ряде исследований, начиная с работ (Hamon B. V., 1962; Robinson A. R., 1964; Hamon B. V., 1966; Munk W. H., Snodgrass F. E., Wimbush M., 1970).

Аналитическое исследование шельфовых волн связано с изучением системы уравнений длинных волн в синоптическом диапазоне частот. Одна из первых удачных моделей шельфовых волн была предложена Бухвальдом и Адамсом, где использовалась экспоненциальная аппроксимация зоны шельфа — материкового склона (Buchwald V.T., Adams J. K., 1968).

После статей Бухвальда и Адамса во многих аналитических моделях шельфовых волн использовалось приближение β -плоскости, так как рассматриваемые характерные масштабы (периоды порядка 1-10 суток, ширина шельфа порядка 100 км) позволяют пренебречь в уравнениях движения членами, содержащими f , сравнительно с изменениями в глубине. Но для других пространственно-временных масштабов « f -члены» будут сравнимы с другими членами в этих уравнениях. Einfield D. B. и Allen J. S аналитически исследовали баротропную модель шельфовых волн с учетом f - и β -эффекта (Einfield D. B., Allen J. S., 1980). Различались три случая в зависимости от соотношения между частотой шельфовых волн и диапазоном частот, допускаемых дисперсионным соотношением для волн Россби на глубокой воде. Показано, что при излучении волн Россби шельфовые волны затухают, и хотя соответствующие темпы затухания не очень велики, они достаточны, чтобы оказаться существенными для низкочастотных шельфовых волн. Эти

результаты согласуются с выводами (Suginohara N., 1981; Ping-Tung Shaw, Chern-Yuan Peng, 1987). В настоящий момент не известно, как соотнести скорость затухания вследствие излучения волн Россби к скорости затухания из-за эффектов трения. Allen J. S. и Smith R. L. рассчитали время фрикционного затухания для высокочастотных шельфовых волн (т. е. периоды в диапазоне 2–10 суток) – порядка 12 суток для шельфовых волн у берегов Перу и порядка 7 суток для шельфовых волн у побережья штата Орегон (Allen J. S., Smith R. L., 1981). Для низкочастотных шельфовых волн (периоды свыше 10 суток) представляется вероятным, что время фрикционного затухания будет больше по сравнению со временем затухания из-за излучения волн Россби. Сделан вывод, что включение дивергентных членов в рассматриваемую модель изменило бы полученные выводы лишь незначительно, а учет стратификации, хотя и усложнил бы анализ, не может повлиять на результат, определяемый тем, что низкочастотные шельфовые волны теряют энергию вследствие излучения волн Россби, и скорость потерь энергии будет определяться потоком энергии излученных волн Россби.

Наиболее простые баротропные модели шельфовых волн показывают, что у прямолинейного шельфа с произвольным монотонно меняющимся (по нормали к берегу) профилем глубины существует бесконечный дискретный набор мод шельфовых волн. Каждая мода имеет свое дисперсионное соотношение, причем в длинноволновом пределе фазовая скорость всех мод стремится к постоянной величине, т. е. волны не имеют дисперсии (Huthnance J. M., 1975).

Аналитические решения для шельфовых волн связаны с аппроксимацией рельефа дна простейшими функциями: экспонентой, ступенчатой функцией, линейной функцией и параболой. Решения для произвольного профиля шельфа получены численно, например, интерполяционно-разностным методом (Файн И. В., 1980) или методом начальных параметров (Ефимов В. В., Рабинович А. Б., 1980; Ефимов В. В., Куликов Е. А., Рабинович А. Б. и др., 1985), а также

проведено численное исследование топографических волн Россби, распространяющихся над одномерным рельефом типа континентального подножия и склона, где предполагалось, что волны генерируются из точечного источника с периодом 4–36 суток. Возникающие при этом распределения функции тока и плотности кинетической энергии показали, что распространение топографических волн Россби сильно зависит от периода волн, причем волны быстро затухали на континентальном склоне. Известно также, что циркуляция в глубоком океане слабо влияет на движения на континентальном шельфе (Ping-Tung Shaw, Chern-Yuan Peng, 1987).

В различных моделях при исследовании шельфовых волн изменения в рельефе дна и форме береговой линии учитываются только параметрически в виде медленных вдольбереговых изменений в фазовых скоростях длинных волн. Вдоль сравнительно гладких побережий этот подход был довольно успешен. Например, при моделировании только низшей моды шельфовых волн было достигнуто хорошее совпадение наблюдаемой моды и прогнозируемой изменчивости подповерхностного давления вдоль берегов штатов Орегон и Вашингтон (Battisti D. S., Hickey B. M., 1984). Однако для большинства побережий характерна значительная изменчивость в их конфигурации, пространственные масштабы много короче длин шельфовых волн, что может приводить к значительному рассеиванию баротропной моды шельфовых волн в другие моды (Einfield D. B., Allen J. S., 1983; Battisti D. S., Hickey B. M., 1984). Эти вопросы теоретически рассматривались для небольших изменений в рельефе дна, медленных вдольбереговых изменений в масштабе, значительно превосходящем ширину шельфа (Chao S.-Y., Pietrafesa L. J., Janowitz G. S., 1979; Brink K. H., 1980, 1986; Allen J. S., 1976; Buchwald V. T., 1977; Grimshaw R. 1977). Позднее был предложен теоретический анализ рассеяния свободных шельфовых волн в результате резкого изменения ширины шельфа в баротропном океане (Wilkin J. L., Charman D. S., 1987; Webster I., 1987).

Численные расчеты подтверждают выводы о способности шельфовых областей концентрировать волновую энергию за счет образования волн, локализованных внутри этих областей и затухающих за ее пределами. Каждая из таких областей может служить волноводом, по которому волновая энергия может передаваться на значительные расстояния с небольшими потерями.

Одним из перспективных способов изучения распространения волн является теория геометрической оптики, которая позволяет рассматривать распространение волн, как распространение лучей, отвлекаясь при этом от их волновой природы. N. Hogg использовал эту теорию для прослеживания линий распространения топографических волн Россби и обнаружил значительный разворот волн над континентальным подножьем (Hogg N., 1981). Этот способ не применим тогда, когда рельеф быстро изменяется сравнительно с длиной волны, в частности для крутых склонов (Bender C. M., Orszag S. A., 1978). И хотя с помощью аппроксимаций рельефа дна аналитическими функциями вполне можно представить локальный рельеф склона, подобрать одну гладкую аналитическую функцию для всей области от шельфа до подножия невозможно. На бровке шельфа и на стыке склона и подножья величина уклона дна меняется на порядок. При изучении переноса энергии от континентального подножья на склон важно учесть быстрые изменения шельфа (Ping-Tung Shaw, Chern-Yuan Peng, 1987).

Модифицируем полученные результаты для одного из видов топографических волн Россби – шельфовых волн с учетом основного течения. Предположим, что невозмущенное состояние представляет собой направленное вдоль ориентированной меридионально береговой черты среднее течение $\bar{V}$. Возмущения установившегося состояния удовлетворяют следующей системе уравнений, получающейся из линеаризованной системы уравнений длинных волн в предположении, что невозмущенное состояние также удовлетворяет этой системе:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial u}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial u}{\partial y} - f v + g \frac{\partial \xi}{\partial x} &= 0, \\
\frac{\partial v}{\partial t} + \bar{V} \frac{\partial v}{\partial y} + f u + g \frac{\partial \xi}{\partial y} &= 0, \\
\frac{\partial (uH)}{\partial x} + \frac{\partial (vH)}{\partial y} + \frac{\partial \xi}{\partial t} &= 0.
\end{aligned} \tag{2.1.32}$$

Примем здесь $H = h_0 \exp \{ax\}$ (h_0 и a - константы), т.к. рельефу области шельфа — континентального склона обычно хорошо соответствует экспоненциальная аппроксимация глубины моря. В связи с тем, что шельфовые волны распространяются вдоль береговой черты, т.е. меридионально, предположим также, что характер их распространения гармонический: $e^{i(n_1 y - \sigma t)}$.

Скорости u и v могут быть выражены через ξ и $\frac{\partial \xi}{\partial x}$:

$$\begin{aligned}
u &= -\frac{ig}{f^2 - (n_1 \bar{V} - \sigma)^2} \left(n_1 f \xi + (n_1 \bar{V} - \sigma) \frac{\partial \xi}{\partial x} \right), \\
v &= \frac{g}{f^2 - (n_1 \bar{V} - \sigma)^2} \left(n_1 (n_1 \bar{V} - \sigma) \xi + f \frac{\partial \xi}{\partial y} \right).
\end{aligned}$$

При этом третье уравнение системы (2.1.32) в предположении постоянства f (без учета волн Россби) примет вид:

$$\begin{aligned}
&n_1 f \frac{\partial \xi}{\partial x} + (n_1 \bar{V} - \sigma) \frac{\partial^2 \xi}{\partial x^2} + n_1^2 (n_1 \bar{V} - \sigma) \xi + n_1 f \frac{\partial \xi}{\partial x} - \\
&-\frac{\partial \ln H}{\partial x} \left[n_1 f \xi + (n_1 \bar{V} - \sigma) \frac{\partial \xi}{\partial x} \right] - \sigma \frac{f^2 - (n_1 \bar{V} - \sigma)^2}{gH} \xi = 0.
\end{aligned} \tag{2.1.33}$$

В соответствии с приближениями, рассмотренными выше, зависящие от x коэффициенты в уравнении (2.1.33) будем считать постоянными. Тогда для решений вида плоской волны $\xi \sim e^{i(k_1 + ik_2)x}$ справедливы два соотношения:

$$k_1 (n_1 \bar{V} - \sigma) \left(2k_2 + \frac{\partial \ln H}{\partial x} \right) = 0, \tag{2.1.34}$$

$$(n_1 \bar{V} - \sigma) \left[k_2^2 - \chi^2 - k_2 \frac{\partial \ln H}{\partial x} \right] + \frac{\sigma}{gH} \left[f^2 - (n_1 \bar{V} - \sigma)^2 \right] + \frac{\partial \ln H}{\partial x} n_1 f = 0, \tag{2.1.35}$$

где $\chi^2 = k_1^2 + n_1^2$. Следовательно, плоская волна будет решением для $\xi(x)$, если выполняются (2.1.34) и (2.1.35), являющиеся дисперсионными соотношениями топографических волн системы (2.1.36)

Далее, для рассматриваемых пространственно-временных масштабов можем воспользоваться приближением $(k_2 \bar{V} - \sigma)^2 \ll f^2$, так как, во-первых, для низкочастотных топографических волн справедливо $\sigma^2 \ll f^2$, во-вторых,

$$\bar{V} \ll fL, \quad (2.1.36)$$

где L — характерный масштаб длины волны: $O(L) \sim 10^7$ см, $f = 10^{-4}$ рад/с. Очевидно, что условие (4.1.36) также справедливо. Тогда из соотношений (4.1.34) и (4.1.35), исключив тривиальный случай $\sigma = n_1 \bar{V}$, следует

$$\sigma = - \frac{n_1 \left[\frac{\partial \ln H}{\partial x} f - \bar{V} \left(\chi^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial \ln H}{\partial x} \right)^2 \right) \right]}{\chi^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial \ln H}{\partial x} \right)^2 + R^{-2}} \quad (2.1.37)$$

или $\sigma = \sigma_1 + (1-A)\bar{V}n_1$, где

$$A = f^2 \left[gH \left(\chi^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\partial \ln H}{\partial x} \right)^2 + R^{-2} \right) \right]^{-1}.$$

Аналогично для фазовой скорости $c = c_1 + (1-A)\bar{V}$.

Здесь σ_1 и c_1 — частота и фазовая скорость топографической волны без учета постоянного течения.

В предположении $f = \text{const}$, $\beta = \text{const}$ (Каменкович В. М., 1973), получаем два дисперсионных соотношения:

$$\sigma = n_1 \bar{V} - \frac{k_2 \beta}{\left(2k_2 - \frac{\partial \ln H}{\partial x} \right) k_1 + 2 \frac{\beta}{f} n_1}, \quad (2.1.38)$$

$$\sigma = - \frac{k_1 \beta + n_1 \frac{\partial \ln H}{\partial x} f - n_1 \bar{V} \left(\chi^2 - k_2^2 + k_2 \frac{\partial \ln H}{\partial x} \right)}{\chi^2 - k_2^2 + \frac{\partial \ln H}{\partial x} k_2 + R^{-2}}. \quad (2.1.39)$$

Из данных соотношений, очевидно, следует, что при наличии постоянного течения происходит как доплеровское изменение частоты и фазовой скорости, так и их изменение за счет взаимодействия топографических

волн с течением. Когда направления течения и топографической волны совпадают, то частота и фазовая скорость волны при течении больше, чем частота и фазовая скорость волны без течения (так как $0 < A < 1$).

В последнем случае взаимодействие топографических волн с течением может привести к образованию стационарных волн с нулевой фазовой скоростью, когда частота топографических волн σ_1 связана со скоростью стационарного течения соотношением $\sigma_1 = (1 - A)\bar{V}k_2$.

Групповая скорость в направлении распространения волны равна

$$c_{g_2} = c_{g_2}^1 + (A^2 - A + 2k_2^2 R^2)A^{-2} \bar{V}, \quad (2.1.40)$$

где $c_{g_2}^1$ — групповая скорость топографических волн без учета течения. В силу существующей версии о преимущественном возбуждении волн с нулевыми групповыми скоростями, возможно, при наличии течения будут возникать волны с такими волновыми числами, для которых правая часть выражения (2.1.40) обращается в нуль.

Дисперсионные соотношения (2.1.38)—(2.1.39) показывают, что большинство свойств топографических волн, представленных в теореме Дж. Хатненса и в ее следствиях, при учете течения сохраняются (Ефимов В. В., Куликов Е. А., Рабинович А. Б. и др., 1985). При этом наличие счетного числа σ_n — мод топографических волн связано с существованием граничных условий поперек шельфа: распространение волн вдоль шельфа возможно при фиксированных волновых значениях k_1 . Но есть и исключение. Оно касается одного из следствий теоремы Дж. Хатненса, выведенное И. В. Файном: если функция $\frac{\partial \ln H}{\partial x}$ ограничена, то для топографических волн $\sigma_n \rightarrow 0$ при $n_1 \rightarrow 0$. При учете течения для топографических волн это свойство нарушается: $\sigma_n \rightarrow \infty$ при $n_1 \rightarrow -\infty$ (Файн И. В., 1980).

Соотношение (2.1.40) является частным случаем дисперсионных соотношений при $\beta = 0$. В пространстве σ, k_1, n_1 соотношения (2.1.38)—(2.1.39) определяют некоторую поверхность, сечение которой плоскостью $\sigma = \text{const}$

является гиперболой с центром в начале координат, угол поворота осей которой и минимальное волновое число легко могут быть определены. То есть для волн фиксированных периодов имеется счетный набор волновых чисел k_1 , определяющих модовую структуру топографических волн, связанных по гиперболической зависимости с волновыми числами n_1 .

Таким образом, при развитии топографических волн на течении происходит не только доплеровское изменение частоты и фазовой скорости, но и существенная трансформация параметров волн за счет взаимодействия топографических волн с течением. Еще более сложно происходит взаимодействие топографических волн с течением в случае переменного во времени или в пространстве основного потока.

Как правило, в прибрежных областях океана существуют течения, которые должны взаимодействовать с шельфовыми волнами. Для района Курильской гряды здесь рассматривается такое взаимодействие шельфовых волн со средним течением Ойясио, природа которого, с одной стороны, обусловлена общей глобальной циркуляцией вод северо-западной части Тихого океана, а с другой — стоком охотоморских вод из проливов Фриза и Буссоль. По-видимому, именно свободные шельфовые волны ответственны за большую часть наблюдаемой низкочастотной изменчивости течения Ойясио. Изучение этой изменчивости представляет большой интерес.

Еще более сложно происходит взаимодействие шельфовых волн с течением в случае переменного во времени или в пространстве основного потока. Результаты исследований по этой проблеме обобщены в монографии Коняева К.В. (1992).

2.2. Волны Россби и шельфовые волны в Северо-западной части Тихого океана по спутниковым альтиметрическим данным

Волны Россби играют важную роль в формировании крупномасштабной циркуляции океана. Они ответственны за западную интенсификацию циркуляционных круговоротов, являясь динамическим механизмом приспособления океана к крупномасштабным изменениям атмосферных воздействий. Совместно с береговыми захваченными волнами волны Россби представляют собой один из важнейших механизмов передачи возмущений из тропических зон океана в средние и высокие широты. Предполагается, что волны Россби, генерированные течением Эль-Ниньо, ответственны за аномалии океанской циркуляции, которые происходят с 10-летним запаздыванием в средних широтах северной части Тихого океана. Их исследование — одна из главных задач познания причин изменчивости крупномасштабной океанской циркуляции (Ле Блон., Майсек 1981; Фукс, 1977).

С появлением спутниковых альтиметрических измерений появилась замечательная возможность исследования градиентно-вихревых волн на основе этих данных. Начало исследований положено в сентябре 1992-го годов с запуском спутника TOPEX/POSEIDON, альтиметр которого измерял уровень поверхности морской с великолепной точностью около 2-4 см, что соответствует относительной ошибке в $3 \cdot 10^{-8}$ секунды круговой орбиты на высоте 1336 км. При соответствующем пространственно-временном сглаживании по спутниковым наблюдениям за уровнем океана можно построить глобальные карты топографии морской поверхности с точностью, достаточной для наблюдений тонких проявлений волн Россби в динамике уровня океана. Это стало возможным благодаря совместному анализу данных TOPEX/POSEIDON и альтиметрических измерений возвышений уровня с европейских спутников ERS-1 и ERS-2 за продолжительный период наблюдений, начиная с сентября 1992-го года (Atmospheric..., 1998).

Периоды волн Россби (в средних широтах) изменяются от нескольких суток до нескольких лет, характерные длины составляют от нескольких километров до нескольких тысяч километров, фазовые скорости – несколько см/с, а соответствующие амплитуды уровня морской поверхности — десятки см. Теоретическое изучение волн Россби проводилось многими отечественными и зарубежными исследователями (см. обзоры литературы по этой теме в работах: Белоненко и др., 1997, 2004, 2012; Каменкович, 1982; Коняев, Сабинин, 1992; Ле Блон, Майсек, 1981; Монин, Жихарев, 1990; Педлоски, 1984; Фукс, 1977).

Анализ спутниковых альтиметрических данных обнаружил ожидаемое западное распространение во всех бассейнах (Chelton, Schlax, 1996; Chelton, de Szoeki, 1998; Cipollini et al., 2006; Castruccio et al., 2008; Killworth et al., 1997; Koblinsky et al., 1998; Qiu et al., 1997; «The impact...», 1998; Zang, Wunsch, 1999). Chelton (et al., 1997) приводит подробный анализ проведенных исследований волн Россби, основанный на наблюдениях со спутников.

На основе детального изучения материала альтиметрических наблюдений за уровнем океана нами получены точные эмпирические характеристики (длина, период и фазовая скорость) распространяющихся на запад волн Россби для 30, 35, 40, 45, 50 и 55-го градусов с.ш. в Северо-западной части Тихого океана.

Известно также, что в пограничных областях океана существенный вклад в изменчивость уровня вносят топографические или шельфовые волны, также принадлежащие к классу градиентно-вихревых волн, на распространение которых помимо гироскопических сил влияют эффекты топографии дна. В этом случае шельф играет роль волновода, вдоль которого распространяется энергия этих волн, быстро затухая за его пределами. Обзор по исследованиям шельфовых волн можно найти в (Белоненко, 2001; Белоненко и др., 2004; Ефимов и др., 1985; Huthnance, 1975), наблюдения их, распространяющихся вдоль волновода Курило-Камчатского шельфа,

авторами проводились методом взаимно-спектрального анализа уровенных наблюдений, осредненных за определенный промежуток времени, взятых на нескольких мареографных постах, расположенных вдоль Курило-Камчатского шельфа. Сдвиг фаз в наступлении максимумов уровня на различных постах давал возможность определить характеристики распространяющихся шельфовых волн (Ефимов и др., 1985; Лаппо и др., 1978).

При анализе натурных наблюдений за уровнем океана часто предполагается присутствие волн Россби в тех или иных океанологических явлениях, однако до сих пор остаются ограниченными попытки их выделения. В данной работе рассматривается этот вопрос.

Исследования проводились для акватории Северо-западной части Тихого океана, ограниченной 30 и 55° с.ш., 145 и 170° в.д. Использовался массив полей аномалий уровня моря с сайта AVISO¹, представляющий собой комбинированные альтиметрические данные трех спутников: Topex/Poseidon, ERS-1 и ERS-2, охватывающие период времени с 14.10.1992 г. по 31.03.2010 г. (массив SLA²). Дискретность альтиметрических данных составляет 7 суток, вдольтрековые альтиметрические интерполированы в узлы сетки 0,25 x 0,25°.

Массив данных был использован для получения зонально-временных и меридионально-временных распределений значений аномалий уровня моря для дальнейшего выявления особенностей пространственно-временной изменчивости волн Россби. Было построено 6 зональных (вдоль 30, 35, 40, 45, 50 и 55° с.ш.) и 6 меридиональных (вдоль 145, 150, 155, 160, 165, 170° в.д.) изоплет уровня за период с 1992 по 2010 гг., всего 12 изоплет. На зональных изоплотах обращает на себя внимание выраженный волновой характер пространственно-временной структуры изменчивости, которая представлена последовательностью гребней и впадин, и генеральное направление распространения колебаний уровня – на запад. Перепады уровня моря в

¹ <http://atoll-motu.aviso.oceanobs.com>

² Sea Level Anomaly

волнах составляют в основном от 20 до 60 см. Вдольмеридиональные временные разрезы выявляют в большинстве случаев доминирующую синхронность времени наступления гребней и впадин волновых возмущений уровня моря на разных широтах (т.е. их меридиональное простираие). В целом, на меридиональных изоплотах чётко выражен сезонный ход изменений уровня: летом – высокое стояние уровня, зимой – низкое. Доминируют, таким образом, стерические эффекты, волновые движения не выделяются.

Изменчивость уровня и на зональных, и на меридиональных изоплотах в большей степени определяется вкладом стерической составляющей, главным образом определяющей сезонную изменчивость. Этот вклад является достаточно существенным (от 5 до 20 см), поэтому из исходных данных был удален сезонный ход (вычитались среднемноголетние среднемесячные значения), после чего волновая структура на зональных изоплотах становится гораздо более отчетливой. В то же время на меридиональных изоплотах после удаления сезонного хода картина существенно не изменилась, что дополнительно свидетельствует о том, что наблюдаемые на зональных изоплотах изменения уровня океана являются именно волнами Россби, распространяющимся в западном направлении.

При феноменологическом анализе зональных изоплет обращает на себя внимание выраженный волновой характер пространственно-временной структуры, которая представлена последовательностью гребней и впадин. Для каждой из анализируемых зональных изоплет были выделены гребни волн (рис. 2.1.1) и получены соответствующие эмпирические характеристики – длина и период волн, представленные в табл. 1.

Помимо волн Россби, распространяющихся в западном направлении, исследовались топографические волны Россби, к которым приводят резкие изменения глубины в открытом океане, такие как в районе Курило-Камчатский желоб. Существование таких градиентно-вихревых волн этого класса подтверждается результатами исследований колебаний уровня в

синоптическом диапазоне частот (Белоненко и др., 2004; Ефимов и др., 1985; Лаппо и др., 1978).

Таблица 1.

Характеристики волн Россби по спутниковым зональным альтиметрическим изоплетам уровня СЗТО

30° с.ш.		35° с.ш.		40° с.ш.		45° с.ш.		50° с.ш.		55° с.ш.	
Длина волны <i>L</i> , км	Период <i>T</i> ,сут	Длина волны <i>L</i> , км	Период <i>T</i> ,сут	Длина волны <i>L</i> , км	Период <i>T</i> ,сут	Длина волны <i>L</i> , км	Период <i>T</i> ,сут	Длина волны <i>L</i> , км	Период <i>T</i> ,сут	Длина волны <i>L</i> , км	Период <i>T</i> ,сут
620	110	905	284	522	162	385	284	109	110	143	122
425	73	862	243	522	162	370	243	315	219	103	81
425	73	905	284	427	122	385	284	576	365	103	81
680	110	905	284	617	284	385	284	360	292	168	162
890	146	905	284	474	203	385	284	274	183	168	162
540	73	774	162	332	162	294	162	360	292	113	122
540	73	949	284	617	162	389	284	159	110	103	81
480	73	949	284	522	243	389	284	245	219	103	81
720	110	774	243	522	162	364	243	576	365	168	162
720	110	862	243	522	162	322	243	360	292	168	162

Для выделения топографических волн Россби в районе шельфа вдоль Курило-Камчатского желоба из исходного массива данных были отобраны временные ряды в 46 точках, расположенных вдоль шельфа, по прямой, параллельной Курильской гряде, между пунктами с координатами 42° с.ш. 143° в.д. и 52° с.ш. 158° в.д. Как и ранее, использовались данные, из которых также предварительно был удален сезонный ход. На рис. 2.2.2 представлены изоплеты уровня океана, построенные вдоль прямой, расположенной на шельфе Курило-Камчатского желоба. На рис. 2.2.2 можно отметить выраженный волновой характер пространственно-временной структуры изменчивости уровня, которая представлена последовательностью гребней и впадин с генеральным направлением распространения волн на юго-запад, то есть вдоль берега, оставляя берег справа. Такое направление характерно для топографических волн Россби (Белоненко и др., 2004; Ефимов и др., 1985; Ле Блон, Майсек, 1981). Перепады уровня моря в рассматриваемых волнах

невелики, и составляют величины от 5 до 30 см, ложбины и гребни достаточно устойчивы во времени.

Выраженная волновая структура дает нам возможность определить фазовые скорости, периоды и длины наблюдаемых топографических волн Россби. Для этого на изоплотах аномалий уровня океана, построенных вдоль Курило-Камчатского желоба, выделено 13 распространяющихся гребней волн: характерные периоды топографических волн Россби равны 162, 122 и 81 суток; длины волн находятся в интервале между 79 и 181 км; фазовая скорость составляет 1,2 см/с. Таким образом, получены эмпирические характеристики и для топографических волн Россби, распространяющихся на юго-запад вдоль шельфа Курило-Камчатской гряды.

На зональных изоплотах отчетливо выражен волновой характер пространственно-временной структуры изменчивости уровня, которая представлена последовательностью гребней и впадин, с западным направлением распространения колебаний. Эти волновые движения достаточно устойчивы во времени и прослеживаются без существенных изменений иногда до 3-5 лет. На меридиональных изоплотах чётко выражен сезонный ход изменений уровня: летом – высокое стояние уровня, зимой – низкое. Волновые движения меридиональных изоплотах не выделяются.

Теоретические дисперсионные соотношения зональных баротропных волн Россби имеют вид: $\sigma = -\frac{\beta k}{k^2 + R^{-2}}$, где σ – частота волны, k – волновое число, $R^{-2} = \frac{f^2}{gH}$ – баротропный радиус деформации Россби, $f = 2w \sin \varphi = f_0 + \beta y$ – приближение β -плоскости, w – угловая скорость вращения Земли, φ – географическая широта, f_0, β – некоторые константы, зависящие от широты, H – глубина океана. Для сопоставления эмпирических характеристик волн Россби с дисперсионными соотношениями были построены 6 дисперсионных кривых, на которые были нанесены точки, координаты которых соответствуют характеристикам волн Россби, выделенным при анализе

изоплет уровня океана. Анализ полученных рисунков показал хорошее соответствие эмпирических характеристик волн Россби дисперсионным кривым, при этом оказалось, что подавляющее большинство выделенных волн соответствует бароклинным модам, но на каждом из дисперсионных графиков выделяются волны Россби, относящиеся к баротропным модам.

Полученные при анализе изоплет параметры волн Россби являются характерными для волн этого класса. Характерными значениями частот и периодов соответственно среди выделенных волн Россби являются: $0,9 \cdot 10^{-6}$ 1/с и 81 суток, $0,6 \cdot 10^{-6}$ 1/с и 109 суток, $0,4 \cdot 10^{-6}$ 1/с и 162 суток. При этом значения зональной составляющей длин волн изменяются в диапазоне от 174 до 1075 км.

При этом отметим, что не наблюдается значимой концентрации волновой энергии на годовых и полугодовых периодах, как зачастую ожидается, если предполагается, что причиной этих сигналов являются крупномасштабные сезонные атмосферные процессы, генерирующие соответствующие поля сил (Белоненко, Фукс, 2001).

На изоплотах аномалий уровня океана в районе шельфа вдоль Курило-Камчатского желоба выделены топографические волны Россби, распространяющиеся в юго-западном направлении, вдоль берега, оставляя берег справа. Анализ перемещений гребней топографических волн Россби показал, что они распространяются с фазовой скоростью, равной 1,2 см/с. Характерными значениями частот являются $0,4 \cdot 10^{-6}$; $0,6 \cdot 10^{-6}$ и $0,9 \cdot 10^{-6}$ 1/с, соответствующие периодам 162, 122 и 81 суток. Длины волн находятся в интервале между 79 и 181 км.

Также можно сделать вывод о закономерностях распространения волн Россби. С продвижением на север волновая структура претерпевает значительные изменения, а именно: увеличивается наклон изоплет на графиках и, соответственно, уменьшается фазовая скорость волн – с 7.4 до 1.3 см/с (табл. 2). На основании полученных оценок, можно оценить время, за которое волны Россби пересекают Тихий океан. Chelton et al. (2007),

анализируя спутниковые альтиметрические измерения за десятилетний период с сентября 1992 по август 2002 г., дает оценку десять лет на 30-м градусе с.ш.»³. В нашем исследовании, основанном на детальном анализе изоплет, фазовая скорость волн Россби на 30° с.ш. составляет 7.4 см/с, и, следовательно, волны Россби на этой широте пересекают Тихий океан за 5 лет.

Таблица 2.

Средние характеристики волн Россби в зависимости от широты

Широта, ° с.ш.	30	35	40	45	50	55
Средняя длина волны (км)	604	879	508	367	333	134
Средний период (сут.)	95	259	182	259	245	121
Фазовая скорость (см/с)	7.4	3.9	3.2	1.6	1.5	1.3

Очевидно, проявляющиеся на изоплотах перемещающиеся гребни относятся к группе волн Россби, сложным образом взаимодействующих между собой. Отметим, что для волн различных длин и периодов фазовая скорость остается постоянной, несмотря на то, что для каждой широты существует свой набор характеристик распространяющихся волн Россби (см. табл. 1). Это говорит о том, что волны Россби не имеют дисперсии.

³ “Owing to the rotation and spherical shape of the Earth, Rossby waves propagate only in a westerly direction with phase speeds of 1 - 50 cm s⁻¹ (decreasing with increasing latitude), requiring a decade to cross the Pacific Ocean along 30°N” (Chelton et al., 2007).

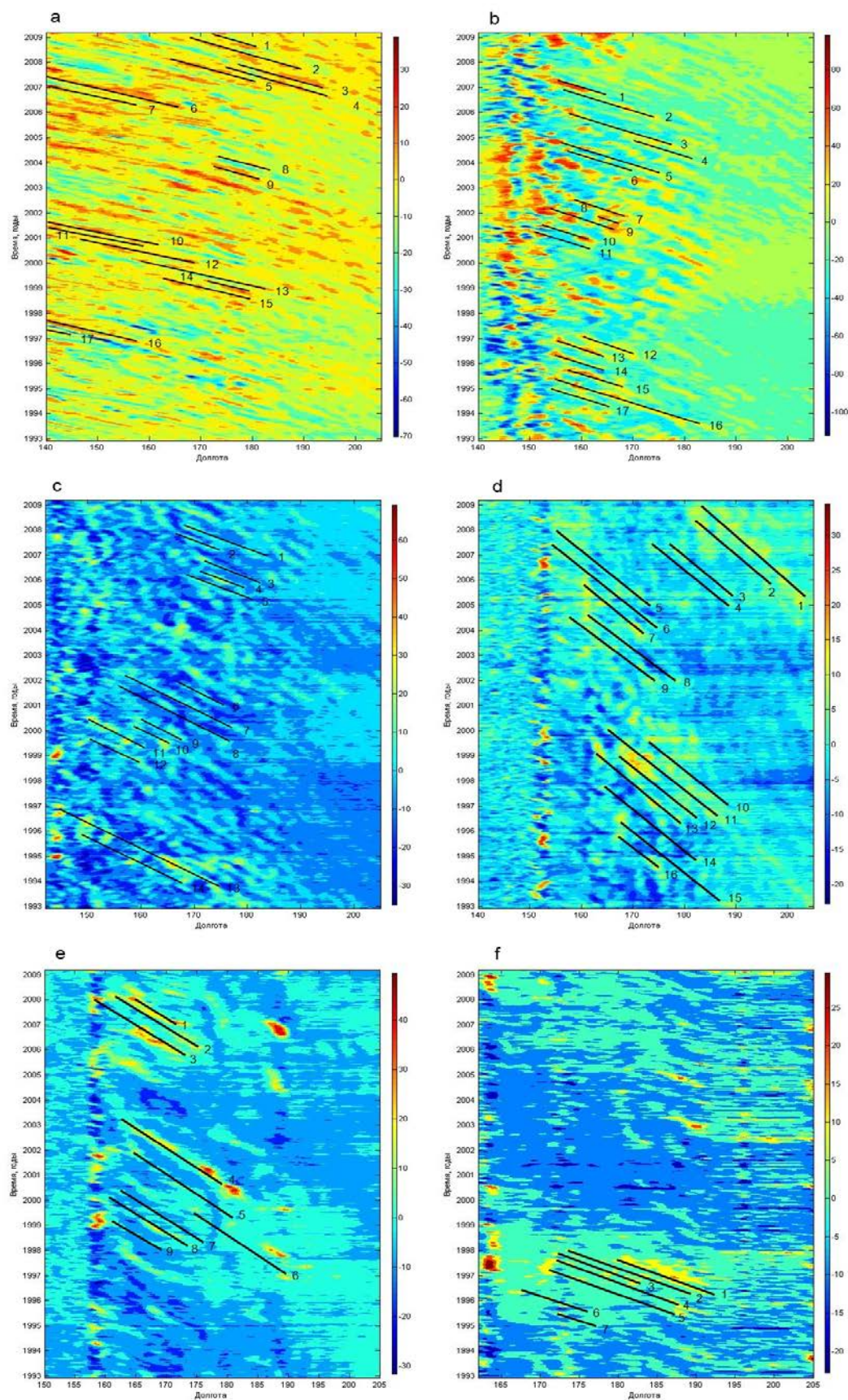


Рис. 2.2.1. Изоплеты уровня моря (см) на 30 (a), 35 (b), 40 (c), 45 (d), 50 (e) и 55° с.ш. (f) с выделенными перемещениями гребней волн.

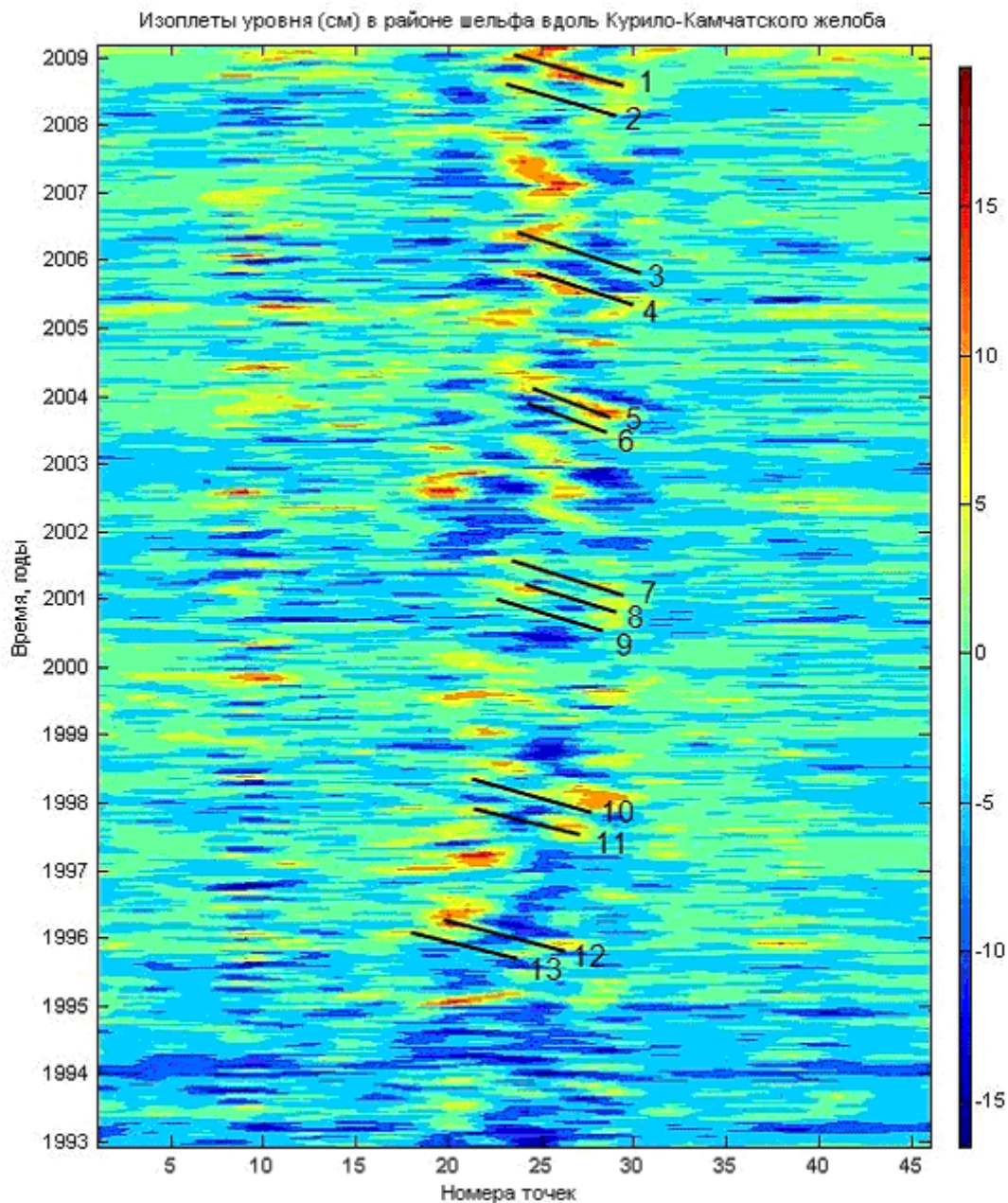


Рис. 2.2.2. Изоплеты уровня моря (см) вдоль Курило-Камчатского шельфа, построенное по массиву данных с удаленным сезонным ходом. На оси абсцисс нанесены номера точек, расположенных на северо-востоке шельфа Курило-Камчатского желоба на прямой, соединяющей точку 1 (42° с.ш., 143° в.д.) и точку 46 (52° с.ш., 158° в.д.).

2.3. Кинематика стояче-поступательных волн в море и океане

Существует достаточно много фактов свидетельствующих о том, что низкочастотные возмущения типа волн Россби или более общего типа градиентно-вихревых волн в морях и в океанах имеют характер стояче-поступательных волн. Это противоречит сложившимся феноменологическим представлениям о низкочастотной волновой динамике, которые опираются на утверждения о чисто поступательном типе этих волновых движений. Однако многие исследования, основанные на анализе эмпирических данных, часто не укладываются в рамки описания поступательного характера градиентно-вихревых волн, в то время как описание их с позиции стояче-поступательных волн позволяет объяснить, например, скачкообразное изменение фазы при перемещении неоднородностей в поле уровня.

В стояче-поступательной волне волновое поле представляет систему стационарных и нестационарных узловых линий стоячих колебаний, между которыми перемещается прогрессивная волна. Около этих узловых точек происходит скачкообразное изменение фазы колебаний уровня на обратную, что позволяет интерпретировать эти волновые движения как стояче-поступательные волны. Свидетельством реальности такой волновой динамики могут быть часто наблюдаемые в поле волн узловые линии со скачкообразными изменениями начальных фаз, регистрируемые как в морях (Бондаренко и Филиппов, 2004; Гусев и др., 2007; Захарчук и др., 2004; Коротаев и др., 1986), так и в открытом океане (Белоненко и др., 2004; 2012; Белоненко и Фукс, 2011; Belonenko et al., 2010; Volkov, 2004).

Такой вывод можно также получить, в частности, из анализа изоплет колебаний уровня на зональных и меридиональных альтиметрических разрезах, где обнаруживается наличие узловых линий и точек, в которых наблюдается «стояние уровня» (возвышение уровня не отличается от нуля). В качестве примера на рис. 2.3.1 представлены зональные изоплеты аномалий уровня Северо-западной части Тихого океана с выделенными

гребнями распространяющихся волн. Для построения этих изоплет в исходных данных об аномалиях уровня были отфильтрованы стерические колебания путем удаления среднемноголетнего сезонного хода, после чего волновая структура на зональных изоплотах становится более выраженной. В табл. 1 параграфа 2.2 даны характеристики волн Россби, вычисленные по зональным изоплотам для каждой широты на отдельных участках поступательного движения волны. Отметим, что для волн различных длин и периодов фазовая скорость остается постоянной для каждой широты, следовательно, наблюдаемые на изоплотах волны Россби Северо-западной части Тихого океана не имеют дисперсии.

Обращает на себя внимание пестрая картина чередований положительных и отрицательных аномалий уровня океана и существование узлов (узловых линий), в которых уровень не изменяется и для которых характерно скачкообразное изменение фазы колебаний на противоположную. Такого рода волны принято называть стояче-поступательными волнами, а отмеченные особенности на альтиметрических картах могут быть объяснены природой стояче-поступательных волн. Как мы покажем в дальнейшем на модельных расчетах, кинематика стояче-поступательных волн существенно отличается от кинематики поступательных волн, а наблюдаемые на альтиметрических картах уровенные неоднородности, которые перемещаются в западном направлении, имеют орбитальные движения частиц вихревого типа. Описываемая картина хорошо соответствует кинематической модели стояче-поступательных волн Россби.

В некотором смысле подобные волновые движения получаются в гидродинамической теории волн Россби в замкнутых бассейнах. Теория баротропных волн Россби в замкнутом бассейне изложена в монографиях Дж. Педлоски (1984) и П. Ле Блона, Л. Майсека (1981) в приближении теории мелкой воды. Общая теория низкочастотных, в особенности, градиентно-вихревых волн в ограниченных бассейнах сравнительно небольшой протяженности еще недостаточно развита. Численные оценки

собственных колебаний относятся, главным образом, к баротропным инерционно-гравитационным волнам и не затрагивают диапазон низкочастотных волн.

Дж. Педлоски показывает, что моды колебаний в бассейнах произвольных геометрических форм имеют одну и ту же общую структуру – распространяющиеся на запад несущие волны, амплитудно-модулированные огибающей в виде стоячей волны.

Подобная модель стояче-поступательной волны может быть записана в виде:

$$\xi = A \cos(mx) \cos(ly) \cos(\sigma t - kx - ny) . \quad (2.3.1)$$

Здесь t – время, x и y – переменные прямоугольной системы координат, σ – частота, k и n – зональное и меридиональное волновые числа, m и l – параметры модуляции, являющиеся величинами, которые обратно пропорциональны пространственным размерам ячейки, A – амплитуда стояче-поступательной волны.

Предлагаемый в данной работе новый подход к анализу спутниковых альтиметрических наблюдений в терминах стояче-поступательных волн предложен в работах (Белоненко и др., 2004; 2012; Белоненко и Фукс, 2011; Гусев и др., 2007; Захарчук и др., 2004) и представляется перспективным применительно к исследованию низкочастотных колебаний уровня моря и океана. Для детального анализа стояче-поступательной структуры волн Россби выделим из всего спектра колебания определенного масштаба, например, полугодовые. Это можно сделать при помощи вейвлет-анализа, который позволяет анализировать нестационарные процессы с достаточной степенью детализации. Используя этот метод, вычислим для каждой точки зонального разреза вейвлет-коэффициенты полугодового масштаба, для которых, в свою очередь, также построим изоплеты. На рис. 2.3.2 в качестве примера представлены зональные вейвлет-изоплеты уровня Тихого океана для 35° с.ш. (от 140 до 170° в.д.). На этом рисунке можно отметить

характерный наклон вейвлет-изоплет, который показывает перемещение вейвлет-изоплет уровня преимущественно в западном направлении. Но самое главное: здесь можно увидеть присутствие узловых точек и резкой смены фаз. Один из таких примеров показан на этом рисунке в увеличении для 1999-2000 гг., где цвет фиксирует узловую точку на изоплете, в которой уровень не изменяется, а фаза скачкообразно изменяется на противоположную.

Таким образом, на основании анализа изоплет вейвлет-коэффициентов колебаний уровня океана для выделенного масштаба можно утверждать, что в рассматриваемом примере доминируют не поступательные, а стояче-поступательные градиентно-вихревые волны типа волн Россби. Периоды этих волн от нескольких суток до нескольких лет, длины – от нескольких километров до нескольких тысяч километров.

В табл. 1 представлены средние эмпирические характеристики стояче-поступательных волн – длина, период, оценки расстояния между узлами и фазовая скорость распространяющихся между узлами волн. Средние длины волн достигают почти 900 км, периоды изменяются от 95 до 259 сут., а оценки расстояния между узлами стояче-поступательных волн изменяются в широком диапазоне масштабов от 250 до 1800 км. Фазовая скорость, рассчитанная по средним значениям (см/с) уменьшается к северу от 7.4 до 1.3 см/с, что соответствует теоретическим оценкам.

Ограничимся рассмотрением геострофической циркуляции.

Будем исходить из того, что в волнах этого типа сохраняется баланс сил, то есть уклоны уровня уравниваются отклоняющей силой вращения Земли (геострофическое приближение):

$$U = -\frac{g}{f} \frac{\partial \xi}{\partial y}, \quad V = \frac{g}{f} \frac{\partial \xi}{\partial x}, \quad (2.3.2)$$

Где U и V – составляющие геострофической скорости течения, g – ускорение свободного падения, f – параметр Кориолиса.

Таблица 1

Средние длины волн, периоды, оценки расстояния между узлами и фазовая скорость распространяющихся между узлами стояче-поступательных волн Россби в зависимости от широты

Широта, ° с.ш.	30	35	40	45	50	55
Средняя длина волны (км)	604	879	508	367	333	134
Средний период (сут.)	95	259	182	259	245	121
Оценки расстояния между узлами (км)	450-2000	450-2200	250-1800	350-1800	200-800	200-800
Фазовая скорость между узлами (см/с)	7.4	3.9	3.2	1.6	1.5	1.3

Из (2.3.1-2) получим выражение для составляющих скоростей течения:

$$\begin{cases} U = -\frac{g}{f} A \cos m x \cdot (-l \cdot \sin(l y) \cos(\sigma t - k x - n y) + n \cdot \cos(l y) \sin(\sigma t - k x - n y)) \\ V = \frac{g}{f} A \cos l y \cdot (-m \cdot \sin(m x) \cos(\sigma t - k x - n y) + k \cdot \cos(m x) \sin(\sigma t - k x - n y)) \end{cases} \quad (2.3.3)$$

Для понимания кинематики явления, описываемого формулами (2.2.1) и (2.2.3) рассмотрим несколько простых моделей.

1. Поступательная волна. Классическую поступательную волну можно представить следующим образом:

$$\xi = A \cos(\sigma t - k x) . \quad (2.3.4)$$

В этом случае геострофические составляющие векторов течений будут иметь вид:

$$\begin{cases} U = 0, \\ V = \frac{g}{f} A k \cdot \sin(\sigma t - k x) . \end{cases} \quad (4.3.5)$$

Реализация модели была проведена при следующих параметрах: $A = 1$, $k = -2 \pi / 590$ рад км⁻¹, $\sigma = 2 \pi / 110$ рад сут.⁻¹.

На рис. 2.3.3 представлены волновые возмущения в поле возвышений уровня и скоростей течений в отдельные моменты времени, кратные четверти периода волны. Здесь фаза возвышений уровня и скоростей течений различается в соответствии с формулами (2.3.4, 2.3.5). Поступательная волна длиной 590 км и периодом 110 суток распространяется в западном направлении с фазовой скоростью 6,2 см/с. Зональные движения частиц отсутствуют, а меридиональные скорости изменяются периодически. Расстояние между узлами равно 1180 км и вдвое превышает длину волны. Волна, перемещаясь в западном направлении, проявляется в поперечных

течениях, и можно проследить трансформацию волновой поверхности и векторов скоростей течения.

В начальный момент времени мы наблюдаем три максимума и два минимума. Меридиональные течения, перпендикулярные направлению распространения волны, отсутствуют в областях экстремальных значений уровня и достигают максимальных значений в областях нулевого уровня, и при смене его знака эти меридиональные течения постепенно уменьшаются по величине, достигают нулевых значений в экстремальной области, после чего меняют направление противоположное.

2. Зональная стояче-поступательная волна.

Такую волну можно задать формулой:

$$\xi = A \cos(mx) \cos(\sigma t - kx). \quad (2.3.6)$$

а составляющие скоростей течений представляют следующий вид:

$$\begin{cases} U = 0, \\ V = \frac{g}{f} A \cos ly \cdot (-m \cdot \sin(mx) \cos(\sigma t - kx) + k \cdot \cos(mx) \sin(\sigma t - kx)) \end{cases} \quad (2.3.7)$$

На рис. 2.3.4 представлена реализация модели (4.3.6-4.3.7), в которой $m = \pi / 590 \text{ рад км}^{-1}$, .. остальные параметры те же, что и в предыдущей модели.

Здесь узлы находятся в точках $x = \frac{\pi j}{m}$, $j = 0, 1, 2, \dots$, а распространяющаяся на запад волна проявляется только в меридиональных течениях. Указанные пространственная и временная периодичности сохраняются, но в отличие от предыдущей модели, здесь меридиональная составляющая скорости течения изменяется более сложным образом.

В начальный момент времени (рис. 2.3.4,а) на границах волновода уровень достигает максимальных значений и минимальных в центре канала (волновода). Значения уровня изменяются от -1 до +1. Величины скоростей течений достигают максимальных значений во фронтальных зонах,

зафиксированных на рисунке сгущением изолиний уровня. В целом для значений уровня, направления и величин скоростей отмечается симметрия относительно центра волновода.

Через четверть периода (рис. 2.3.4,б) указанная симметрия нарушается, и меридиональный канал делится на две части: области максимальных значений уровня смещаются в правую часть канала, наибольшее значение уровня достигает 0.8, а слева выделяются две области минимальных уровенных значений, значения минимумов различны, наименьшее значение составляет -0.8. В областях минимальных и максимальных значений уровня течения отсутствуют и скорости достигают наибольших в областях сгущения изолиний.

Через половину периода (рис. 2.3.4,в) рисунок симметрично повторяет картину для начального момента времени (рис. 2.3.4,а), но с точностью до «наоборот»: максимальные значения уровня меняются на минимальные, а вектора меридиональных скоростей на этих рисунках разнонаправлены.

Еще через четверть периода (рис. 2.3.4,г) указанная симметрия относится к рисунку 2.3.4,б.

3. Зональная поступательная волна, гармонически модулированная по амплитуде в меридиональном направлении.

В данной модели уровень здесь задается формулой:

$$\xi = A \cos(l y) \cos(\sigma t - k x) . \quad (2.3.8)$$

а составляющие скоростей течений представляют следующий вид:

$$\begin{cases} U = \frac{g}{f} A \cdot l \cdot \sin(l y) \cos(\sigma t - k x), \\ V = \frac{g}{f} A \cdot k \cos(l y) \cdot \sin(\sigma t - k x) \cdot \end{cases} \quad (2.3.9)$$

Реализация модели была проведена при следующих параметрах:

$A = 1$, $l = \pi / 590$ рад км⁻¹, $k = -2 \pi / 590$ рад км⁻¹, $\sigma = 2 \pi / 110$ рад сут.⁻¹. Расстояние между узлами в два раза превышает длину волны, распространяющуюся в западном направлении. Здесь присутствуют уже обе составляющие геострофического течения: зональная и меридиональная. На рисунке 2.3.5 представлена реализация этой модели в отдельные моменты времени. Как видно из рисунка, поле уровня поверхности принимает ячеистую структуру. Значения уровня изменяются от -1 до $+1$. В поле уровня образуется шахматная упаковка неоднородностей циклонического и антициклонического типа, которые передвигаются в западном направлении. Вектора геострофических скоростей достигают максимальных значений на границах этих перемещающихся неоднородностей. В узловых линиях, вытянутых в зональном направлении, меридиональная составляющая отсутствует, а вектора зональной составляющей направлены в соответствии со знаком перемещающихся неоднородностей.

Заметим, что «шахматная упаковка» неоднородностей противоположного знака в поле уровня океана описывалась ранее исключительно в терминах «вихрей» (см., например, Монин и Жихарев, 1990). Многочисленные данные контактных измерений течений и анализа уровня океана во всех крупномасштабных океанских экспериментах, такие как «Мегаполигон», также трактовались с позиций вихревой природы образования этих неоднородностей, и их кинематика вообще не связывалась с волновой динамикой.

В этой модели волна, распространяющаяся в зональном волноводе, позволяет перейти от волны, проявляющейся в поперечных течениях, к «шахматной» ячеистой структуре. Однако она не отражает резкие фазовые изменения уровня, наблюдающиеся на альтиметрических картах. Как было сказано выше, эти фазовые скачки в колебаниях уровня мы связываем с природой стояче-поступательных волн. Следующий шаг в усложнении этой модели дает такую возможность.

4. Стояче-поступательная волна. Эта модель представлена формулами (2.3.1), (2.3.3). Реализация этой модели представлена на рисунке 4.3.6 при следующих параметрах:

$$m = l = \pi / 590 \text{ рад км}^{-1}, k = -2 \pi / 590 \text{ рад км}^{-1}, n = 0, \sigma = 2 \pi / 110 \text{ рад сут.}^{-1}.$$

На рис. 6 представлена трансформация волновой поверхности и поле скоростей в различные моменты времени. Обратим внимание на ячеистую структуру изменчивости полей скоростей течений, причем выделяются не только зональные узловые линии, но также и меридиональные. В узловых линиях скорости течений имеют реверсивный характер, причем в зональных узловых линиях они меняются в направлении запад-восток, а в меридиональных – север-юг.

Величина ячейки – расстояние между узлами стоячей волны, огибающей группы энергонесущих поступательных волн, в расчетах в два раза превышает длину волны. Естественно, что если между узлами стоячей волны «укладывается» несколько длин поступательной волны, изменчивость рельефа уровня поверхности значительно усложняется.

В начальный момент времени в центре бассейна внутри прямоугольной ячейки, со всех сторон ограниченной стационарными узловыми линиями, расположен гребень, а на западе и востоке – подошва волны. Узловые линии формируют ячейки, в каждой ячейке в начальный момент времени образуется вихревое образование с максимальными скоростями на его периферии. В центре вихревого образования скорость течения равна нулю (рис. 2.3.6, а).

Через четверть периода волновой рельеф смещается на запад, в ячейке возникает диполь, в котором гребень расположен в западной части ячейки, а подошва – в восточной. Этот диполь имеет максимальные скорости на границе, разделяющий части диполя. В меридиональных узловых линиях величины скоростей течений уменьшаются до нуля, после чего течения постепенно будут менять свое направление на противоположное. Аналогичная ситуация относится и к зональным узловым линиям, но здесь

реверсивный характер изменчивости течений проявляется иначе и зависит от волнового числа k (рис. 2.3.6, б).

Через половину периода в центре ячейки оказывается подошва, а на западе и востоке – гребень волны; в выделенной ячейке образуется вихревое образование противоположного знака с максимальными скоростями на его периферии, а в узловых линиях скорости течений достигают своих первоначальных значений, но имеют противоположные направления (рис. 2.3.6, в).

Еще через четверть периода экстремумы, смещаясь на запад, образуют в центре ячейки диполь противоположного знака, а вектора скоростей изменили направления на противоположные (рис. 2.3.6, г).

Рассмотренная на рис. 2.3.6 модель стояче-поступательных волн хорошо описывает реальную кинематику волн Россби – движения в циркуляционных ячейках, реверсивные движения частиц в узловых линиях и отсутствие колебаний в узловых точках. Эта модель стояче-поступательных волн является достаточно общей и лучше всего описывает кинематику волн Россби в морях и океанах.

Таким образом, как в морях, так и в открытом океане доминируют не поступательные, а стояче-поступательные градиентно-вихревые волны типа волн Россби.

Стояче-поступательные волны Россби проявляются также при анализе альтиметрических карт. В море и океане существуют узловые линии, где уровень не меняется, а фаза колебаний уровня меняется на противоположную. Эти узловые линии образуют систему ячеек. Поступательные волны распространяются между узлами этих ячеек. Для Северо-западной части Тихого океана по альтиметрическим данным получены средние оценки: длина (134 – 604 км), период (95 – 259 сут.), фазовая скорость волны, распространяющейся между узлами (1.3 – 7.4 см/с), а также оценка средней ширины ячеек (200 – 1800 км). Рассмотрены 4 модели волн и их численные реализации при заданных параметрах,

соответствующих эмпирическим оценкам волн Россби для Северо-западной части Тихого океана. Показано, что модель стояче-поступательных волн, учитывающая наличие узловых линий, как в зональном, так и в меридиональном направлении, наиболее адекватно объясняет на альтиметрических картах перемещение в западном направлении неоднородностей различного знака и кинематику этих движений.

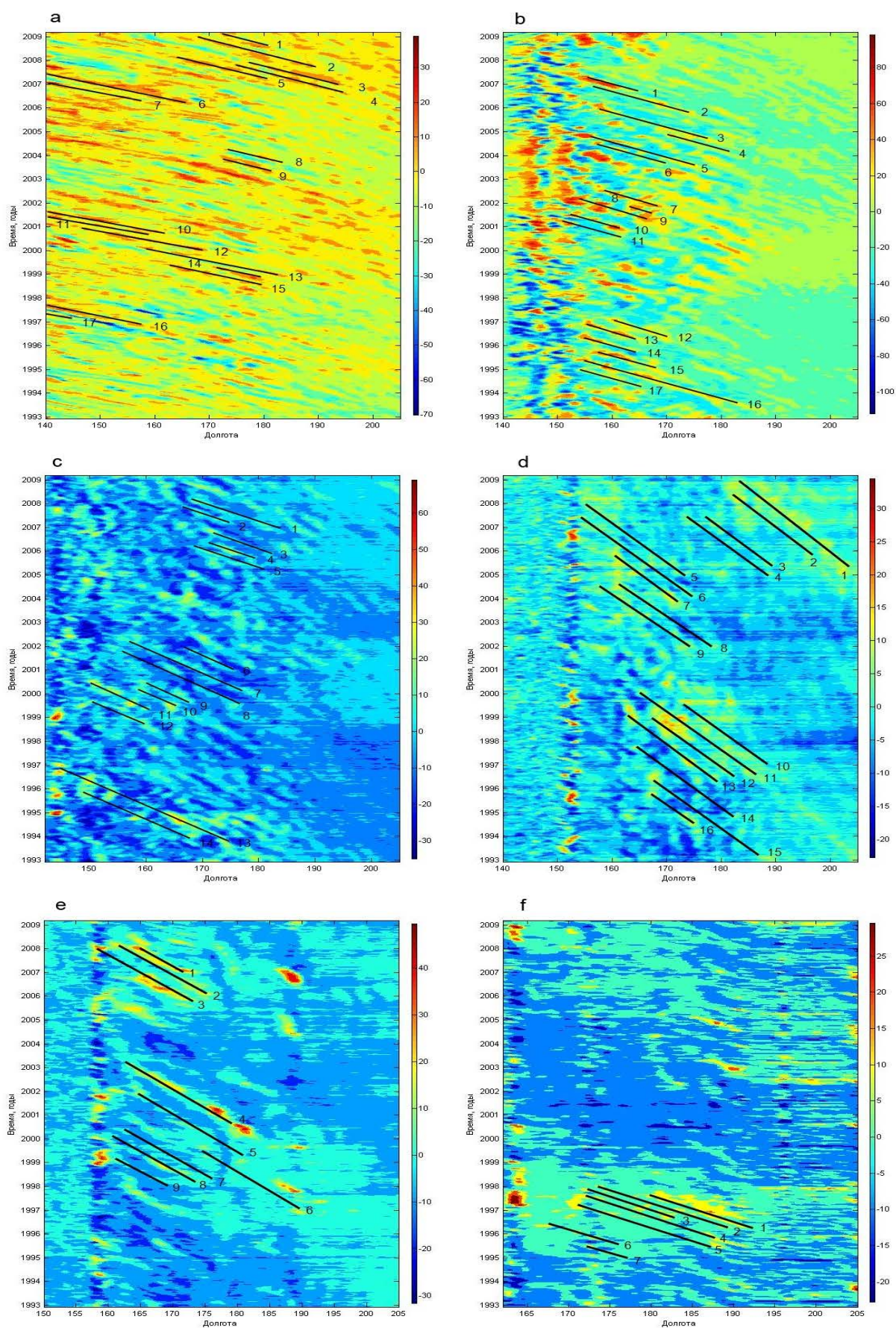


Рис. 2.3.1. Зональные изоплеты аномалий уровня моря по 30 (а), 35 (б), 40 (в), 45 (г), 50 (д) и 55° с.ш. (е) с выделенными перемещениями гребней волн. (В исходных данных среднемноголетний сезонный ход удален).

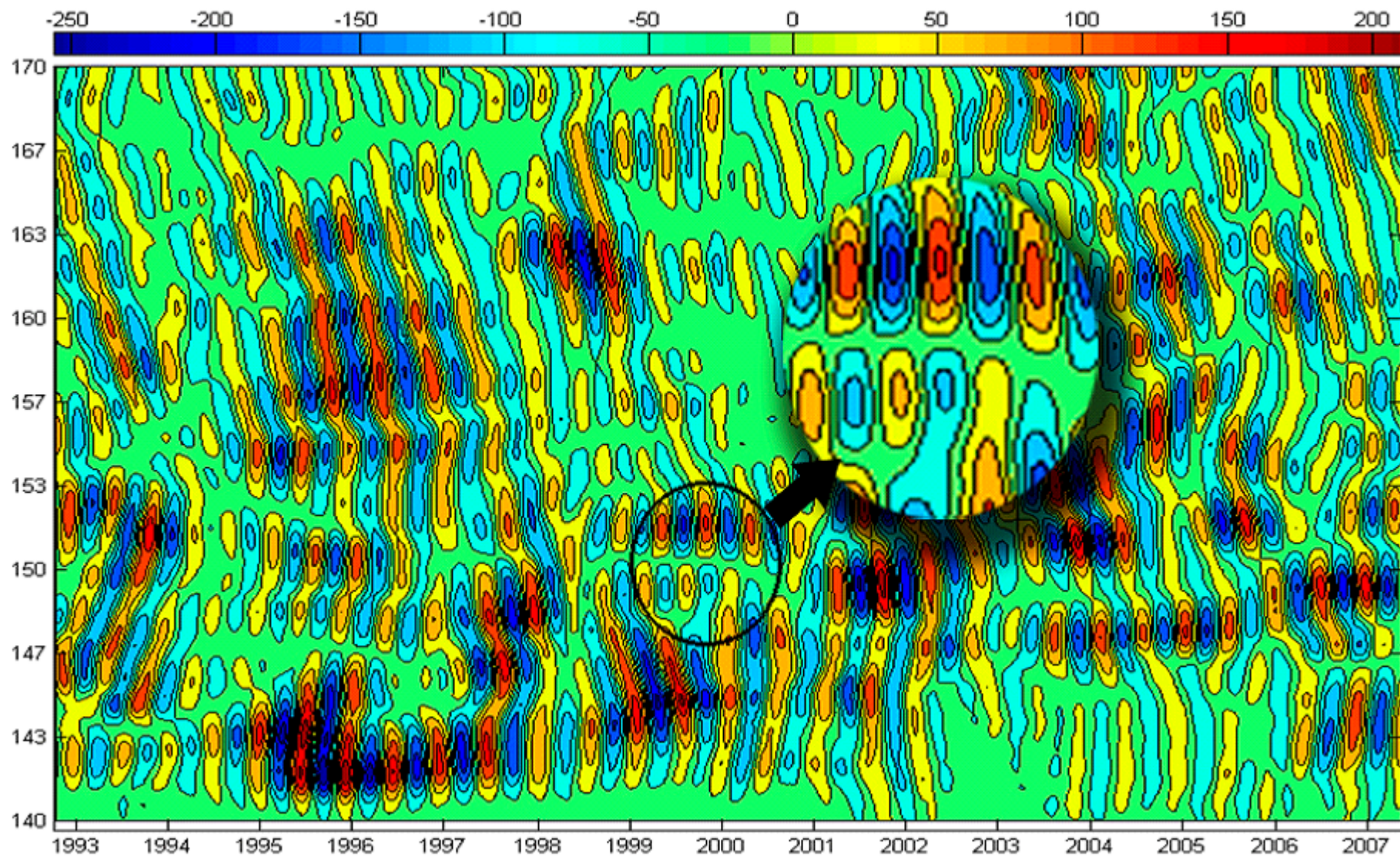


Рис. 2.3.2. Вейвлет-изоплеты полугодовых колебаний уровня вдоль 35° с.ш. с выделенной «линзой». По оси абсцисс отложено время (период от октября 1992 до октября 2007 гг.), по оси ординат – градусы восточной долготы.

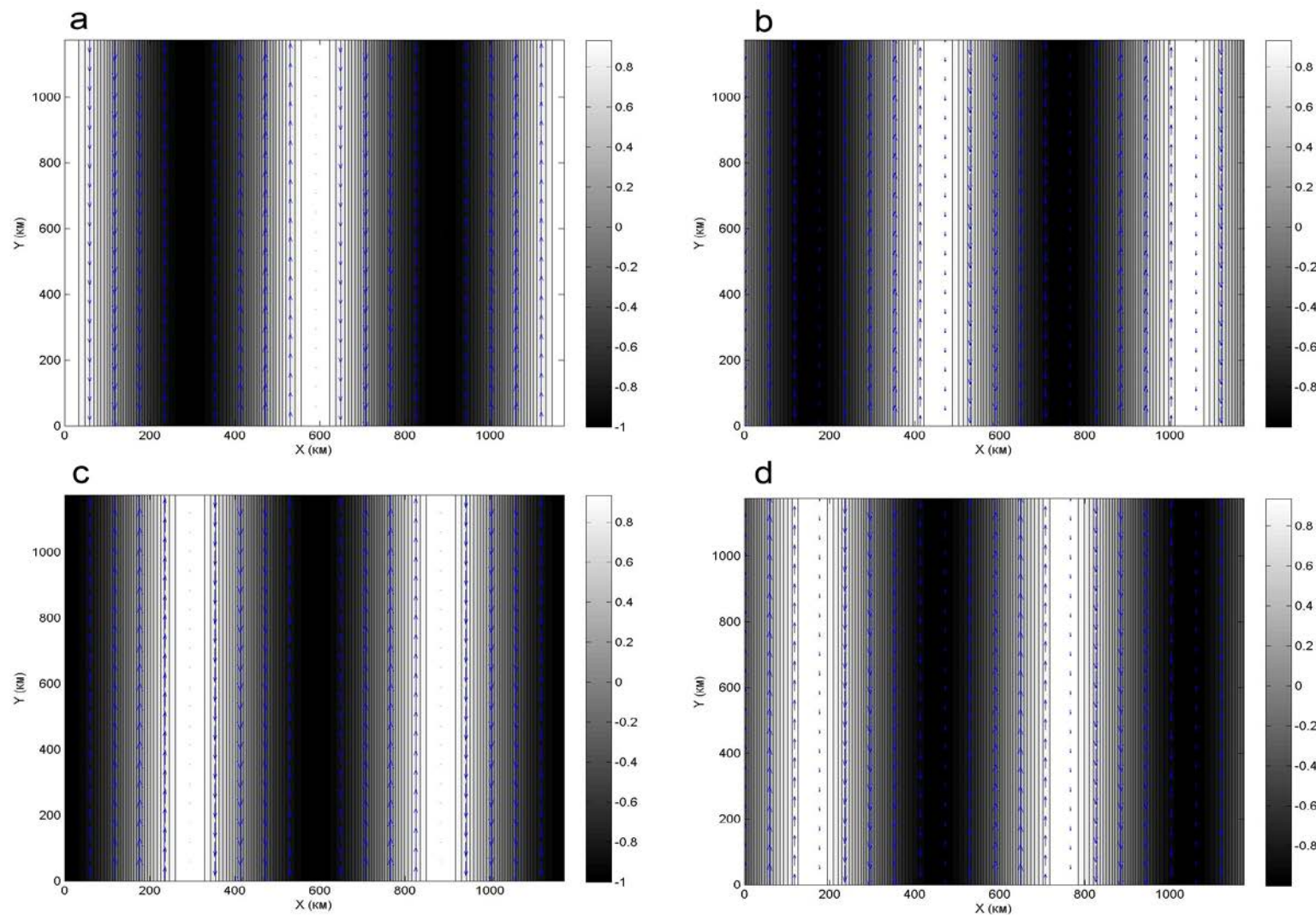


Рис. 2.3.3. Волновые возмущения в поле возвышений уровня (шкала значений справа) и скоростей течений (стрелками обозначены вектора скоростей течений), рассчитанные по модели в различные моменты времени: в начальный момент времени (a); через четверть периода (b); через половину периода (c); через три четверти периода (d).

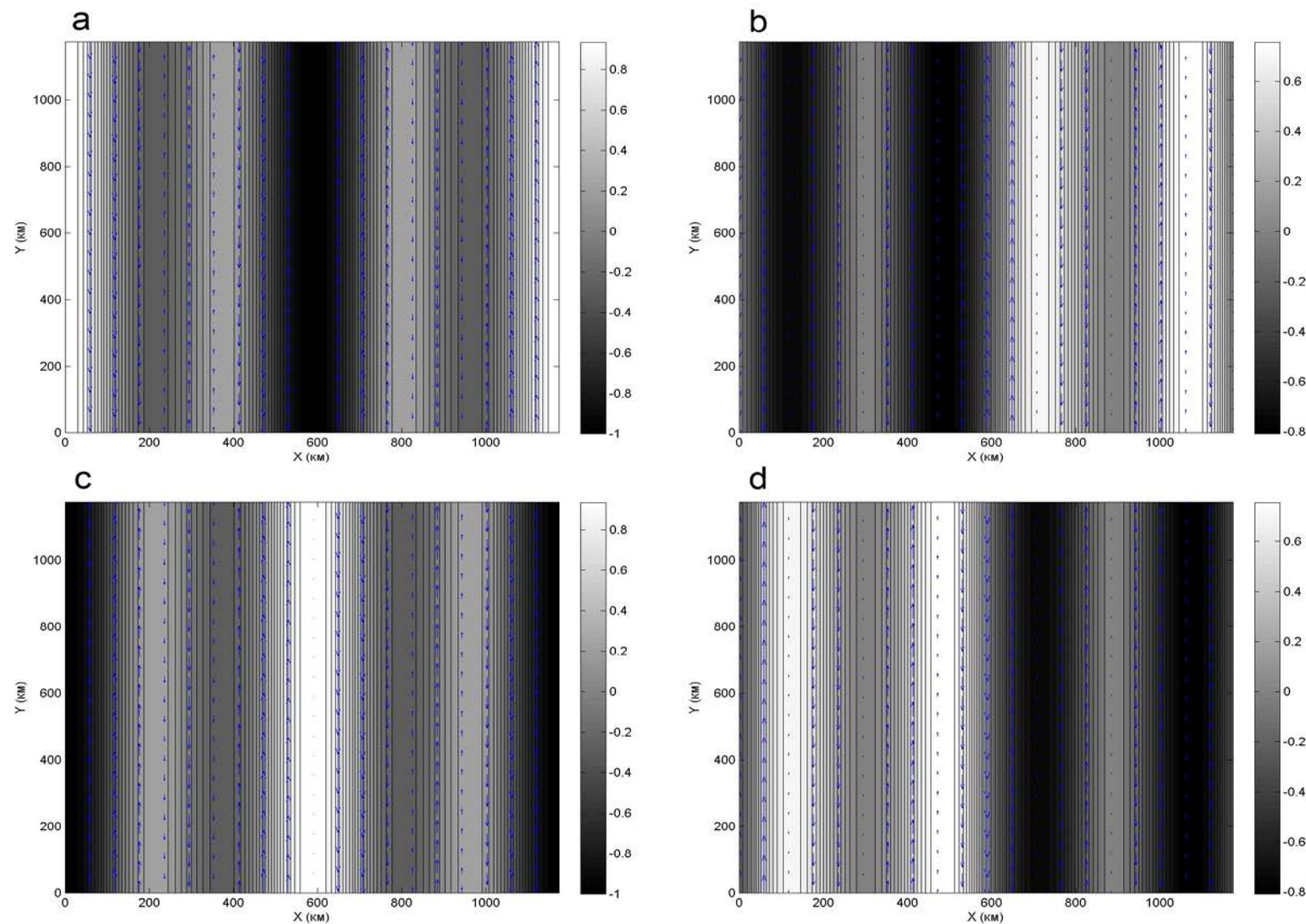


Рис. 2.3.4. Волновые возмущения в поле возвышений уровня (шкала значений справа) и скоростей течений (стрелками обозначены вектора скоростей течения), рассчитанные по модели в различные моменты времени: в начальный момент времени (a); через четверть периода (b); через половину периода (c); через три четверти периода (d).

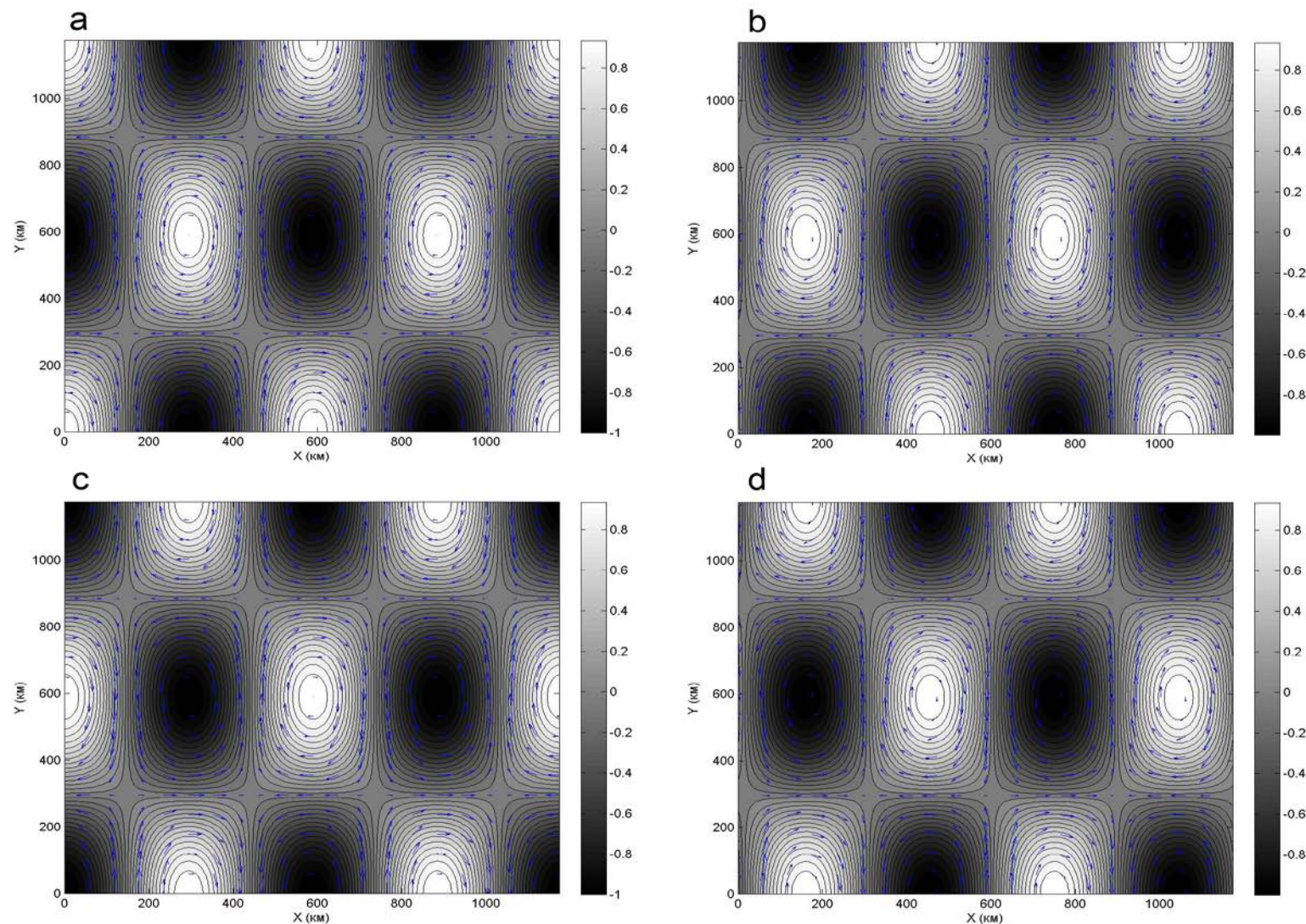


Рис. 2.3.5. Волновые возмущения в поле возвышений уровня (шкала значений справа) и скоростей течений (стрелками обозначены вектора скоростей течения), рассчитанные по модели (8, 9) в различные моменты времени: в начальный момент времени (a); через четверть периода (b); через половину периода (c); через три четверти периода (d).

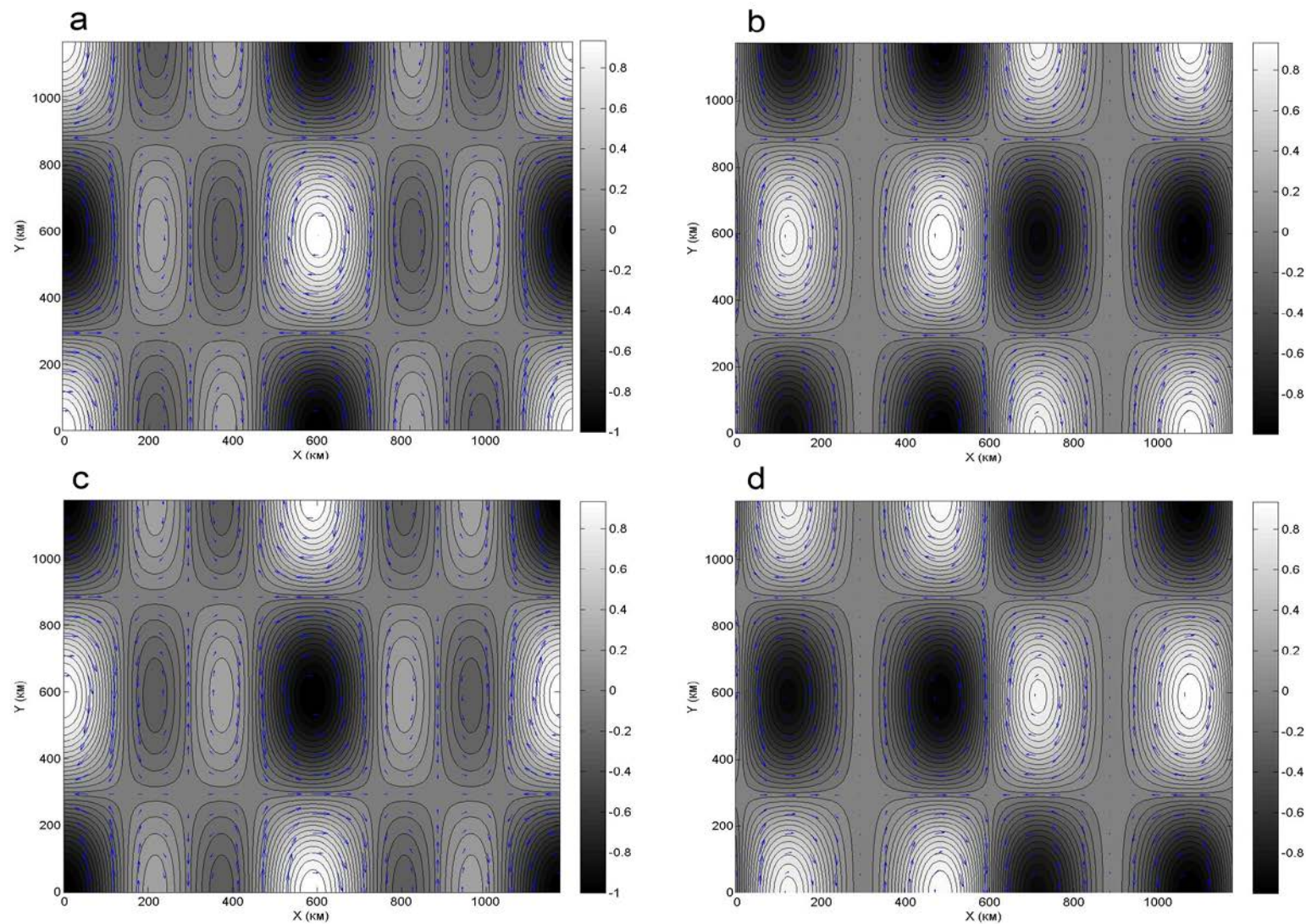


Рис. 2.3.6. Волновые возмущения в поле возвышений уровня (шкала значений справа) и скоростей течений (стрелками обозначены вектора скоростей течения), рассчитанные по модели (1, 3) в различные моменты времени: в начальный момент времени (a); через четверть периода (b); через половину периода (c); через три четверти периода (d).

2.4. Адвекция хлорофилла волнами Россби

В последние годы появилось множество исследований, в которых показывается, что волны Россби, характеристики которых могут изменяться в широком диапазоне пространственно-временных масштабов: длины – от нескольких километров до нескольких тысяч километров, а периоды – от нескольких суток до нескольких лет, обнаруживаются не только по альтиметрическим наблюдениям (SSH и SLA), но также и спутниковым наблюдениям за температурой поверхности (SST) (Cipollini et al., 1997; 2000; Hill et al., 2000), и наблюдениях за цветом океана – данными о концентрации хлорофилла-а (Cipollini et al., 2001; Kawamiya & Oschlies, 2001; Machu et al., 1999; Uz et al., 2001; Killworth et al., 2004; Subrahmanyam et al., 2009) (рис. 2.4.1):

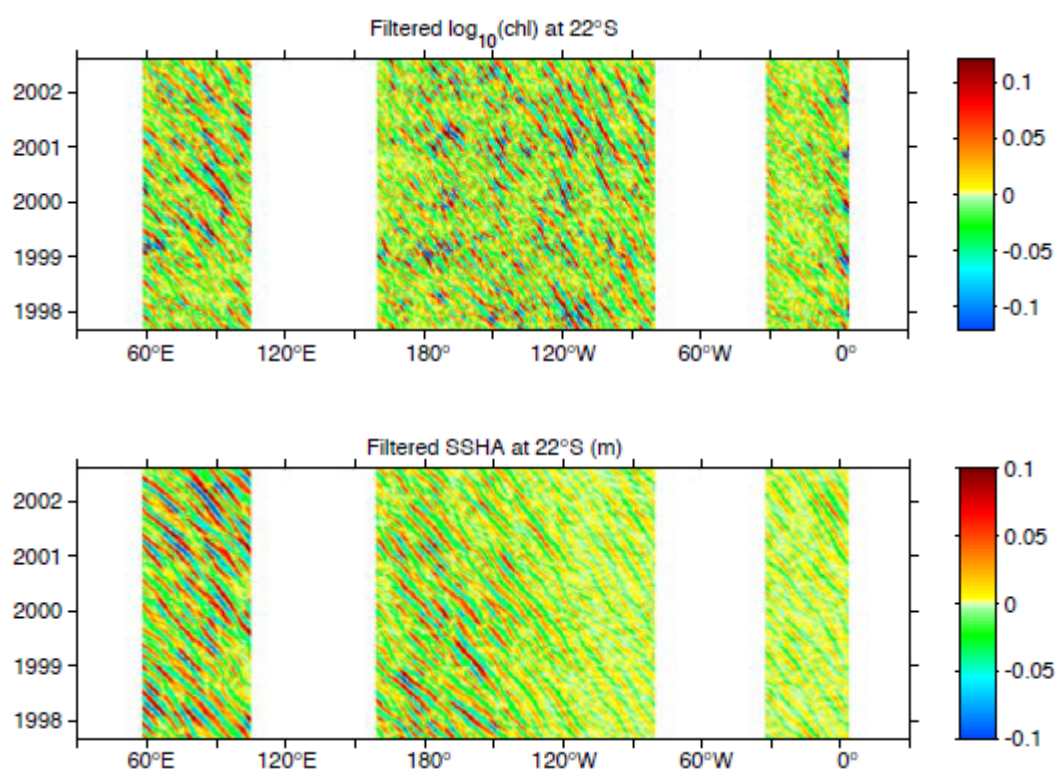


Рис. 2.4.1. Зональные изоплеты полей хлорофилла (а) и аномалий уровня океана вдоль 22 ° ю.ш. (Killworth и др., 2004).

В данной работе предлагается упрощенная гидродинамическая модель адвекции волнами Россби концентрации хлорофилла и показывается, что поля

концентрации хлорофилла могут быть индикаторами планетарных волн в океане.

Математическая модель переноса, диффузии и биотической трансформации концентрации хлорофилла θ может быть записана в следующем виде (Белоненко, Фукс, 1992; Белоненко, Захарчук, Фукс, 2004; Белоненко и др., 2010):

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = A \Delta \theta + a_1 \theta + a_2 \theta^2. \quad (2.4.1)$$

Здесь x, y – декартовы координаты, t – время A – коэффициент горизонтальной турбулентной диффузии, u, v – соответственно проекции скоростей течения на координатные оси, a_1 – коэффициент роста биомассы, a_2 – коэффициент внутривидовой конкуренции.

Предполагая, что коэффициент горизонтальной турбулентной диффузии равен нулю, запишем это уравнение в виде:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = F,$$

где F – заданная функция координат x, y и времени t , включающая биотическую и биохимическую трансформацию хлорофилла. Ограничимся пока однородным случаем: $F = 0$.

Пусть поле течений и концентрации хлорофилла представляют собой суммы некоторого усредненного невозмущенного состояния $\bar{u}, \bar{v}, \bar{\theta}$ и возмущений u', v', θ' относительно этого среднего состояния:

$$\begin{aligned} u(t, x, y) &= \bar{u}(t, x, y) + u'(t, x, y), \\ v(t, x, y) &= \bar{v}(t, x, y) + v'(t, x, y), \\ \theta(t, x, y) &= \bar{\theta}(t, x, y) + \theta'(t, x, y) \end{aligned} \quad (2.4.2)$$

Подставим выражения (2.4.2) в уравнение (2.4.1):

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial \theta'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} + u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial y} + v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + v' \frac{\partial \theta'}{\partial y} = 0. \quad (2.4.3)$$

Предположим, что выполняется уравнение переноса для среднего поля $\bar{\theta}(t, x, y)$. Исключая квадратичные нелинейности и предполагая, что флуктуационные поля не влияют на средние значения, тогда получаем:

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} + u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial y} + v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} = 0. \quad (2.4.4)$$

В уравнении (2.4.4) первое слагаемое – временная изменчивость возмущений хлорофилла, второе слагаемое – перенос средним зональным течением зональных градиентов поля возмущений этой характеристики, третье слагаемое – перенос флуктуационным течением зональных градиентов в поле средних значений характеристики, четвертое слагаемое – перенос средним меридиональным течением меридиональных градиентов поля возмущений характеристики, пятое (последнее) слагаемое – перенос флуктуационным течением меридиональных градиентов в поле средних значений характеристики.

Для распространяющихся на запад волн Россби на зональном потоке ($\bar{v}(t, x, y) = 0$), которые, как известно, проявляются в поперечных течениях, можно принять:

$$u'(t, x, y) = 0, v'(t, x, y) = A(y) \cdot e^{i(\sigma t - k x)}.$$

Тогда уравнение (4.4.4) принимает вид:

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} = -A(y) \cdot e^{i(\sigma t - k x)} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y}. \quad (2.4.5)$$

Для постоянного среднего зонального течения решение уравнения (2.4.5) может быть записано в следующем виде:

$$\theta(t, x, y) = \begin{cases} -A(y) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} e^{i(\sigma t - kx)} + \Phi(\bar{u} t - x), & \sigma - \bar{u} k \neq 0, \\ -A(y) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} t e^{i(\sigma t - kx)} + \Phi(\bar{u} t - x), & \sigma - \bar{u} k = 0 \end{cases}$$

Или, в соответствии с формулой Эйлера,

$$\text{Re } \theta(t, x, y) = \begin{cases} -A(y) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \sin(\sigma t - kx) + \Phi(\bar{u} t - x), & \sigma - \bar{u} k \neq 0, \\ -A(y) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} t \cos(\sigma t - kx) + \Phi(\bar{u} t - x), & \sigma - \bar{u} k = 0 \end{cases} \quad (2.4.6)$$

Условие $\sigma - \bar{u} k = 0$ в формуле (6) означает равенство средней зональной скорости фазовой скорости волн Россби c : $\bar{u} = c$. При $t = 0, x = 0$, функция $\Phi(0) = \theta(0, 0, y) = \theta_0(y)$ задает начальное поле хлорофилла, изменяющееся в меридиональном направлении.

Таким образом, при поставленных нами условиях показано, что частоты, волновые числа и, соответственно, фазовые скорости волн в поле хлорофилла совпадают с соответствующими значениями частот, волновых чисел и фазовых скоростей в поле меридиональной составляющей скорости течения $v'(t, x, y)$.

Дополнительно оценим связь волновых возмущений в поле концентрации хлорофилла с волновыми возмущениями уровня океана, непосредственно регистрируемые спутниковыми альтиметрами.

Уравнение неразрывности для постоянной глубины имеет вид:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + H \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) = 0$$

Для волн Россби, распространяющихся в западном направлении и проявляющихся в течениях (перпендикулярно направлению распространения),

можно положить $\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = 0$, то есть зональная составляющая скорости изменяется

только в меридиональном направлении, тогда имеем:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + H \frac{\partial v'}{\partial y} = 0, \text{ а для меридиональной составляющей примем ту же волновую}$$

структуру:

$$v' = A(y) \cdot e^{i(\sigma t - k x)}, \text{ где } A(x, y, t) - \text{амплитуда.}$$

Тогда

$$\xi(t, x, y) = - \int H(x, y) \frac{\partial A(y)}{\partial y} \cdot e^{i(\sigma t - k x)} dt = - \frac{H(x, y)}{i\sigma} \frac{\partial A(y)}{\partial y} \cdot e^{i(\sigma t - k x)} \text{ и}$$

$$\text{Re } \xi(t, x, y) = - \frac{H(x, y)}{\sigma} \frac{\partial A(y)}{\partial y} \cdot \sin(\sigma t - k x).$$

Из последней формулы следует, что регистрируемое альтиметрами периодическое изменение уровня $\xi(t, x, y)$ происходит с теми же частотой и волновым числом, как и изменение меридиональной составляющей скорости $v'(t, x, y)$. Следовательно, характеристики перемещающихся волн Россби, получаемых из анализа изоплет, являются и характеристиками меридиональной составляющей скорости течения и, как показано выше, характеристиками волновых возмущений в поле хлорофилла.

Для СЗТО анализировались данные о концентрации хлорофилла-а архива NOAA OceanColor¹. Данные представляют собой продукты уровня обработки Level 3, полученные с помощью стандартных алгоритмов коррекции по измерениям радиометра MODIS-Aqua в оптическом диапазоне. Данные доступны с 2002 по 2013 года и имеют пространственное разрешение 4 км. Временное разрешение 8 дней. Карты с разрешением более одного дня определяются с помощью среднего по всем безоблачным данным, полученным за соответствующий период.

В приложении 1 представлены зональные пространственно-временные разрезы, построенные по этим данным.

¹ <http://oceancolor.gsfc.nasa.gov/>

Очевидно, что в рамках подобной модели нельзя объяснить, несомненно, играющие большую роль эффекты, связанные с турбулентной диффузией концентрации хлорофилла, наличием существующей биотической трансформации хлорофилла, его «выедания» зоопланктоном, а также внутривидовой конкуренцией. Помимо этого весьма существенными могут оказаться эффекты нелинейного взаимодействия, приводящие к остаточным явлениям типа концентрации хлорофилла в определенных зонах при меридиональном переносе.

В приложении представлены зональные пространственно-временные разрезы, построенные для СЗТО по рассчитанным аномалиям измерений концентрации хлорофилла-а и уровня океана за период с 2002 по 2013, а также солёности за период: август 2011 по сентябрь 2013.

2.5. Адвекция тепла волнами Россби

Рассмотрим уравнение распространения тепла в океане, проинтегрированное для верхнего квазиоднородного слоя:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = A \Delta \theta + \frac{q}{h}$$

Здесь θ – температура воды в верхнем квазиоднородном слое, u и v составляющие скорости течения на параллель и меридиан, A – коэффициент горизонтальной турбулентной теплопроводности; q – поток теплоты через поверхность океана; h – толщина верхнего квазиоднородного слоя. Каждый член рассматриваемого уравнения вносит весомый вклад в уравнение распространения тепла в океане, и суммарный вклад определяет изменчивость $\frac{\partial \theta}{\partial t}$.

Есть основания полагать, что для низкочастотного диапазона в океане (периоды больше года) доминирующий вклад в изменчивость температурных полей вносит адвекция волнами Россби.

В работе Белоненко и др. (2011) рассматривалась задача адвекции хлорофилла волнами Россби и модель переноса, диффузии и биотической трансформации концентрации хлорофилла. Данный подход позволяет трансформировать сделанные выводы и применить их также для уравнения теплопроводности.

Рассмотрим проинтегрированное по глубине уравнение теплопроводности в виде:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + u \frac{\partial \theta}{\partial x} + v \frac{\partial \theta}{\partial y} = F, \quad (2.5.1)$$

где θ – функция температуры воды, t – время, x, y – декартовы координаты, u, v – соответственно проекции скоростей течения на координатные оси, F –

заданная функция координат x, y и времени t , включающая внешние факторы. Ограничимся пока однородным случаем: $F = 0$.

Пусть поля течений и температуры воды представляют собой суммы некоторого усредненного невозмущенного состояния $\bar{u}, \bar{v}, \bar{\theta}$ и возмущений u', v', θ' относительно этого среднего состояния:

$$\begin{aligned} u(t, x, y) &= \bar{u}(t, x, y) + u'(t, x, y), \\ v(t, x, y) &= \bar{v}(t, x, y) + v'(t, x, y), \\ \theta(t, x, y) &= \bar{\theta}(t, x, y) + \theta'(t, x, y) \end{aligned} \quad (2.5.2)$$

Подставим выражения (4.5.2) в уравнение (4.5.1):

$$\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial t} + \frac{\partial \theta'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} + u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + u' \frac{\partial \theta'}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial y} + v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} + v' \frac{\partial \theta'}{\partial y} = 0. \quad (2.5.3)$$

Предположим, что выполняется уравнение переноса для среднего поля $\bar{\theta}(t, x, y)$. Исключая квадратичные нелинейности и предполагая, что флуктуационные поля не влияют на средние значения, тогда получаем:

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} + u' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial x} + \bar{v} \frac{\partial \theta'}{\partial y} + v' \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} = 0. \quad (2.5.4)$$

В уравнении (2.5.4) первое слагаемое – временная изменчивость возмущений температуры, второе слагаемое – перенос средним зональным течением зональных градиентов поля возмущений этой характеристики, третье слагаемое – перенос флуктуационным течением зональных градиентов в поле средних значений характеристики, четвертое слагаемое – перенос средним меридиональным течением меридиональных градиентов поля возмущений характеристики, пятое (последнее) слагаемое – перенос флуктуационным течением меридиональных градиентов в поле средних значений характеристики.

Для распространяющихся на запад волн Россби на зональном потоке ($\bar{v}(t, x, y) = 0$), которые, как известно, проявляются в поперечных течениях, можно принять:

$$u'(t, x, y) = 0, v'(t, x, y) = A(y) \cdot e^{i(\sigma t - k x)}.$$

Тогда уравнение (2.5.4) принимает вид:

$$\frac{\partial \theta'}{\partial t} + \bar{u} \frac{\partial \theta'}{\partial x} = -A(y) \cdot e^{i(\sigma t - kx)} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y}. \quad (2.5.5)$$

Для постоянного среднего зонального течения решение уравнения (2.5.5) может быть записано в следующем виде:

$$\theta(t, x, y) = \begin{cases} -A(y) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} e^{i(\sigma t - kx)} + \Phi(\bar{u} t - x), & \sigma - \bar{u} k \neq 0, \\ -A(y) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} t e^{i(\sigma t - kx)} + \Phi(\bar{u} t - x), & \sigma - \bar{u} k = 0 \end{cases}$$

Или, в соответствии с формулой Эйлера,

$$\text{Re } \theta(t, x, y) = \begin{cases} -A(y) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} \sin(\sigma t - kx) + \Phi(\bar{u} t - x), & \sigma - \bar{u} k \neq 0, \\ -A(y) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial y} t \cos(\sigma t - kx) + \Phi(\bar{u} t - x), & \sigma - \bar{u} k = 0 \end{cases} \quad (2.5.6)$$

Условие $\sigma - \bar{u} k = 0$ в формуле (2.5.6) означает равенство средней зональной скорости фазовой скорости волн Россби c : $\bar{u} = c$. При $t = 0, x = 0$, функция $\Phi(0) = \theta(0, 0, y) = \theta_0(y)$ задает начальное поле температуры, изменяющееся в меридиональном направлении.

Таким образом, при поставленных нами условиях показано, что частоты, волновые числа и, соответственно, фазовые скорости волн в поле температуры совпадают с соответствующими значениями частот, волновых чисел и фазовых скоростей в поле меридиональной составляющей скорости течения $v'(t, x, y)$.

Дополнительно оценим связь волновых возмущений в поле температуры с волновыми возмущениями уровня океана, непосредственно регистрируемые спутниковыми альтиметрами.

Уравнение неразрывности для постоянной глубины имеет вид:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + H \left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y} \right) = 0$$

Для волн Россби, распространяющихся в западном направлении и проявляющихся в течениях (перпендикулярно направлению распространения), можно положить $\frac{\partial \bar{u}}{\partial x} = 0$, то есть зональная составляющая скорости изменяется

только в меридиональном направлении, тогда имеем:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + H \frac{\partial v'}{\partial y} = 0, \text{ а для меридиональной составляющей примем ту же волновую}$$

структуру:

$$v' = A(y) \cdot e^{i(\sigma t - k x)}, \text{ где } A(x, y, t) - \text{амплитуда.}$$

Тогда

$$\xi(t, x, y) = - \int H(x, y) \frac{\partial A(y)}{\partial y} \cdot e^{i(\sigma t - k x)} dt = - \frac{H(x, y)}{i\sigma} \frac{\partial A(y)}{\partial y} \cdot e^{i(\sigma t - k x)} \text{ и}$$

$$\text{Re } \xi(t, x, y) = - \frac{H(x, y)}{\sigma} \frac{\partial A(y)}{\partial y} \cdot \sin(\sigma t - k x).$$

Из последней формулы следует, что регистрируемое альтиметрами периодическое изменение уровня $\xi(t, x, y)$ происходит с теми же частотой и волновым числом, как и изменение меридиональной составляющей скорости $v'(t, x, y)$. Следовательно, характеристики перемещающихся волн Россби являются и характеристиками меридиональной составляющей скорости течения и, как показано выше, характеристиками волновых возмущений в поле температуры. В приложении представлены зональные пространственно-временные разрезы, построенные для СЗТО по рассчитанным аномалиям температуры поверхности океана и уровня океана за период с 2002 по 2013.

Очевидно, что в рамках подобной модели нельзя объяснить, несомненно, играющие большую роль эффекты, связанные, например, с горизонтальными турбулентными потоками тепла и потоками тепла на границе воздух-вода. Помимо этого весьма существенными могут оказаться эффекты нелинейного взаимодействия, приводящие к остаточным явлениям типа переноса тепла в определенных зонах. Однако здесь получен важный вывод, заключающийся в том, что, во-первых, низкочастотная изменчивость температуры воды в океане

связана с низкочастотной адвекцией волн Россби, а во-вторых, эта связь дает возможность оценить характеристики изменчивости адвекции тепла в океане. Для нахождения этих оценок привлекались спутниковые данные об уровне океана.

2.6. Волны или вихри?

Рассмотрим задачу деформации температурного поля при прохождении через него синоптического вихря и волны Россби. В проблеме синоптической изменчивости океанологических полей дискуссионным остается вопрос о различии и сравнительном энергетическом вкладе синоптических вихрей и волн Россби. Очевидным кажется основное существенное отличие синоптических вихрей от низкочастотных волн: вихри при своем движении переносят водную массу и течения в них близки к круговым; в волне же перемещается лишь форма, а частицы жидкости совершают движения по сильно вытянутым в меридиональном направлении эллипсовидным орбитам.

Синоптические вихри и градиентно-вихревые волны могут быть описаны одними и теми же гидродинамическими уравнениями, которые в линейном квазигеострофическом приближении приводят к следующим выражениям для составляющих скорости течения на u и v :

$$u = -\frac{g}{f^2} \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t \partial x} + f \frac{\partial \xi}{\partial y} \right), \quad v = -\frac{g}{f^2} \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t \partial y} - f \frac{\partial \xi}{\partial x} \right),$$

здесь ξ – вертикальное смещение уровня моря; g – ускорение свободного падения; f – параметр Кориолиса.

Для оценки кинематических характеристик вихревых и волновых движений с целью интерпретации экспериментальных данных зададимся простейшими моделями вертикального смещения уровня в вихрях и волнах. Смещение уровня в волновой модели представим в виде зональной волны:

$$\xi = Ae^{-n|y|} \cos(kx - \sigma t),$$

здесь A – амплитуда волны; k – волновое число; σ – частота волны; n – параметр затухания, выбранный так, чтобы на границе области захвата волны (ширина 200 км) составляющие скорости уменьшались в два раза. Частота рассчитывалась нами по дисперсионному соотношению для зональных бездивергентных волн Россби: $\sigma = -\beta/k$.

Вертикальное смещение уровня в вихре представим в виде колоколообразной функции: $\xi = Ae^{-a(x-x_0)^2-b(y-y_0)^2}$ (A – амплитуда; a и b – параметры ”колокола”).

Фазовая скорость зональной волны и скорость перемещения вихря задавались равными: 2 см/с. Длина волны принималась равной 200 км.

Обратимся к рисунку, на котором представлены модельные поля скорости течения. Как и следовало ожидать, в волне (см. рис. 2.6.1,а) доминируют поперечные колебания. Розы векторов скоростей течений на разных расстояниях от оси Ox также представлены на рисунке. Как видим, эллипсы вытянуты в меридиональном направлении. Векторы скоростей равномерно изменяют направление и величину, совершая полный цикл. При удалении от главной оси роза векторов скоростей пропорционально уменьшается.

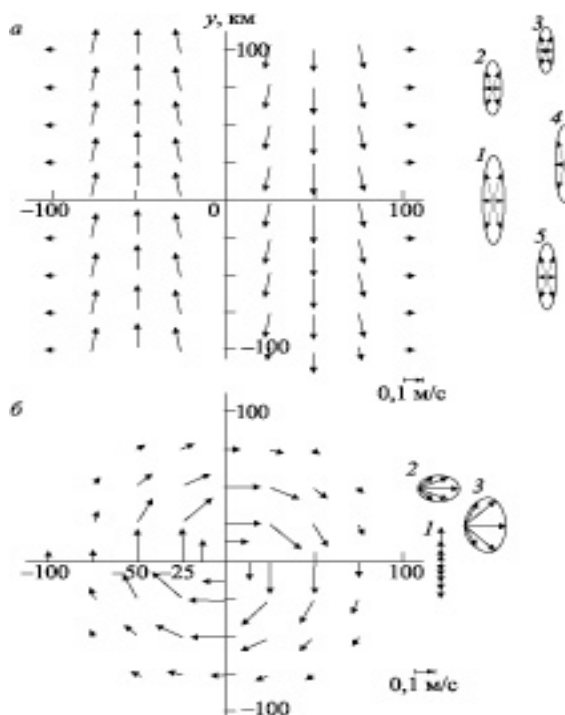


Рис. 2.6.1. Пространственное распределение векторов скоростей течений в волне (а) и в вихре (б), которые перемещаются с фазовой скоростью 0,2 см/с. Даны розы скоростей течений на разных расстояниях от оси ОХ: а: 1-5 соответственно 0 км; 7,5 км; 10 км; 25 км; 50 км. б: 1-3 соответственно 0; 50; 25 км.

Поля скоростей течения в вихре и волне существенно различны. В вихре (см. рис. 2.6.1,б) образуется антициклонический круговорот со скоростью течения в центре, равной нулю, с максимальными скоростями на расстоянии 50 км от центра вихря и уменьшением скоростей далее к его периферии. Роза векторов скорости течений в вихре несимметрична. На главной оси зональные составляющие скорости вообще отсутствуют, а при удалении к периферии роза векторов скоростей вытягивается в зональном направлении. При этом изменение направлений скоростей ограничено 180° .

Таким образом, на основе наблюдений за течениями, например с помощью автономных буйковых станций, по характеру пространственно-временной изменчивости можно с достаточной определенностью сделать заключение о доминировании вихревых или волновых движений.

Проследим теперь, как будет видоизменяться температурное поле при прохождении синоптического вихря и волны Россби.

По распределению скорости течений в моделях волны и вихря были сделаны расчеты температуры воды в случае, когда адвекция тепла являлась доминирующим фактором изменчивости температурного поля океана:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -u \frac{\partial T}{\partial x} - v \frac{\partial T}{\partial y}.$$

Начальное поле температуры было выбрано равномерным с градиентом $1,8 \cdot 10^{-2} \text{ }^\circ\text{C}/\text{км}$, вектор которого направлен на северо-восток (см. рис. 2.6.2, I). На рис. 2.6.2, II приводятся результаты расчетов изменения температурного поля при прохождении волны через 1, 5 и 10 суток от момента начала движения. Как видим, адвекция теплоты и холода приводит к деформации начального поля температуры: изотермы прогибаются к северу и югу в зонах наибольших меридиональных составляющих скорости течения, принимая меридиональное

направление в зоне минимальных скоростей, где горизонтальные градиенты температуры достигают наибольших значений. Через половину каждого из указанных периодов изменения происходят в обратном направлении, а через полный период температурное поле возвращается в исходное состояние.

На рис. 2.6.2,III,IV приведены рассчитанные нами температурные поля для вихрей – стационарного и перемещающегося со скоростью 0,2 см/с. Как видим, изотермы в изначально равномерном температурном поле вихря (см. рис. 2.6.2,I) закручиваются (см. рис. 2.6.2,III,IV), образуя диполь с ядрами максимальной адвекции теплоты и холода на расстоянии 50 км от центра, т.е. в зоне максимальных скоростей течения. В его центре градиенты температуры максимальны. Вся система вращается и перемещается относительно начала координат при поступательном движении центра вихря.

Таким образом, можно утверждать, что анализ пространственных и временных изменений динамических и термодинамических характеристик может дать в ряде случаев достаточно определенные ответы о природе – вихревой или волновой – наблюдаемых явлений.

Наблюдающиеся в океане синоптические вихри иногда обнаруживают некоторые черты волн Россби, а именно: распространение с западной составляющей фазовой скорости и неплохое количественное совпадение пространственно-временных масштабов колебаний с дисперсионными соотношениями, описывающими волны Россби (Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С., 1982;. Коняев К.В., Сабинин К.Д., 1992). Пока нет однозначного ответа на вопрос, почему это происходит. Одни исследователи считают, что эти факты можно объяснить с позиций статистической динамики, в которой синоптические вихри рассматриваются как своеобразная крупномасштабная турбулентность: ее уравнение содержит при вполне допустимых условиях не только вихри, переносящие с собой воду, но и волны Россби. Другие связывают синоптические вихри с существенной нелинейностью и дисперсией волновых движений, поэтому такие вихри

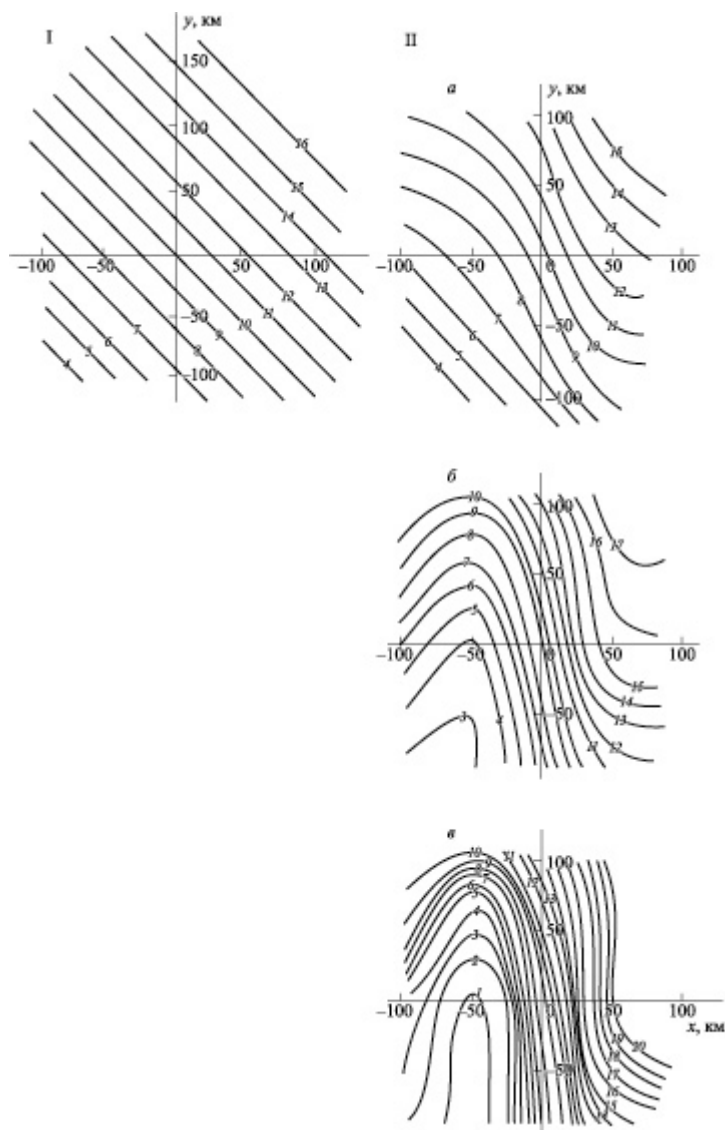
интерпретируются как солитоны Россби. Существует также трактовка синоптических движений в океане как системы движущихся интенсивных вихрей несолитонного типа, излучающих волны Россби. При этом считается, что один из наиболее характерных путей эволюции поля вихрей в океане должен быть следующим: небольшие (по сравнению с внутренним радиусом волны Россби) бароклинные вихри, взаимодействуя друг с другом, укрупняются по законам двумерной турбулентности. Данный процесс сопровождается уменьшением частоты и волнового числа, в результате чего параметры вихрей начинают совпадать с параметрами волн Россби. Наконец, еще одна гипотеза развития событий: вихри в процессе эволюции становятся баротропными и в конце концов приобретают параметры волн Россби.

Таким образом, сходство вихрей и волн может быть обусловлено тем, что, с одной стороны, динамическая неустойчивость волн может являться источником синоптических вихрей, а с другой – релаксация синоптических вихрей, вероятно, может происходить в виде волн Россби. Кроме этого, теоретические исследования показывают, что для двухслойной квазигеострофической модели, учитывающей средний уклон дна, линейная суперпозиция пары низкочастотных волн с одинаковой амплитудой, распространяющихся под углом друг другу, приводит к образованию чередующихся ячеек высокого и низкого давления. Внутри ячеек линии тока замкнуты и близки к эллипсу. Таким образом, в месте встречи двух систем волн могут возникать образования, похожие на стационарные синоптические вихри (Ле Блон П., Майсек Л., 1981).

Приведенные результаты говорят о некоторой условности разделения возмущений синоптического масштаба на вихревые и волновые. Однако очевидно, что существуют районы океана и условия, при которых синоптические вихри и градиентно-вихревые волны проявляются в ”чистом виде”. Наш опыт исследования изменчивости океанологических характеристик

в синоптическом диапазоне частот говорит о том, что энергетическая роль синоптических вихрей в общей динамике океана несколько преувеличена.

В районе Курило-Камчатского побережья шельфовые волны распространяются на юго-запад, т.е. оставляя берег справа, а двойные волны Кельвина имеют противоположное направление – на северо-восток (Ефимов В. В., Куликов Е. А. Рабинович А. Б., Файн И. В., 1985; Белоненко Т.В., Фукс В.Р., 1997).



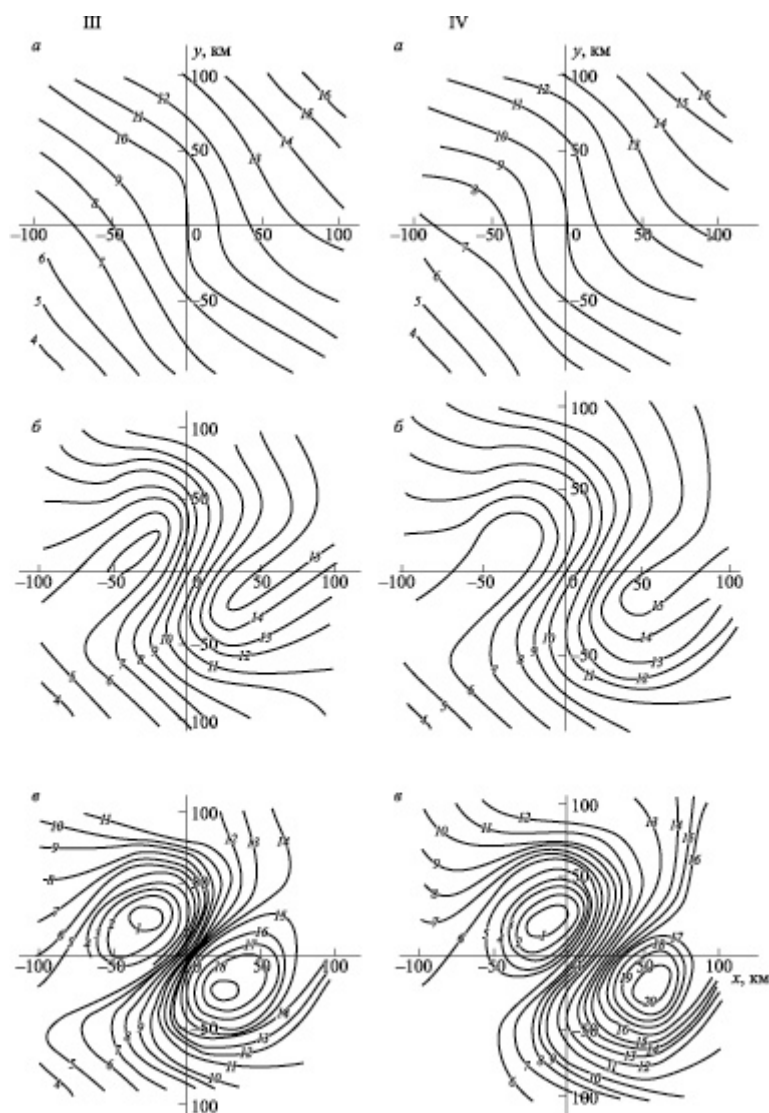


Рис. 2.6.2. Графическое представление температурных полей в начальный момент времени (I) и при прохождении волны с фазовой скоростью 0,2 см/с (II), а также неподвижного вихря (III) и перемещающегося со скоростью 0,2 см/с (IV). Изотермы даны в °С; II-IV: а-в соответственно через 1, 5, 10 суток.

Вместе с тем, существует целая серия спутниковых снимков района, на которых изображены цепочки локализованных неоднородностей трактуемых авторами, как синоптические вихри (Булатов Н.В., Лобанов В.Б., 1983; Ильичев В.И., Лобанов В.Б., Митник Л.М., 1984; Рогачев К.А., 1991). По нашему мнению, система перемещающихся вихрей есть всего лишь видимое проявление низкочастотных топографических волн Россби при взаимодействии их с течениями. В пользу этого говорит анализ наблюдений за течениями на

уникальном полигоне автономных буйковых станций, выполненных по программе “МЕГАПОЛИГОН” (Эксперимент “Мегаполигон”, 1992) с точки зрения изложенных кинематических представлений. К тому же в (Ефимов В. В., Куликов Е. А. Рабинович А. Б., Файн И. В., 1985) приводится дисперсионная диаграмма с результатами численного расчета двух низших мод шельфовых волн и двойных волн Кельвина для усредненного профиля рельефа в районе Курильской гряды – Камчатки, на которую нанесены точки, соответствующие выделенным топографическим волнам. Параметры вихрей, выделенных на снимках (Булатов Н.В., Лобанов В.Б, 1983; Ильичев В.И., Лобанов В.Б., Митник Л., 1984.; Рогачев К.А., 1991.), соответствуют также этим точкам.

Вернемся опять к рассмотрению изменчивости уровня в СЗТО. Для анализа привлекались спутниковые данные абсолютной динамической топографии (ADT) и относительной динамической топографии (SLA) – аномалии высоты морской поверхности относительно средних значений, – данные за промежуток с 14.10.1992 г. по 17.10.2007 г. с дискретностью $1/3^\circ$ широты и долготы, временная дискретность - 7 суток. Исследуемый район охватывает акваторию $30 - 60^\circ$ с.ш. и $135 - 200^\circ$ в.д. На сегодняшний день спутниковые измерения являются наиболее точными регулярными последовательными и охватывающими наибольшую акваторию поверхности Мирового океана.

В каждой точке сетки рассматриваемой акватории были построены временные ряды уровенных измерений и проведен спектральный Фурье анализ и вейвлет-анализ, позволяющий исследовать нестационарности. Эти методы позволили выделить основные энергонесущие низкочастотные колебания в поле уровня. Подробное описание результатов можно найти в недавно вышедшем «Атласе изменчивости уровня Северо-западной части Тихого океана» (Белоненко и др., 2011).

Для значений абсолютной динамической топографии (ADT) показано, что основная энергия изменчивости этой характеристики сосредоточена на

масштабах 10, а также 6 лет (см. пример на рис. 2.6.3). Отметим, что величины вейвлет-коэффициентов для масштабов 6 лет в среднем в два раза меньше, чем для 10 лет.

Указанные масштабы выделяются во всех рассмотренных пунктах акватории, очевидно, соответствующие максимумы энергии обусловлены крупномасштабными глобальными процессами взаимодействия океана и атмосферы. Не исключено, что квазидесятилетние колебания в уровне океана, проявляющиеся в большинстве пунктов акватории Северо-западной части Тихого океана, связаны с десятилетними циклами Тихоокеанской декадной осцилляции (PDO), а 6-летние циклы могут определяться соответствующими колебаниями в атмосфере, которые отражают как глобальные климатические изменения, так и локальные структурные особенности климатической системы Земли.

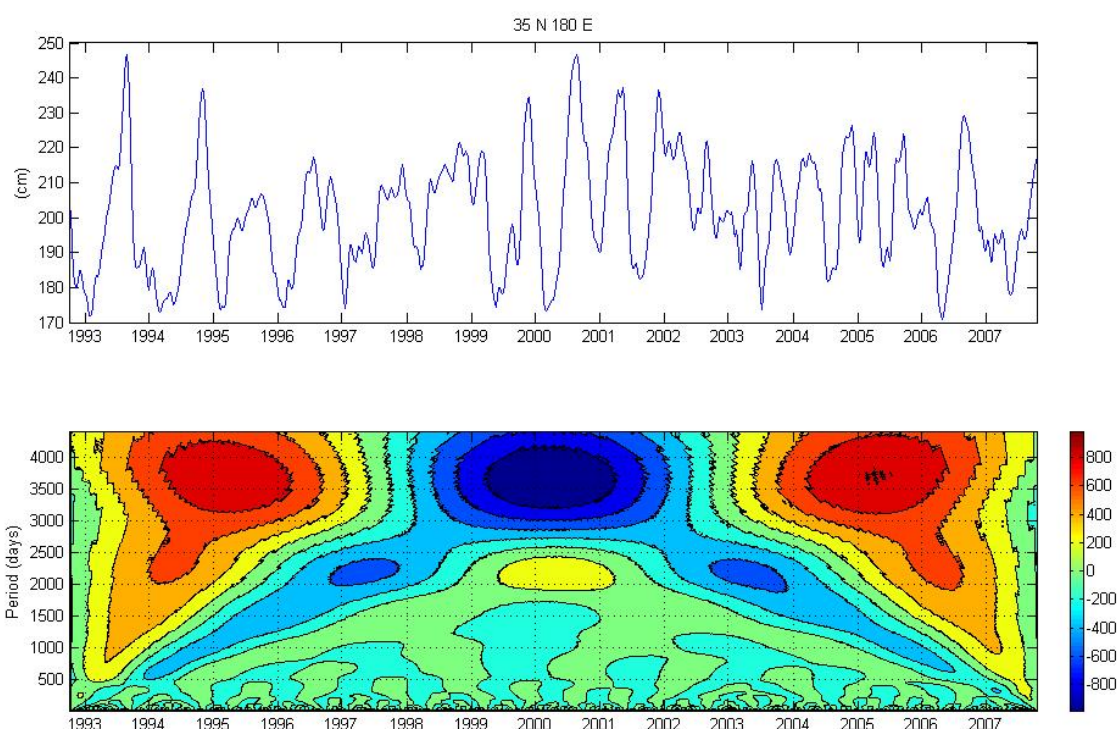


Рис. 2.6.3. Временной ход уровня океана – данные массива абсолютной динамической топографии (ADT) и его вейвлет-изображение для пункта с координатами 35° с.ш., 180° в.д.

Годовой цикл ADT выделяется лишь для динамически активных областей Северо-западной части Тихого океана:

- в течении Курошио $35\text{--}40^\circ \text{ N}$ с 145 до 180° E , причем для широты 35° характерны еще и полугодовые масштабы изменчивости;
- для северной ветви Северо-Тихоокеанского течения (45° N , $160\text{--}180^\circ \text{ E}$);
- для 50° N , где проходит с востока на запад Аляскинское течение.

Для Камчатского течения и системы течений Берингова моря годовой цикл выражен слабо. Для пункта 40° N 150° E выделяется 3-летний цикл.

Существенной особенностью колебаний годового и полугодового циклов в полях абсолютной динамической топографии является их нестационарность: в отдельные годы колебания уровня годового цикла вообще отсутствуют.

Изменчивость аномалий уровня океана (массив SLA), в отличие от абсолютной динамической топографии, отличается значительным разнообразием и происходит в широком диапазоне масштабов (см. пример на рис. 4.5.4). В отличие от ADT, изменчивость характеристики SLA невозможно соотнести с региональными особенностями циркуляции океана. Для многих пунктов акватории также выделяются масштабы изменчивости в 10 лет, причем в некоторых пунктах наблюдается перераспределение энергии по масштабам: максимумы энергии колебаний перемещаются от масштабов 10 лет к 4-летним.

Локализованные максимумы энергии на вейвлет-изображении, очевидно, означают области энергоснабжения от внешних источников. Вытянутые области максимальной энергии на вейвлет-изображении дают возможность проследить во времени перераспределение энергии по масштабам. Если область высоких значений вейвлет-коэффициентов смещается из области больших периодов в область меньших – идет поток энергии от крупномасштабных движений к мелкомасштабным, связанный с нелинейной генерацией турбулентности, обусловленной динамической неустойчивостью крупномасштабных движений. Если наблюдается смещение от меньших масштабов к большим, то происходит энергоснабжение крупномасштабных

движений от мелкомасштабных, такие процессы получили в физике название «движений с отрицательной вязкостью». Соответствующие коэффициенты турбулентного обмена имеют отрицательный знак. Подобные явления хорошо известны в метеорологии, когда энергоснабжение крупномасштабных струйных течений в высоких слоях атмосферы происходит от циклонов. В океане явления, связанные с отрицательной вязкостью, изучены плохо, однако этот факт всегда учитывается при решении обратных задач, в которых коэффициенты турбулентного обмена имеют отрицательное значение. На рис. 2 мы видим примеры перераспределения энергии по масштабам как от больших масштабов к малым, так и в другую сторону.

Наблюдаются также квазишестилетние и квазидвухлетние колебания, а также почти во всех пунктах выделяются циклы с годовым периодом. Нестационарные полугодовые колебания отмечаются лишь в нескольких пунктах, причем интенсивность этих колебаний значительно уступает колебаниям годового цикла. Как годовые, так и полугодовые колебания SLA проявляются ярче всего в системе течений Курошио, где значения вейвлет-коэффициентов в несколько раз больше, чем значения коэффициентов для пунктов, расположенных вне струи течения.

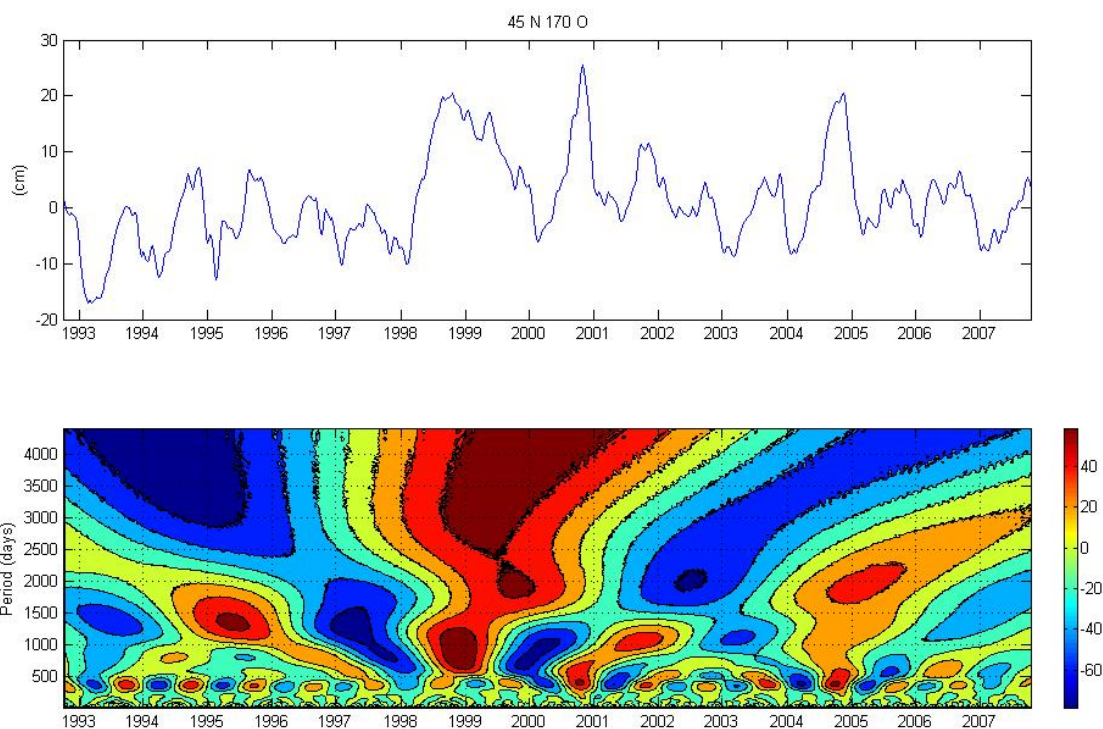


Рис. 2.6.4. Временной ход уровня океана – данные массива относительной динамической топографии (SLA) и его вейвлет-изображение для пункта с координатами 45° с.ш., 170° в.д.

Таким образом, в низкочастотном диапазоне изменчивости температурных полей перенос тепла в океане при помощи волн Россби является доминирующим механизмом, а соответствующие слагаемые дают основной вклад в уравнении распространения тепла в океане, проинтегрированное для верхнего квазиоднородного слоя.

Об этом косвенно свидетельствуют в исследования последних лет, в которых говорится, что волны Россби, обнаруживаются не только по альтиметрическим наблюдениям за уровнем океана, но также и спутниковым наблюдениям за температурой поверхности (Cipollini et al., 1997; 2000; Hill et al., 2000 и др.).

На основе упрощенной математической модели нами показано, что характеристики распространяющихся на запад волн Россби, являются также и характеристиками меридиональной составляющей скорости течения и характеристиками волновых возмущений в поле температуры. Этот факт

позволяет отождествлять оценки волновых возмущений в поле температуры с оценкой соответствующих волновых возмущений в поле скорости течения или возвышения уровня.

Таким образом, характеристики волн Россби, которые можно оценить на основе спутниковых альтиметрических наблюдений за уровнем океана, например, из анализа изоплет, в низкочастотном диапазоне изменчивости могут служить оценками временных масштабов для температурных полей.

Сделанный вывод позволяет оценить масштабы низкочастотной изменчивости температуры в Северо-западной части Тихого океана. Методами Фурье и вейвлет-анализа нами были проанализированы временные ряды уровня океана в различных пунктах акватории. Выделены квазидвух-трех-летние, квазишестилетние циклы и 10-летние циклы, которые через адвективный механизм в волнах Россби характеризуют также и низкочастотную изменчивость температуры воды в акватории.

На основе наблюдений за течениями, например с помощью автономных буйковых станций, по характеру пространственно-временной изменчивости можно с достаточной определенностью сделать заключение о доминировании вихревых или волновых движений.

Рассматриваемая низкочастотная изменчивость уровня океана существенно нестационарна во времени. На основании сделанных математических выводов можно предполагать, что подобная нестационарность в низкочастотном диапазоне изменчивости имеет место и для температурных процессов.

Сравнение вейвлет-коэффициентов, характеризующих интенсивность колебаний уровня для пунктов, расположенных непосредственно в струе Курошио и вне ее, показало, что на течении колебания уровня интенсифицируются, а амплитуда вейвлет-коэффициентов многократно превышает таковые в пунктах, расположенных вне струи.

ГЛАВА 3. Закономерности изменчивости уровня в Северо-западной части Тихого океана

3.1. Тренды уровня моря в реперных мареографных пунктах

Для оценки многолетней тенденции уровня СЗТО использовались временные тренды, полученные по данным мареографных и альтиметрических измерений. Под трендом обычно понимается детерминированное изменение математического ожидания. Форма кривой тренда может быть описана линейными, параболическими и другими параметрическими уравнениями. В данной работе для аппроксимации тренда применялись линейные и квадратичные параметрические зависимости.

В линейном тренде $\xi = b t + c$, параметр $b = \frac{\partial \xi}{\partial t}$ характеризует скорость линейного изменения уровня; параметр c – начальный уровень (см) в момент времени, принятый за начало отсчета.

В квадратичном тренде $\xi(t) = at^2 + bt + c$ параметры a , b и c оценивались по моделям тренда, построенным для каждой временной серии $\frac{\partial \xi}{\partial t} = 2at + b$, $\frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} = 2a$, $a = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$. Заметим, что $\frac{\partial \xi}{\partial t} = 0$, при $t_i = -\frac{b}{2a}$; при $a = 0$.

Мерой качества аппроксимации исходных временных рядов трендами, служит коэффициент детерминации R^2 , который определяется как квадрат коэффициента корреляции между исходными данными и трендом. Значимость тренда можно оценить по распределению Стьюдента и критерию $t^* = \frac{r\sqrt{N-1}}{\sqrt{1-r^2}}$, где r – коэффициент корреляции между исходными данными и трендом, N – длина ряда.

Для мареографных пунктов акватории северо-западной части Тихого океана были рассчитаны параметры линейного и квадратичного трендов,

которые определялись методом наименьших квадратов. В таблице 1 представлены характеристики линейной аппроксимации тренда.

Таблица 1.

Параметры линейного тренда уровня моря $\xi(t) = b t + c$ на
мареографных постах СЗТО

Идентифи- кационный номер поста в JASL	Название	Коэффициент b , мм/год	Коэффициент c , мм	Коэффициент детерминации R^2	Критерий Стьюдента t^*
347	Abashiri	2,2	1277	0,05	27,17
348	Hamada	6,0	507	0,058	22,12
349	Toyama	2,4	1089	0,04	22,81
350	Kushiro	9,6	911	0,66	171,59
351	Ofunato	5,5	1437	0,29	77,61
352	Mera	3,8	1017	0,16	51,11
353	Kushimoto	3,4	1451	0,095	40,90
354	Aburatsu	1,9	1356	0,03	23,58
356	Maisaka	-1,5	2565	0,02	14,57
357	Miyakejima	1,9	2281	0,01	9,80
358	Hosojima	0,6	1800	0,01	6,26
360	Wakkanai	3,1	1472	0,08	35,68
362	Nagasaki	3,7	2557	0,02	12,68
363	Nishinoomote	2,3	2130	0,03	21,42
364	Hakodate	0,1	1483	0,01	0,78
375	Hachinohe	4,9	316	0,10	33,24

В таблице 2 показано изменение уровня в рассматриваемых пунктах, рассчитанное за исследуемый промежуток времени по линейному тренду.

Таблица 2.

Изменение уровня (мм) за период наблюдений на мареографных станциях по линейному тренду

Идентификационный номер поста в JASL	Название	Величина изменения уровня (мм)	Число полных лет наблюдений лет
347	Abashiri	82	38
348	Hamada	133	22
349	Toyama	95	39
350	Kushiro	412	43
351	Ofunato	225	41
352	Mera	158	41
353	Kushimoto	153	45
354	Aburatsu	86	45
356	Maisaka	-57	38
357	Miyakejima	74	40
358	Hosojima	26	43
360	Wakkanai	120	39
362	Nagasaki	77	21
363	Nishinoomote	89	39
364	Hakodate	3	42
375	Hachinohe	128	26

Продолжительность наблюдений для всех станций изменяется от 21 до 45 полных лет, на станциях № 353 и 354 продолжительность наблюдений достигает 45 лет. За исключением станции № 356, Maisaka, где за рассматриваемый промежуток времени 38 лет уровень понизился на 57 мм,

на всех остальных мареографных постах наблюдается рост уровня. Наиболее существенное изменение уровня за рассматриваемый промежуток наблюдается на станции № 350, Kushiro, где величина изменения уровня достигла 412 мм.

В таблице 3 представлено ускорение в изменении уровня на мареографных станциях рассматриваемой акватории. Как мы видим, ускорение для всех рядов очень мало, поэтому во многих случаях квадратичные тренды очень близки к линейным: на мареографных станциях №№ 347, 348, 350, 352, 353, 354, 356, 360, 362, 364, 375 линейный и квадратичный тренд мало отличаются друг от друга. В то же время на станциях №№ 349, 351, 357, 358 и 363 тренды существенно различны.

Таблица 3.

Параметры квадратичного тренда уровня $\xi(t) = at^2 + bt + c$

на мареографных постах СЗТО

Идентифи- кационный номер поста в JASL	Название	a , мм/год ²	b , мм/год	c , мм
347	Abashiri	0,06248	-8,61	1733
348	Hamada	-0,01683	9,19	359
349	Toyama	0,09951	-14,60	1806
350	Kushiro	0,03498	3,72	1152
351	Ofunato	-0,07403	17,99	919
352	Mera	0,03247	-1,69	1249
353	Kushimoto	0,04273	-3,64	1734
354	Aburatsu	0,04073	-4,80	1626
356	Maisaka	0,05234	-10,50	2945

357	Miyakejima	0,43494	-70,38	5222
358	Hosojima	-0,09540	10,74	1545
360	Wakkanai	-0,01223	5,17	1385
362	Nagasaki	-0,11817	25,93	1515

Графики временного хода уровня и линейного и квадратичного трендов представлены в [6]. Линейный тренд для станции 357 (Miyakejima) не фиксирует изменения в ходе уровня вследствие тектонических процессов, в то время как в квадратичном тренде тенденция к увеличению уровня существует.

Таким образом, анализ трендов, построенных для 16 мареографных станций северо-западной части Тихого океана показал, что во всех пунктах наблюдается рост уровня океана, за исключением станции № 356.

Далее для всех 130 пунктов северной части Тихого океана (рис. 3.1) были рассчитаны усредненные линейный и квадратичный тренды, для этих расчетов был выбран общий промежуток времени – 23 года. На рисунке 3.2 представлены усредненные линейный и квадратичный тренды, рассчитанные по 130 станциям мареографных пунктов JASL. Увеличение уровня за промежуток с 1984 по 2006 год, согласно расчетам по линейному тренду, дает 47 мм, скорость роста 2 мм/год. Расчеты согласно квадратичному тренду дают меньший рост уровня за этот же период – 41 мм.

Полученные оценки тренда в целом соответствуют общим оценкам изменения уровня Мирового океана, изложенным в докладе Межправительственной группы экспертов по изменению климата (МГЭИК) в 2001 г. По их оценкам, положительный тренд уровня Мирового океана в XX столетии в среднем составлял 1,5–2,0 мм/год, а в XXI веке прогнозировался рост уровня со скоростью 2-5 мм/год (доклад МГЭИК 2007 года).

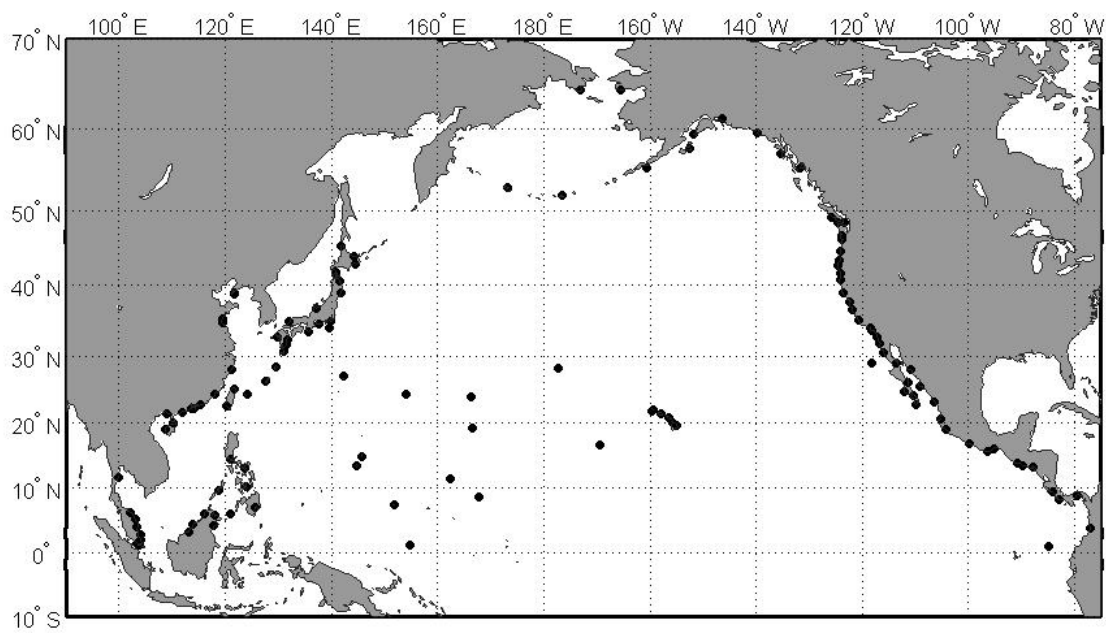


Рис. 3.1. Схема расположения мареографных пунктов массива JASL.

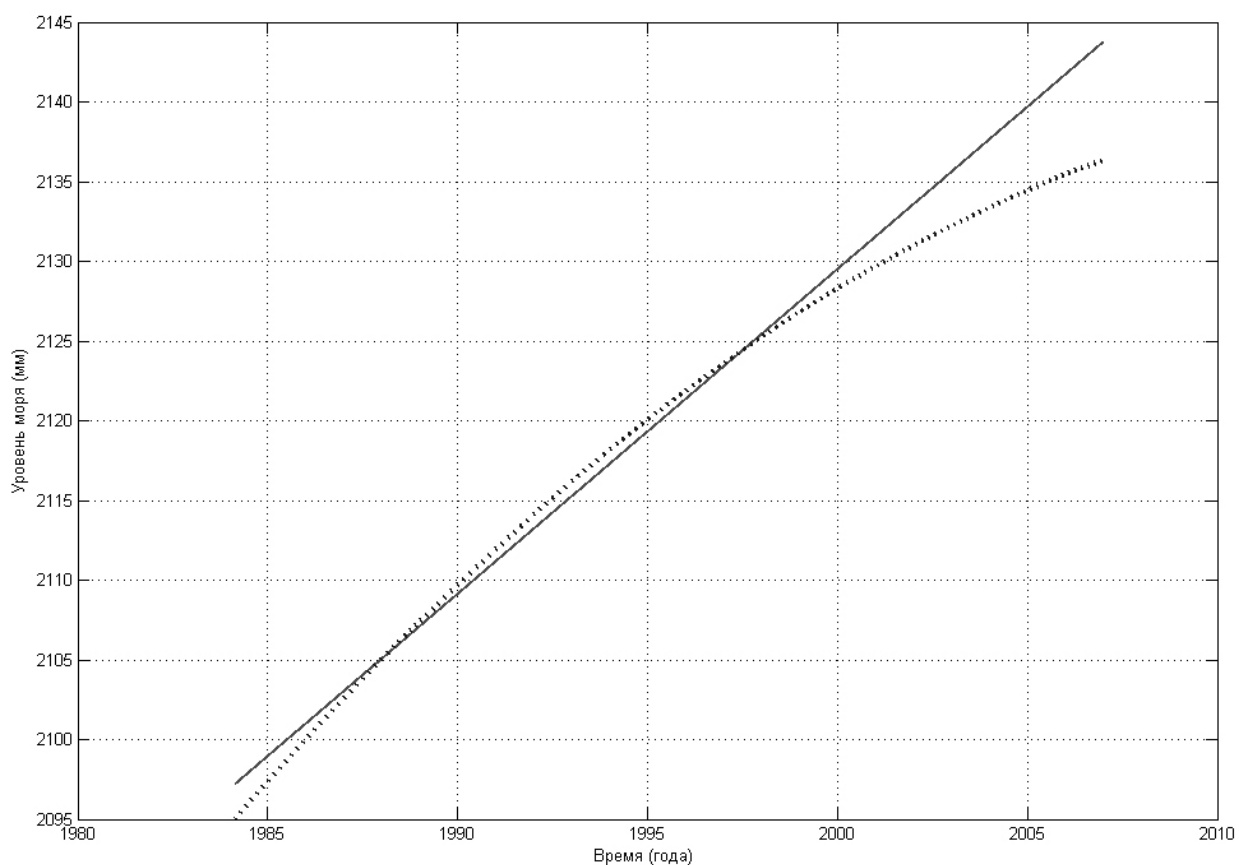


Рис.3.2. Обобщенный, линейный тренд (сплошная линия) и квадратичный тренд (пунктирная линия), рассчитанный на 130 мареографных постах системы JASL.

По данным уровенных наблюдений 130 береговых мареографных станций системы JASL для северной части Тихого океана нами также получена оценка коэффициента линейного тренда 2 мм/год. Однако, как следует из таблицы 1, оценки тренда в отдельных мареографных пунктах могут существенно отличаться от средних: диапазон изменчивости скорости изменения уровня от -1,5 до 9,6 мм/год.

3.2. Тренды уровня моря по данным спутниковых альтиметрических измерений

Массив альтиметрических данных, который использовался для оценки трендов уровня Северо-западной части Тихого океана, представляет собой комбинацию измерений трёх спутников: Topex/Poseidon, ERS-1, ERS-2¹ в пунктах, расположенных в узлах регулярной сетки с шагом 0.3 x 0.3 град, охватывающие период 1992 – 2007 гг.

Параметры линейного тренда $\xi = b t + c$.

Поле параметра c , представлено на карте 3.2.1. Видно, что на юге исследуемой акватории наблюдается максимальное стояние уровня (260-250 см). В северном направлении уровень уменьшается до 170-150 см на 40° с.ш., изолинии носят зональный характер. Севернее 40° с.ш. зональность нарушается. В полосе между 45 и 52° с.ш. – 154 и 180° в.д. наблюдается область минимальных значений параметра c (120-130 см). К востоку от этой области значения c увеличиваются в направлении Американского материка до 170 см. В Японском и Охотском морях изолинии характеристики c имеют меридиональный характер, а ее значения увеличиваются с запада на восток.

Рассматривая распределение коэффициента b на рис. 3.2.2, нетрудно заметить, что на большей части района наблюдаются близкие к нулю слабо положительные значения этой характеристики. Если b отождествить со

¹ <http://las.aviso.oceanobs.com/las/servlets/dataset>

средним изменением тренда за единицу времени, то можно сделать вывод, что в наблюдаемый промежуток времени преобладала тенденция роста уровня океана. Причем наибольшая скорость роста тренда уровня отмечается в западной части потока Куроисио (35° с.ш.) и вдоль 55° с.ш. в зоне действия Алеутского течения. Имеются также участки с отрицательными значениями коэффициента **b**, расположенные, главным образом, на северных перифериях этих потоков. Их формирование, вероятно, связано с наличием локальных зон дивергенции.

Параметры квадратичного тренда $\xi(t) = a t^2 + b t + c$.

Картированные значения пространственного распределения параметров квадратичных трендов уровня представлены в [6], в данном параграфе дано лишь их краткое описание.

Коэффициент **a** – старший коэффициент квадратичного тренда, имеет размерность ускорения см/нед². Второй коэффициент **b** есть среднее изменение квадратичного тренда уровня за единицу времени. Эта оценка хорошо отражает результирующее влияние всех факторов, одновременно действовавших на уровень в единицу времени. В рассматриваемых трендах её размерность (см/нед). Свободный член **c** – начальный уровень тренда в момент или за период, принятый за начало отсчета времени t_0 , имеет размерность (см).

Параболическая форма тренда достаточно хорошо отражает ускорение или замедление изменения уровня при наличии постоянного ускорения, которое обеспечивается влиянием различных факторов. При $a < 0$, т. е. при отрицательном ускорении, тренд показывает уменьшение уровня с возрастающей скоростью. При положительном ускорении $a > 0$, тренд отражает ускорение роста уровня. Нетрудно видеть в потоке Куроисио, полосу отрицательных значений этой оценки вдоль 35° с.ш., свидетельствующую о понижении уровня в этом регионе. Абсолютные значения коэффициента **a** в струе течения Куроисио уменьшаются в направлении с запада на восток. К

северу от 40° с.ш., зональность изолиний оценки a нарушается. Неоднородности с отрицательными значениями в поле этой характеристики вытягиваются с юга-запада на северо-восток.

В Атласе также представлены оценки коэффициента детерминации R^2 линейных и квадратичных моделей временных трендов уровня в Северо-западной части Тихого океана, соответственно. Сопоставив оценки качества аппроксимации, можно прийти к выводу, что наилучшее соответствие имеет квадратичная модель, коэффициенты детерминации которой в центральной части района достигают значений 0.4-0.6.

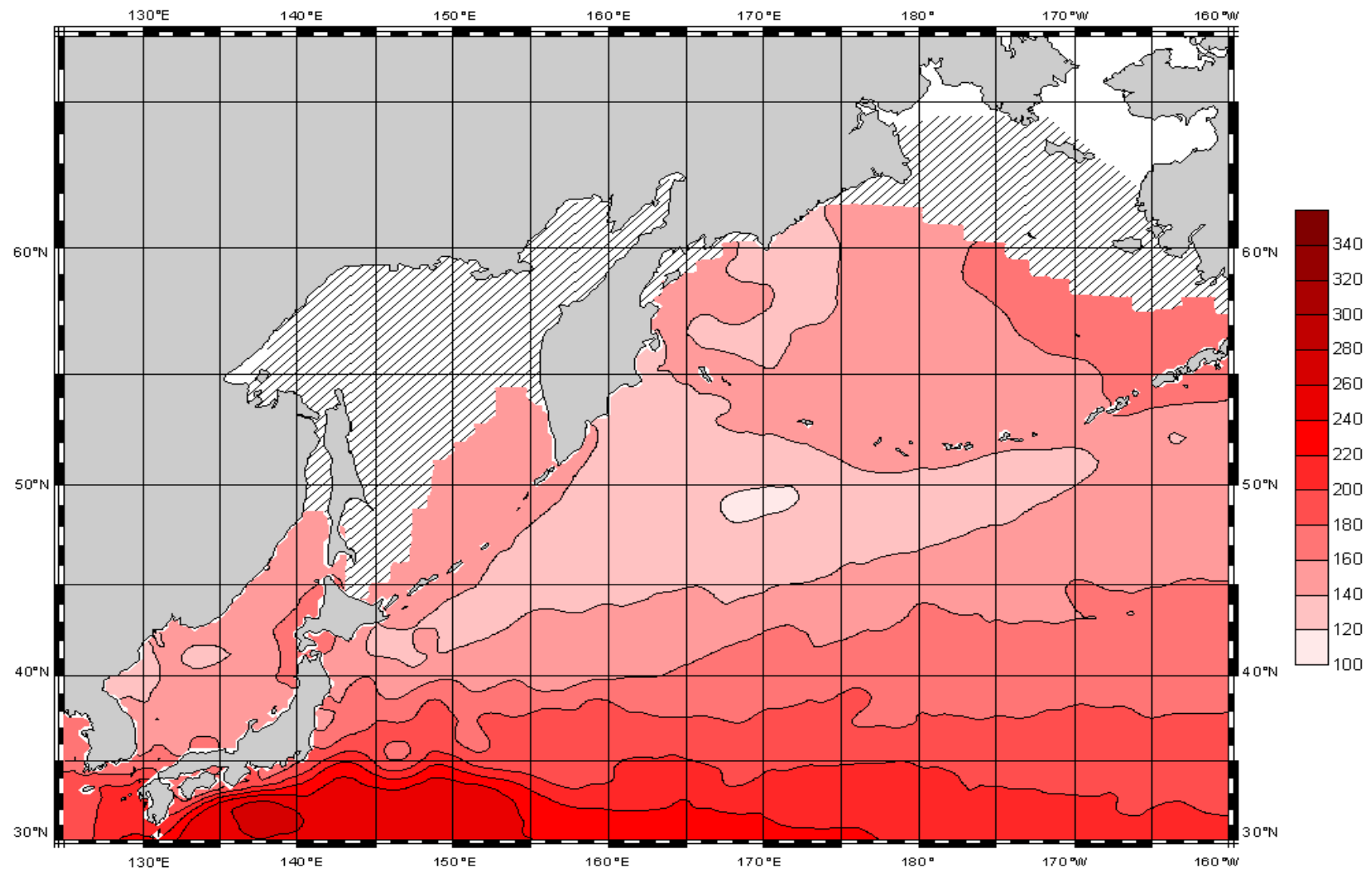


Рис. 3.2.1. Распределение оценки коэффициента c (см) линейного тренда уровня.

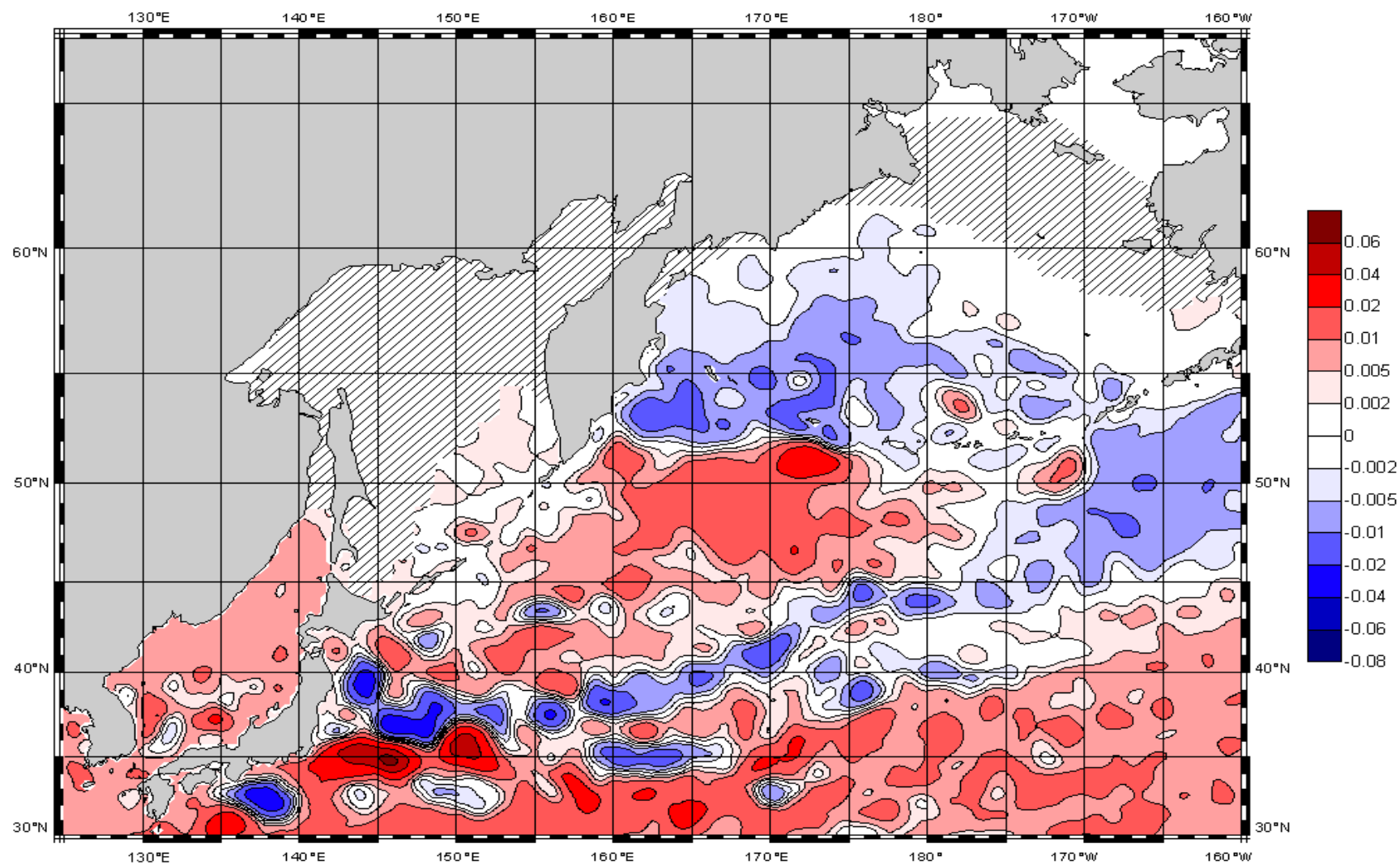


Рис. 3.2.2. Распределение оценки коэффициента b (см/нед.) линейного тренда уровня

3.3. Об изменчивости уровня океана и повторяемости штормовых нагонов по данным мареографных постов СЗТО

Уровень океана является индикатором океанографических условий, более показательным, чем температура поверхности воды, так как он, являясь интегральной характеристикой всей толщи воды, лучше отражает ее термодинамические условия и, следовательно, его также можно рассматривать и в качестве индикатора глобального потепления. Для северо-западной части Тихого океана этот вопрос подробно рассмотрен в работах (Белоненко, Колдунов, 2005, 2006, 2007; Фукс, 2005; Малинин, 2009). Колебания среднего уровня моря в течение многих лет привлекают внимание исследователей, их анализу посвящена обширная литература (Дуванин, 1956; Lisitsin, 1974; Pugh, 1987; Potullo, Munk, Revelly, 1955; Woodworth, 1984; Малинин, 2009; Лабзовский, 1971; , Пясковский и др, 2003; Фукс, 2005). Большое число работ посвящено исследованию колебаний уровня океана в связи с глобальными и локальными климатическими изменениями. Рассматриваются различные прогностические сценарии роста уровня в будущем, основанные на разных оценках климатических трендов. Между тем среди всех этих проблем крайне мало уделялось внимания выявлению роли потепления климата на повторяемость штормовых нагонов. В данной работе для северо-западной части Тихого океана исследуется повторяемость превышений уровня по данным мареографных наблюдений JASL.

Согласно инструкции «Критерии опасных гидрометеорологических явлений...» (2002), разработанной Главной геофизической обсерваторией им. А.И. Воейкова, для каждого пункта Управление гидрометеорологической службы устанавливает свои критерии опасных морских гидрометеорологических явлений. Для северо-западной части Тихого океана превышение уровня 20-30 см, вызванное штормовым нагоном, при определенных условиях может оказать разрушительное влияние на побережье и нанести экономический ущерб («Наставление...», 1985). Оценки трендов по

данным мареографных постов свидетельствую о неуклонном повышении уровня в среднем на 2 мм/год в связи с изменением климата. Возникает вопрос: будет ли повышение среднего уровня в этих пунктах отражаться на увеличении повторяемости случаев нагонных явлений? Такая задача исследовалась, в частности, для островов южной части Тихого океана. Рассчитывались линейные тренды уровня на мареографных пунктах и на основании положительных значений тренда утверждалось, что рассматриваемые тренды свидетельствуют об увеличении повторяемости штормовых нагонов и последующих частичных затоплений территорий островов (Hall, 2007, 2008).

На примере наблюдений за уровнем на мареографных пунктах северо-западной части Тихого океана покажем, что, основываясь только на оценках трендов, некорректно делать вывод об увеличении повторяемости нагонных явлений относительно среднего.

В настоящее время существует глобальная система наблюдений за уровнем моря (GLOSS), проводящаяся под эгидой Совместной Технической Комиссии ВМО (Всемирная Метеорологическая Организация) и МОК (Межправительственная океанографическая комиссия). Центр уровня моря Гавайского университета (The University of Hawaii Sea Level Center - UHSLC) предоставляет свободный доступ к архиву данных наблюдений за уровнем на мареографных станциях. Архив данных The Joint Archive for Sea Level (JASL), который является совместной работой следующих центров: UHSLC, Мировой центр данных для океанографии (World Data Center-A for Oceanography), Национального центра океанографических данных (The National Oceanographic Data Center - NODC) и Национального центра развития прибрежных данных (The National Coastal Data Development Center - NCDDC)¹. Данные, предоставляемые Гавайским центром, проходят две ступени обработки. Первый шаг заключается в исключении суточных и полусуточных приливов. Затем к

¹ Данные среднемесячных, среднесуточных и ежечасных значений уровня моря, измеренных на береговых станциях северной части Тихого океана опубликованы и постоянно пополняются на Интернет сайте: <http://ilikai.soest.hawaii.edu>.

данным применяется свёрточный фильтр по 119 точкам, центрированный относительно полудня (Bloomfield, 1976).

В JASL поступают ежечасные данные от региональных сетей наблюдений за уровнем моря. Данные проверяются и исправляются очевидные ошибки, такие как выбросы и сдвиги во времени. Наблюдения различны по продолжительности и многие из них имеют иногда значительные пропуски, связанные с различного рода причинами. Пропуски меньше, чем 25 часов, интерполируются. Количество более продолжительных пропусков можно узнать из показателя индекса полноты ряда (Completeness index - CI), представляющего собой процентное соотношение количества имеющихся данных к общей длине ряда, включающего в себя и пропуски.

Эти данные по реперным мареографным станциям были использованы нами в работе. Из массива измерений на береговых постах JASL для исследования нами были выбраны 16 станций, расположенных в северо-западной части Тихого океана (рис. 3.3.1).

На рисунке 3.3.2 представлен многолетний сезонный ход среднемесячных значений уровня (мм) на мареографных станциях северо-западной части Тихого океана. Максимальные значения уровня наблюдаются на всех станциях в августе-октябре, минимальные в феврале-апреле. Характерные амплитуды колебаний лежат в интервале от 35,1 до 379,7 мм, в зависимости от расположения пункта. Для большинства станций диапазон сезонной изменчивости уровня составляет 200 - 300 мм, минимальный размах в изменении уровня наблюдается на станции Abashiri: он не превышает 35,1 мм, максимальный – на станции Nagasaki: 379,7 мм, на станции Hamada и он достигает 378,3 мм (табл. 2).

Таблица 1.

Мареографные пункты СЗТО системы JASL

№	№ в JASL	Название станции	Широта (° с. ш.)	Долгота (° в. д.)	Период (года) наблюдений	CI ²
1	347	Abashiri	44,02	144,28	1968-2005	97
2	348	Hamada	34,90	132,07	1984-2005	96
3	349	Toyama	36,77	137,22	1967-2005	98
4	350	Kushiro	42,97	144,38	1963-2005	97
5	351	Ofunato	39,02	141,75	1965-2005	99
6	352	Mera	34,92	139,83	1965-2005	94
7	353	Kushimoto	33,47	135,78	1961-2005	97
8	354	Aburatsu	31,57	131,42	1961-2005	97
9	356	Maisaka	34,67	137,62	1968-2005	96
10	357	Miyakejima	34,06	139,48	1964-2003	98
11	358	Hosojima	32,42	131,68	1933-1975	86
12	360	Wakkanai	45,42	141,68	1967-2005	99
13	362	Nagasaki	32,73	129,87	1985-2005	100
14	363	Nishinoomote	30,72	131,00	1965-2003	98
15	364	Hakodate	41,78	140,73	1964-2005	93
16	375	Hachinohe	40,53	141,53	1980-2005	99

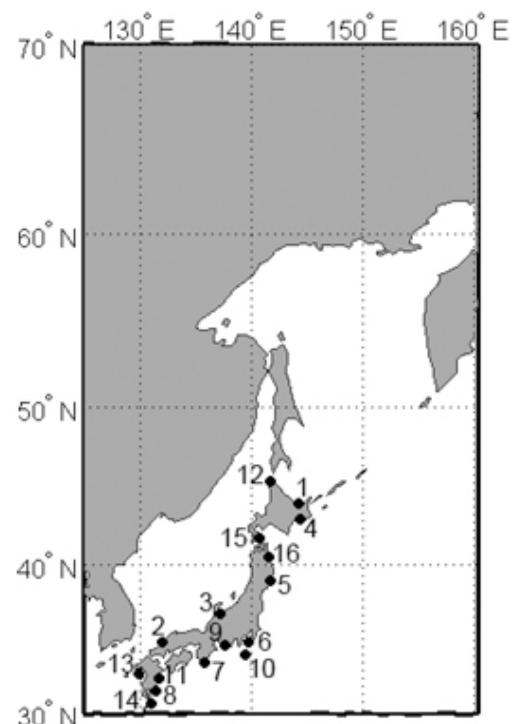


Рис. 3.3.1. Расположение мареографных пунктов СЗТО архива JASL

² Индекс полноты ряда (Completeness index - CI), выражаемый в процентах.

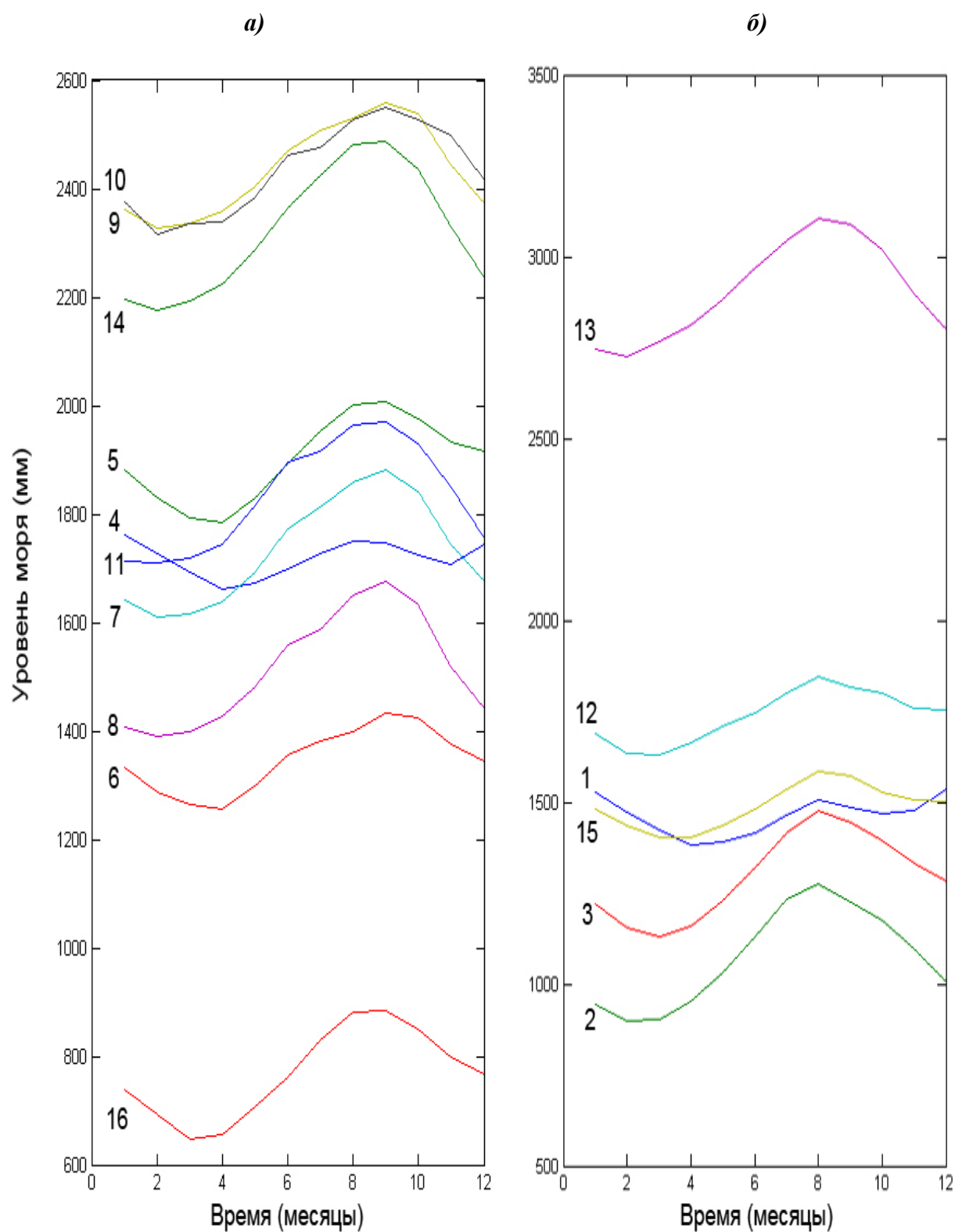


Рис. 3.3.2. Многолетний сезонный ход среднемесячных значений уровня (мм) на мареографных станциях: а) расположенных с тихоокеанской стороны, б) расположенных в Охотском, Японском и Восточно-Китайском морях (см. рис. 1).

Таблица 2.

Диапазон изменчивости среднемесячных значений уровня на мареографных станциях северо-западной части Тихого океана.

№ станции	№ станции в JASL	Название станции	Минимальное значение уровня (мм)	Максимальное значение уровня (мм)	Разность максимального и минимального значений (мм)
1	347	Abashiri	1471,5	1506,6	35,1
2	348	Hamada	897,6	1275,9	378,3
3	349	Toyama	1129,7	1478,2	348,5
4	350	Kushiro	1660,4	1760,2	99,8
5	351	Ofunato	1784,9	2007,3	222,4
6	352	Mera	1255,6	1432,8	177,2
7	353	Kushimoto	1610,1	1881,6	271,5
8	354	Aburatsu	1389,4	1676,5	287,1
9	356	Maisaka	2327,8	2559,2	231,4
10	357	Miyakejima	2315,3	2551,1	235,8
11	358	Hosojima	1710,7	1968,8	258,1
12	360	Wakkanai	1628,4	1844,9	216,5
13	362	Nagasaki	2724,8	3104,5	379,7
14	363	Nishinoomote	2176,2	2486,5	310,3
15	364	Hakodate	1402,6	1583,7	181,1
16	375	Hachinohe	647,5	885,4	237,9

Для большинства тихоокеанских мареографных пунктов №№ 10, 9, 14, 11, 7 и 8 минимум сезонного хода приходится на феврале, для 16 пункта – на март, а для 5, 4 и 6 пунктов – в апреле. Максимумы сезонного хода для всех этих пунктов отмечаются в сентябре, за исключением 4 пункта, для которого максимум уровня наступает в августе. Для пунктов, расположенных на морских побережьях, минимум наступает в феврале для 13, и 2 пунктов, в марте для 12, 15 и 3, а для 1 пункта – в апреле. Максимум уровня для всех этих пунктов наступает в августе за исключением 13 пункта, расположенном в Восточно-Китайском море. Любопытно, что на двух станциях – 1 и 4, расположенных на Хоккайдо (1 – со стороны Японского моря, 4 – с тихоокеанской стороны),

отмечаются не один, а два минимума сезонного хода; не только в апреле, но еще: для 4 пункта в ноябре, а для 1 – в октябре.

Как видно из рисунка 3.3.2, внутригодовые изменения уровня океана значительны. В первую очередь они обусловлены стерическими эффектами – изменениям плотности морской воды, зависящей, в свою очередь, от температуры и солености. Минимум и максимум значений температуры наступают соответственно с января по март и с июля по сентябрь. Период весеннего прогрева поверхностных вод начинается в апреле. Повсеместно происходит увеличение температуры воды. Полная перестройка температурного поля к летнему состоянию происходит в июне, самая высокая температура поверхностных вод моря приходится на август. В сентябре начинается охлаждение поверхностных вод, а в декабре распределение температуры полностью отражает зимнее состояние. Соленость вод северо-западной части Тихого океана зависит главным образом от влагообмена между водной поверхностью и атмосферой, материкового стока в прибрежных районах, ледообразования и таяния снега, течений и процессов перемешивания различного происхождения. В течение всего года соленость и ее пространственные градиенты в различных частях моря претерпевают изменения. Распределение плотности морских вод во времени и пространстве сложным образом зависит от распределения температуры и солености и отражаются на графике многолетнего сезонного хода уровня.

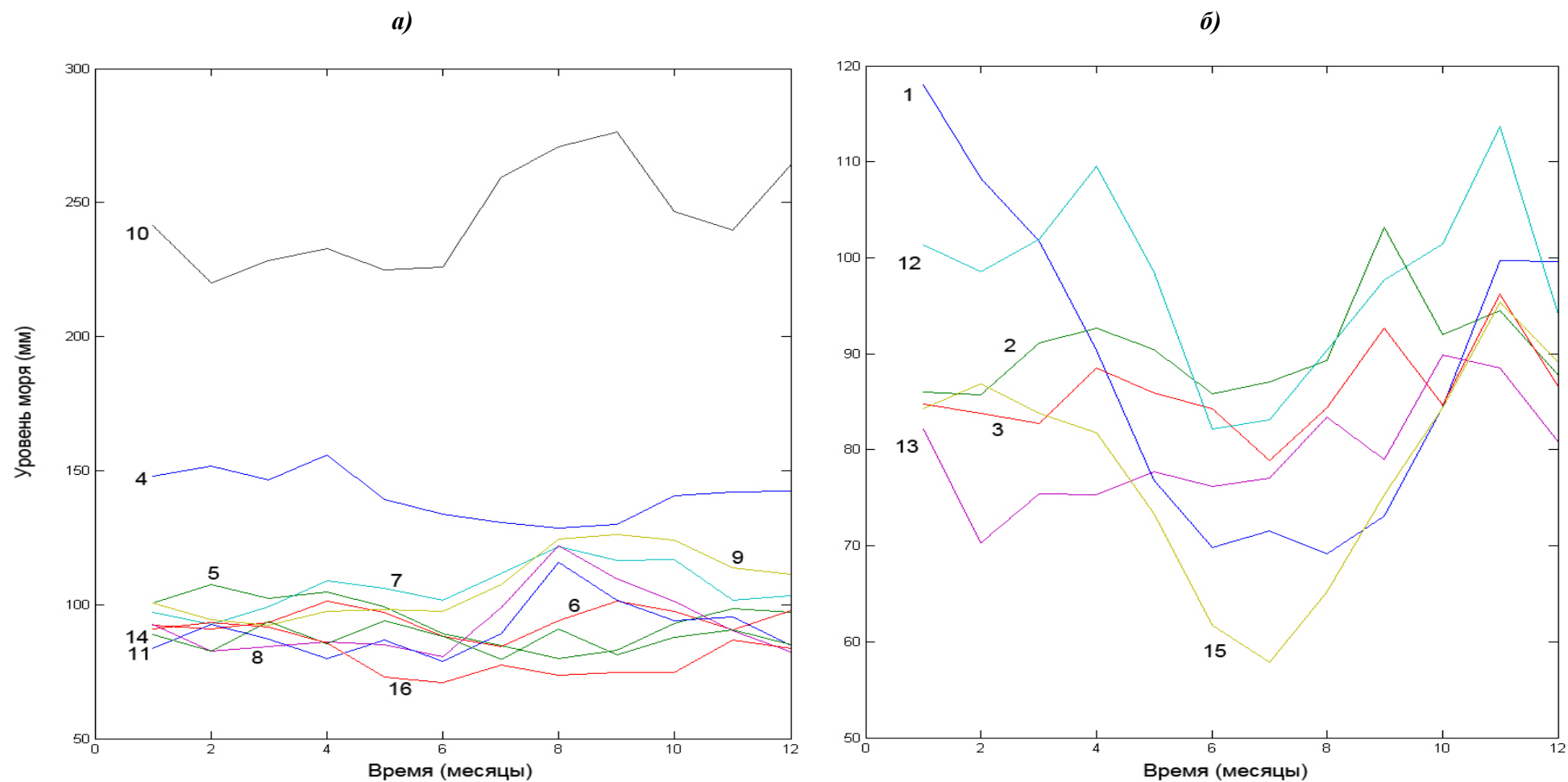


Рис. 3.3.3. Среднеквадратическое отклонение среднемесячных значений уровня (мм) от многолетнего сезонного хода на мареографных станциях: а) расположенных с тихоокеанской стороны, б) расположенных в Охотском, Японском и Восточно-Китайском морях (см. рис. 3.3.2).

На рисунке 3.3.3 и в таблице 3 представлены значения среднеквадратического отклонения (СКО) среднемесячных значений уровня относительно многолетнего сезонного хода. Изменчивость СКО происходит в диапазоне от 14 (363 станция, Nishinoomote) до 56 мм (357, Miyakejima). Наибольшие значения СКО наблюдаются на станции 10 (357, Miyakejima), расположенной в открытой части Тихого океана на одном из островов системы Идзу, а также для станции 4 (Kushiro), расположенной с южной тихоокеанской стороны Хоккайдо. Резкое повышение уровня на станции Miyakejima в промежутке, начиная с сентября 2000 года до декабря 2003 года, связано с тектоническими процессами: с опусканием острова Miyakejima в результате извержения вулкана Ойяма (Oyama) в июне-августе 2000 года. В среднем меньшие значения СКО для пунктов, расположенных на морском побережье, характерны для летних месяцев, а для зимних отмечается увеличение этой характеристики, в то время как для тихоокеанских пунктов такой тенденции нет.

Таблица 3.

Диапазон изменчивости среднеквадратического отклонения среднемесячных значений уровня океана от многолетнего сезонного хода уровня на мареографных станциях северо-западной части Тихого океана.

№ станции	№ станции в JASL	Название станции	Минимальное значение СКО (мм)	Максимальное значение СКО (мм)	Разность максимального и минимального значений СКО (мм)
1	347	Abashiri	69	118	49
2	348	Hamada	86	103	17
3	349	Toyama	79	96	17
4	350	Kushiro	129	156	27
5	351	Ofunato	80	108	28
6	352	Mera	84	101	17
7	353	Kushimoto	93	122	29
8	354	Aburatsu	80	122	42
9	356	Maisaka	92	126	34
10	357	Miyakejima	220	276	56
11	358	Hosojima	79	116	37

12	360	Wakkanai	82	114	32
13	362	Nagasaki	70	90	20
14	363	Nishinoomote	80	94	14
15	364	Hakodate	58	95	37
16	375	Hachinohe	71	93	22

Коэффициент вариации СКО во всех пунктах не превышает 0.1.

Для всех рассматриваемых пунктов были рассчитаны тренды. Они показали, что тренд во всех пунктах положительный и изменяется в пределах от 0,1 (пункт № 364) до 9,6 (пункт № 350) мм/год (табл. 4). Далее мы провели осреднение временных рядов методом скользящего среднего с окном в 30 суток. Выбор величины окна производился в соответствии с методикой выделения штормовых нагонов ДВНИГМИ (2004), разработанной в рамках проекта ЕСИМО для Японского моря. Согласно этой методике, для того чтобы уточнить, наблюдался ли в исследуемом пункте нагон или нет, определяются разности между средними суточными уровнями моря за выбранный период и средним месячным уровнем за данный месяц. За штормовой нагон берется лишь тот случай, когда указанная разность превысит 20 см³.

Таблица 4.

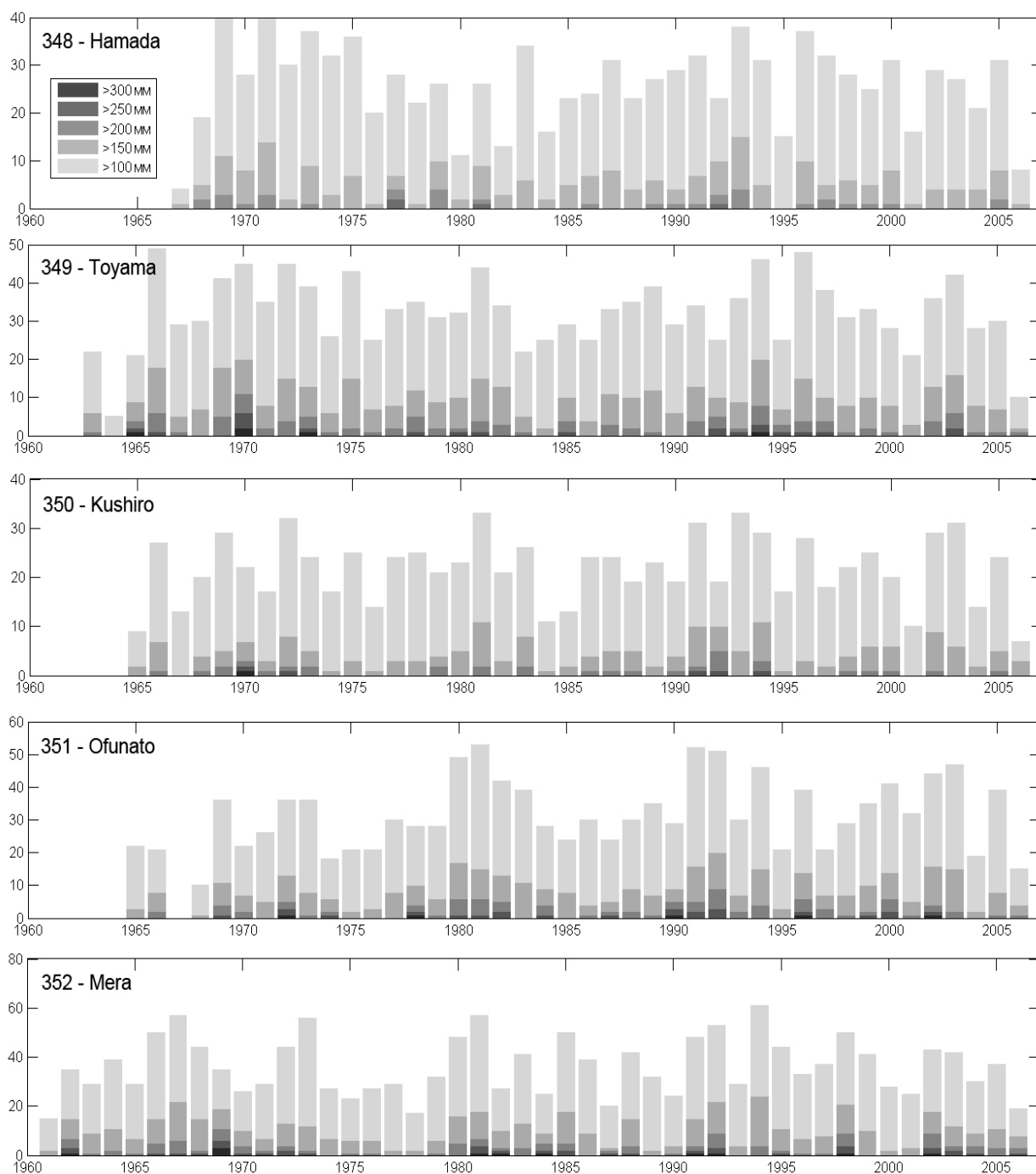
Коэффициент линейного тренда уровня за промежуток времени 1965-2006 гг.
для мареографных пунктов северо-западной части Тихого океана

№ станции в JASL	Название	Коэффициент линейного тренда (мм/год)
348	Hamada	6,0
349	Toyama	2,4
350	Kushiro	9,6
351	Ofunato	5,5
352	Mera	3,8
353	Kushimoto	3,4
354	Aburatsu	1,9
362	Nagasaki	3,7
363	Nishinoomote	2,3
364	Hakodate	0,1

³ <http://rus.ferhri.ru/japan/Gidro/GidroUrovenMetod.htm>

Повторяемость рассчитывалась для 10 пунктов северо-западной части Тихого океана, измерения на которых проводились в один и тот же промежуток времени и построены графики суммарных значений повторяемости, фиксирующие число случаев, когда среднесуточные значения отклонений уровня от средних величин превышают определенное значение. В соответствии с данными таблицы 2, для расчетов были выбраны следующие пять градаций: свыше 100; 150, 200, 250 и 300 мм (рис. 3.3.4).

a)



б)

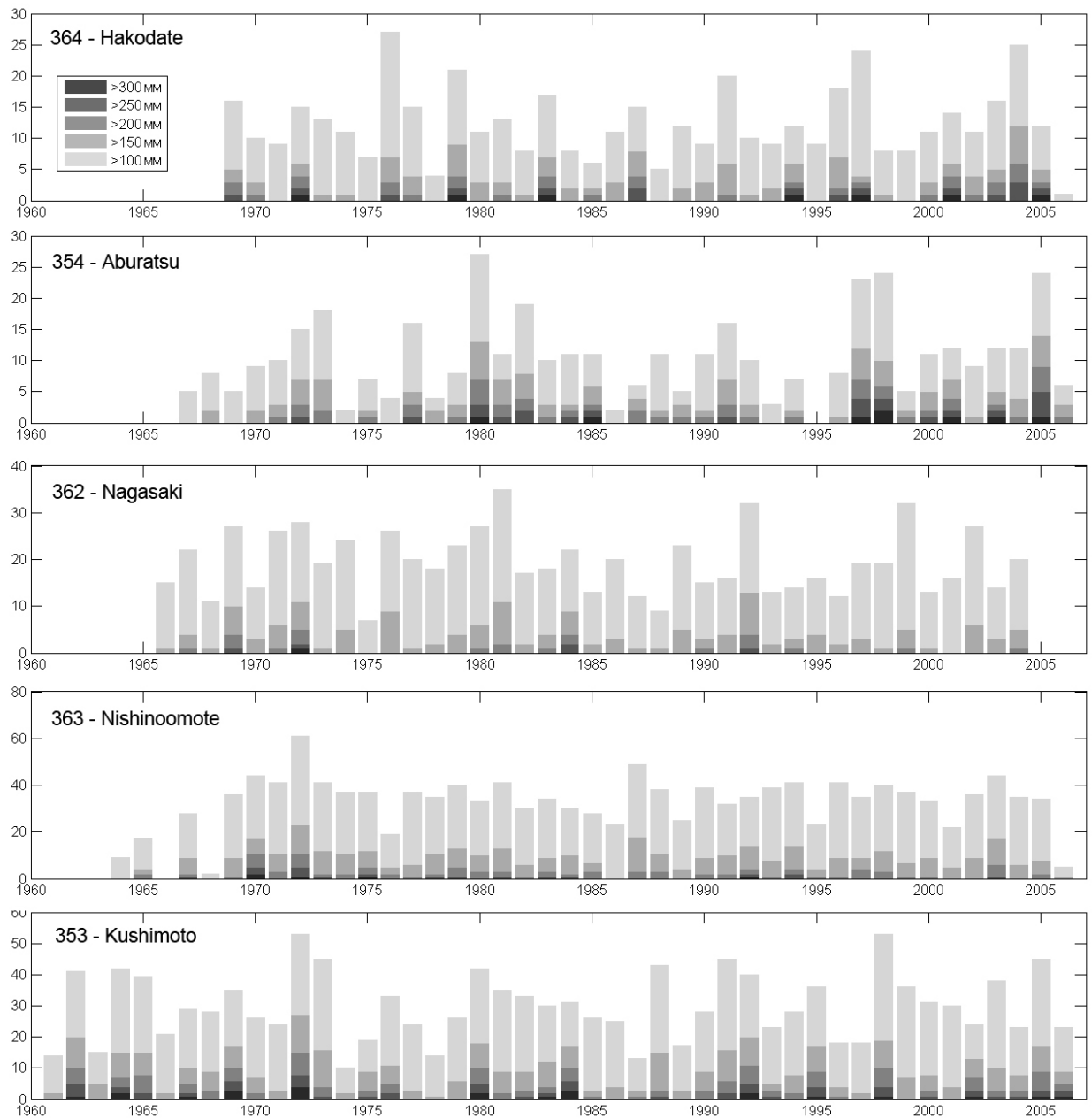


Рис. 3.3.4. Повторяемость превышения уровня относительно скользящего среднего для метеорографных постов системы JASL в Северо-западной части Тихого океана (по оси абсцисс – время – годы, по оси ординат – число случаев, когда среднесуточные значения уровня превышали среднее значение):

а) 348 – 352;

б) 364, 354, 362, 363 и 353.

Анализ графиков, представленных на рисунке 3.3.4, свидетельствует, что для рассматриваемых пунктов северо-западной части Тихого океана не

происходит увеличения повторяемости превышения уровня относительно скользящего среднего, несмотря на положительные коэффициенты линейного тренда в каждом из них. Рассматриваемые превышения уровня могут быть обусловлены как сгонно-нагонными явлениями, в том числе и штормовыми нагонами, вызванными метеорологическими причинами, так и градиентно-вихревыми волнами, в частности, топографическими волнами Россби и струйными волнами (Белоненко, 1990, 2001; Белоненко, Захарчук, Фукс, 2004).

Таким образом, расчеты повторяемости по данным на мареографных постах северо-западной части Тихого океана свидетельствуют, что вопреки распространенному мнению (Hall, 2007, 2008) при потеплении климата и росте среднего уровня Мирового океана повторяемость превышений уровня относительно скользящего среднего в целом не увеличивается. Следовательно, указанные изменения климата относятся к изменению сезонного хода уровня, определяющего положительные тренды его изменчивости.

3.4. Математическое ожидание, среднеквадратическое отклонение и коэффициент вариации абсолютной динамической топографии поверхности моря

В данной главе рассматриваются оценки статистических характеристик альтиметрических измерений уровня океана, полученные с осреднением за весь рассматриваемый промежуток времени с 1992 по 2007 гг.: пространственные распределения математического ожидания, среднеквадратического отклонения, коэффициента вариации (отношение среднеквадратического отклонения к математическому ожиданию). Для исследования закономерностей изменчивости уровня СЗТО на основе спутниковой альтиметрической информации рассчитанные в каждой точке акватории статистические оценки были картированы, причем обобщенные характеристики рассчитывались с различными степенями осреднения (среднеклиматические, среднегодовые и среднемесячные). Все расчеты и (соответствующие карты) проводились по данным абсолютной динамической топографии (ADT) за период с 14.10.1992 по 17.10.2007. Указанные оценки по данным относительной динамической топографии (SLA) отличаются от рассматриваемых в данном параграфе поправкой на выбранную «систему отчета», что следует из определений этих характеристик, данных в разделе 1.1 (рис. 1.1.1 является хорошей иллюстрацией). В частности, пространственные распределения математических ожиданий ADT и SLA отличаются «на геоид». Соответственно, поля среднеквадратических отклонений абсолютной и относительной динамических топографий будут одинаковы.

На рис. 3.4.1 представлено распределение значений математического ожидания значений абсолютной динамической топографии. Диапазон изменчивости среднемноголетних значений по площади акватории от 120 до 260 см. В целом по региону изменение этой характеристики происходит зонально с тенденцией к увеличению значений в южном направлении.

Наибольшие значения абсолютной динамической топографии достигаются в зоне активности Куроисио – в полосе широт от 30 до 35° с.ш. и 130 – 160° в.д. К востоку от 160° в.д. в этой же полосе значения абсолютной динамической топографии постепенно уменьшаются до 200-210 см на 160° з.д. Севернее 40° с.ш. значения абсолютной динамической топографии достигают 120-170 см, причем область минимальных значений расположена в центральной части акватории южнее 50° с.ш. В Беринговом море севернее Алеутской гряды отмечается некоторое увеличение значений до 170-180 см, что может быть отражением Аляскинского и Алеутского течений.

На рис. 3.4.2 представлено среднеквадратическое отклонение от среднеголетних значений абсолютной динамической топографии поверхности моря (осреднение за период 1992-2007 гг.), характеризующее пространственное распределение величины ее изменчивости. Значения этой характеристики изменяются в диапазоне от нуля до 10 см. Наибольшие величины наблюдаются в динамически активных районах крупномасштабной океанической циркуляции, в частности, в полосе широт от 30 до 40-45° с.ш., включая Японское море, а также в районах Северо-Камчатского, Курильского и течения Ойясио, с южной стороны Алеутской гряды, в районе Куроисио значения максимальны. Повышенные значения среднеквадратического отклонения для северной части Берингова моря, очевидно, связаны с большой изменчивостью этой характеристики в связи с недостаточным качеством данных наблюдений из-за наличия льда в зимний период. В то же время для Охотского моря в целом характерны невысокие значения среднеквадратического отклонения: в среднем 2-4 см, несколько повышенные значения наблюдаются для южной части Охотского моря, примыкающей с севера к Курильской гряде, и в северной части моря, где также существуют проблемы с непрерывными альтиметрическими наблюдениями за уровнем из-за льда.

На рис. 3.4.3 представлены расчеты коэффициента вариации значений абсолютной динамической топографии за период 1992-2007 гг.

Коэффициент вариации характеризует относительную меру отклонения измеренных значений от математического ожидания. Чем больше значение коэффициента вариации, тем относительно больший разброс и меньшая выравненность исследуемых значений. Если коэффициент вариации меньше 10%, то изменчивость вариационного ряда принято считать незначительной, от 10% до 20% относится к средней, больше 20% и меньше 33% к значительной и если коэффициент вариации превышает 33%, то это говорит о неоднородности информации и необходимости исключения самых больших и самых маленьких значений. Для СЗТО коэффициент вариации не превышает 10%, наибольшие значения достигаются в динамически активных областях крупномасштабной океанической циркуляции.

В [6] даны пространственные распределения указанных статистических характеристик для СЗТО за каждый год с 1992 по 2007. В данном разделе из-за экономии места дано лишь их подробное описание и рис. 3.4.4 в виде примера – пространственное распределение математического ожидания ADT для 1997 г.

В отличие от обобщённых оценок математического ожидания за весь рассматриваемый промежуток времени (рис. 3.4.1), на картах среднегодовых значений зональная ориентация изолиний к северу от 41° с.ш. менее выражена, заметны разномасштабные положительные и отрицательные неоднородности, при том же диапазоне изменчивости – от 110 до 260 см, максимальные значения среднего уровня (230-260 см), наблюдаются в стречне потока Куроисио и его рингах. Области минимальных значений среднегодового уровня постоянно присутствуют между 155° - 175° в.д. в полосе 45° - 51° с.ш., а также в западной части Японского и Берингова морей. Выделяются 1997-1998 гг., и 2002-2003 гг., когда площадь, занимаемая высокими значениями среднегодового уровня (>160 см) несколько увеличена по сравнению с другими годами. Этот результат особенно интересен тем, что, как известно, в 1997 г. и 2003 г. отмечалось мощное явление Эль-Ниньо, которое привело к повышению средней температуры

поверхности океана. Вслед за этим произошли резкие изменения климатической системы как северной части Тихого океана, так и Арктического бассейна, зафиксированные по изменениям климатических индексов¹, таких как индекс Арктической осцилляции (AOI) и Тихоокеанской декадной осцилляции (PDO).

Оценки среднеквадратического отклонения динамической топографии при годовом осреднении, которая может быть сопоставлена со среднегодовой амплитудой колебаний уровня, представлены в [6]. Общие черты пространственного распределения этой характеристики сохраняются в целом для всего цикла наблюдений. Это, прежде всего высокие значения в зоне действия Кurocио (до 10 см) и низкие (< 3 см) в центральной части Охотского моря, центральных районах Берингова моря и восточной части Тихого океана. Исключение составляет 1992 год, когда в зоне Кurocио в распределении среднеквадратического отклонения уровня наблюдается более пестрая картина областей низких и высоких значений. При рассмотрении карт среднеквадратического отклонения, прежде всего, обращает на себя внимание, что, начиная с 1993 года, в поле среднеквадратического отклонения уровня преобладают области высоких значений (> 6 см). Кроме того, относительно высокие оценки можно обнаружить в районе, ограниченном с юга Алеутской грядой, в юго-восточной части Японского моря в зоне действия Цусимского течения и в северной части Берингова моря. В отдельные периоды 1996-1998 и 2002-2003 гг. отмечается увеличение этой характеристики в меридиональном направлении, которое может быть связано с увеличением интенсивности зональных переносов водных масс в периоды Эль-Ниньо 1997 и 2003 гг.

На рис. 3.4.5 представлены среднемноголетние ежемесячные значения абсолютной динамической топографии поверхности моря (математическое ожидание) при осреднении данных за 16-летний срок измерений.

¹ <http://tao.atmos.washington.edu>

Для океанической зоны характерно зональное распределение изолиний, значения которых уменьшаются с юга на север. Диапазон пространственной изменчивости этой характеристики находится в пределах от 250 см на юго-западе в потоке Куроисио между 31° - 33° с.ш., до 110-120 см на 49° с.ш. в полосе 160° - 180° в.д., где наблюдается обширная зона их минимальных значений. К северу от этой зоны в Беринговом море зональность нарушается, а сама оценка математического ожидания уровня незначительно увеличивается. Площадь, занимаемая максимальными значениями уровня, минимальна в марте. В этот период значения уровня не превышают 230 см. К сентябрю площадь максимальных значений уровня увеличивается, и эти величины достигают 260 см.

Аналогичные особенности имеют оценки среднемноголетних месячных значений абсолютной динамической топографии в Японском море в потоке Цусимского течения, где площадь максимальных значений также существенно увеличивается от марта к сентябрю.

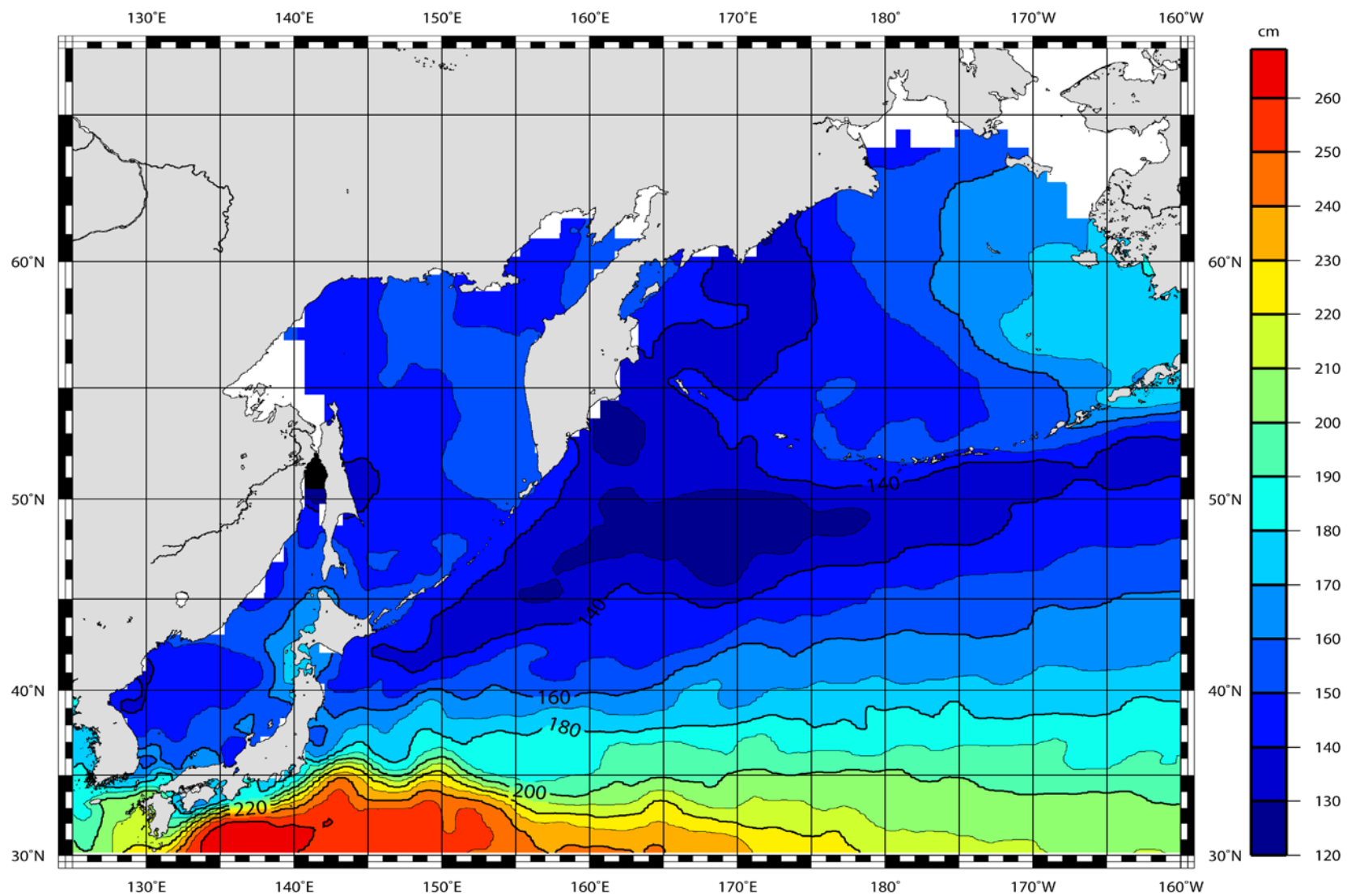
В Японском и Охотском морях заметно увеличение средних значений характеристики в осенние месяцы. Изолинии величины уровня носят приблизительно меридиональное простираие с тенденцией к увеличению значений в направлении с запада на восток.

Анализ пространственного распределения среднеквадратического отклонения динамической топографии поверхности моря, рассчитанного относительно многолетних месячных значений, позволяет выделить в Северо-западной части Тихого океана динамически активные области с характерными особенностями временной изменчивости этой оценки. Это, прежде всего, обширная зона максимальных значений (до 10 см) в районе Субарктической конвергенции, а также районы действия основных струйных течений Северо-западной части Тихого океана и дальневосточных морей.

В полях среднеквадратического отклонения уровня по альтиметрическим данным хорошо заметны не только крупномасштабные особенности, но и локальные очаги повышенных и пониженных значений.

Так, например, в районе Императорских гор (170° - 174° с.ш.) постоянно наблюдаются неоднородности, вероятно, обусловленные топогенным фактором. Подобную картину можно обнаружить и в районе Западно-Камчатского шельфа в Охотском море.

К особенностям сезонной изменчивости среднеквадратического отклонения можно отнести то обстоятельство, что зимой эта оценка и её горизонтальный градиент существенно выше, чем летом.



3.4.1. Математическое ожидание изменчивости абсолютной динамической топографии поверхности моря.

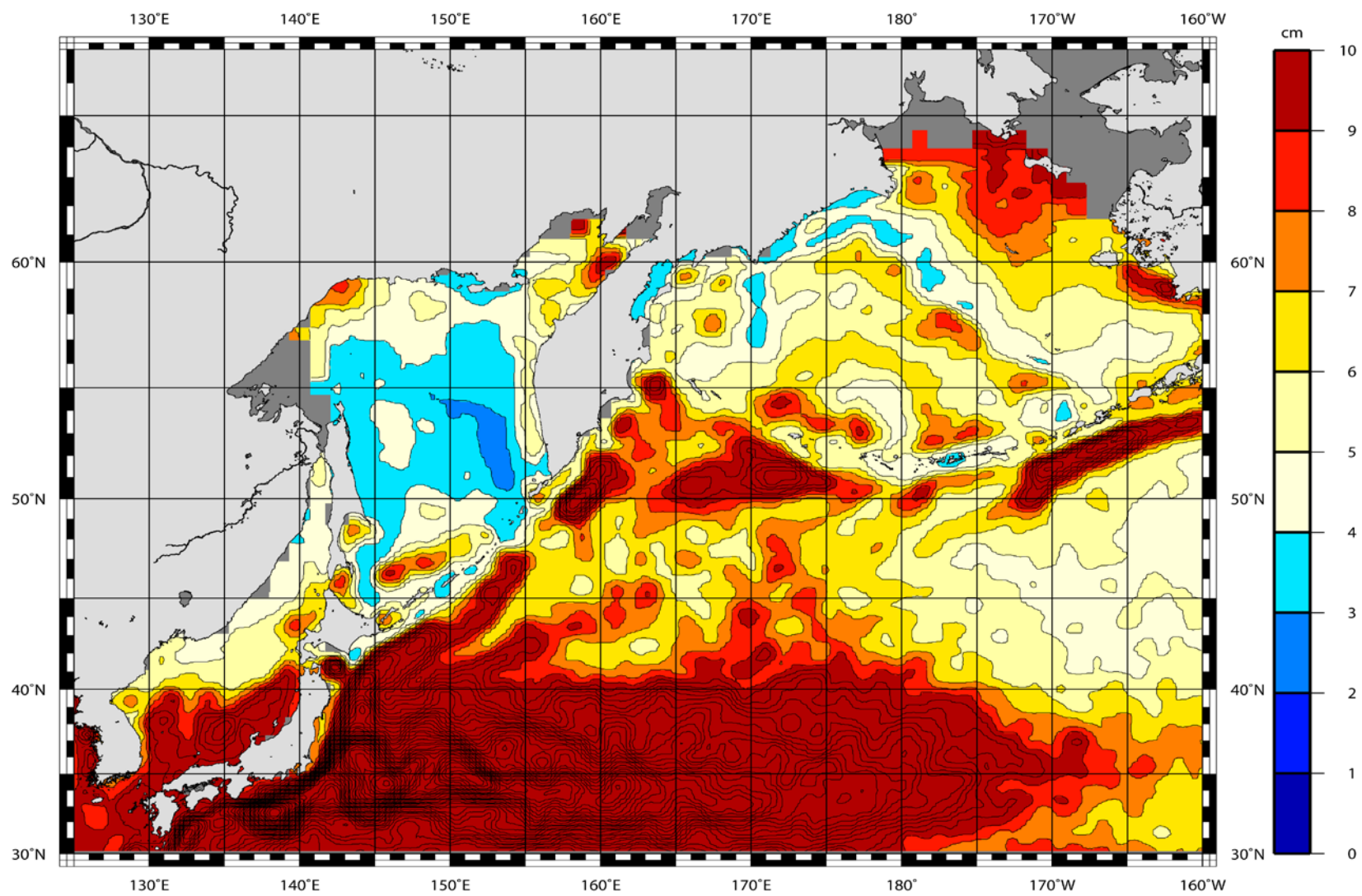


Рис. 3.4.2. Среднеквадратическое отклонение от среднегодовых значений абсолютной динамической топографии поверхности моря.

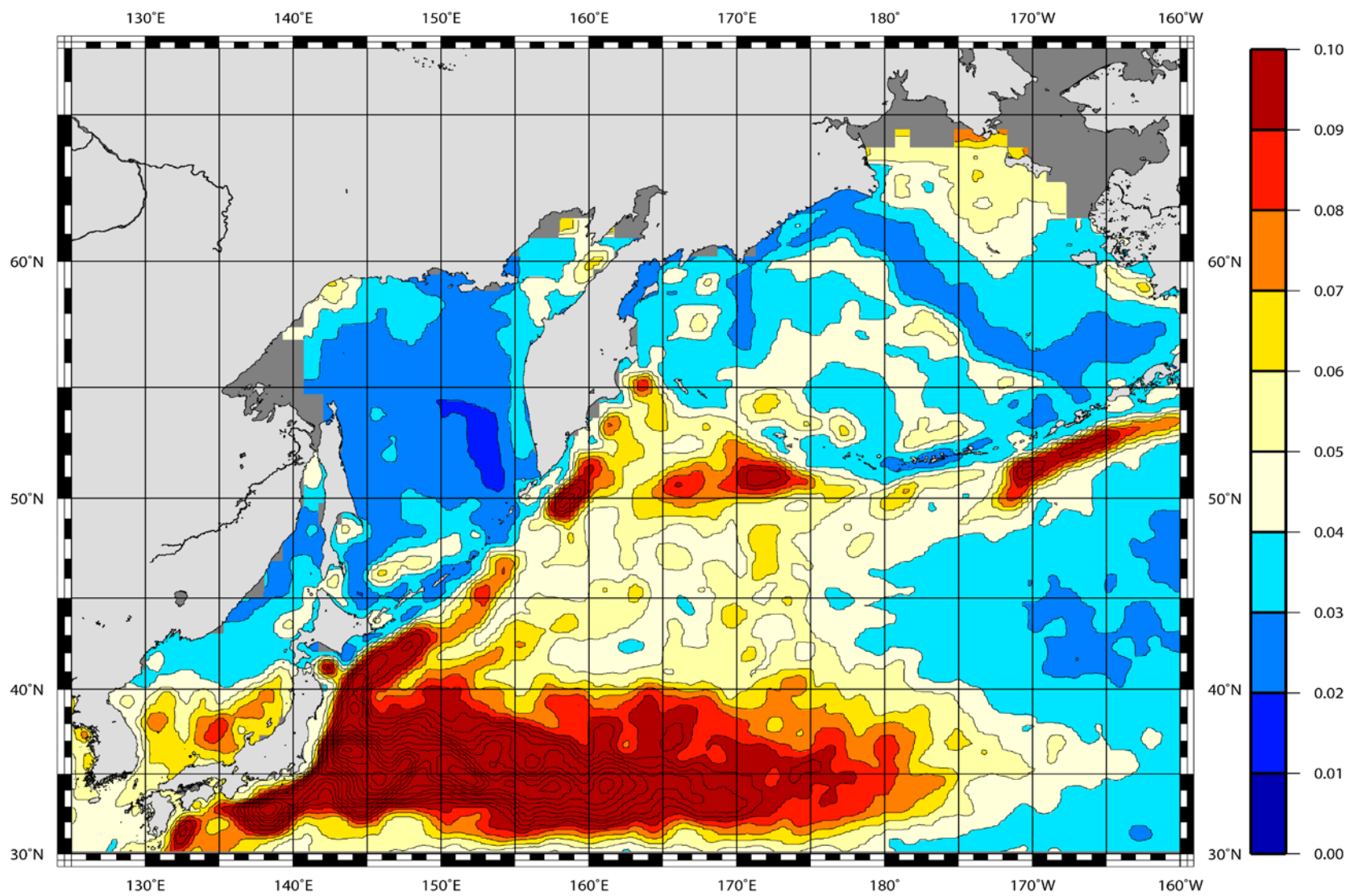
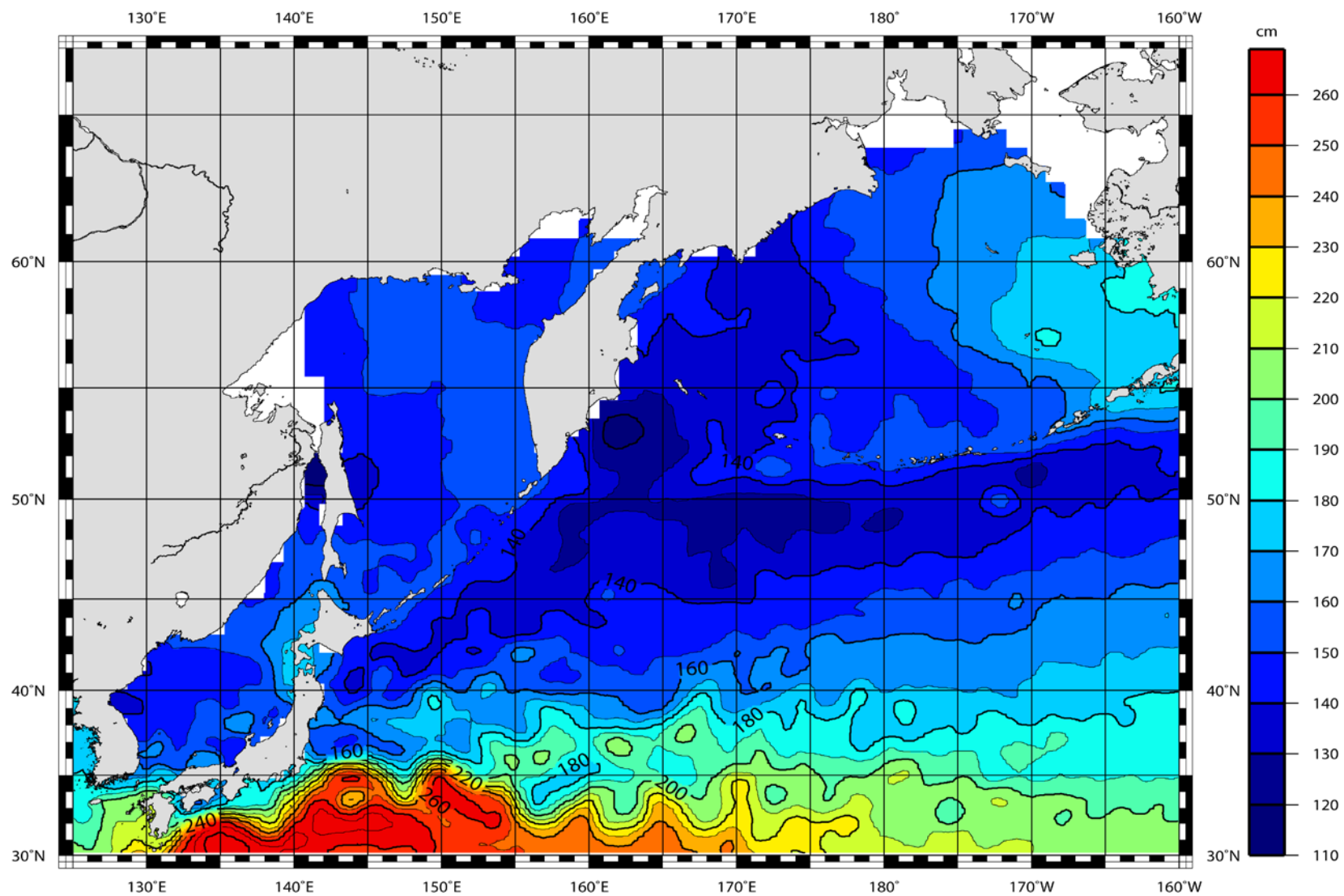
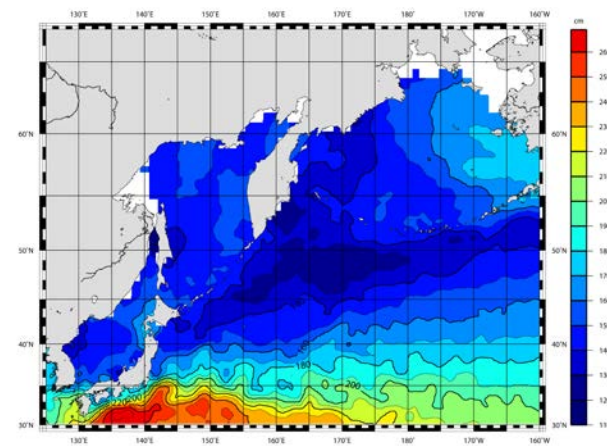
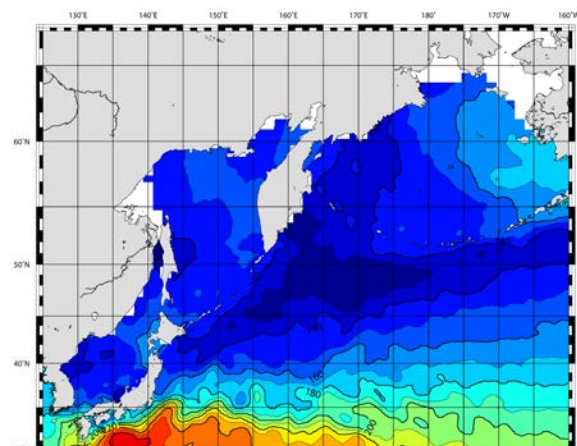
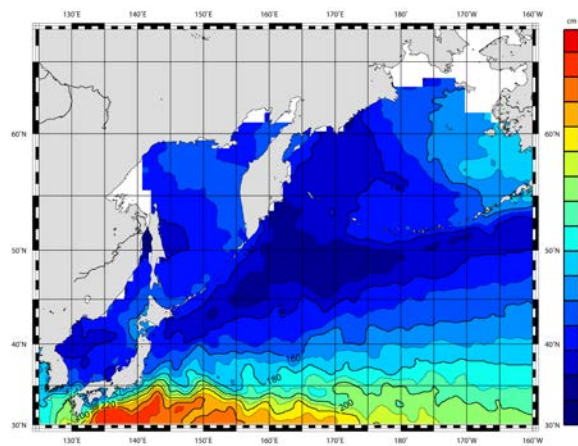
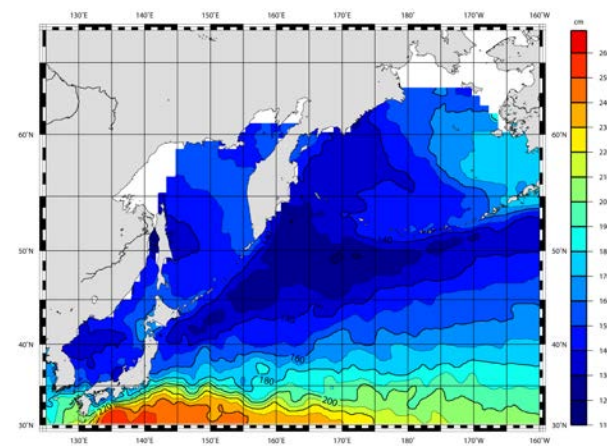
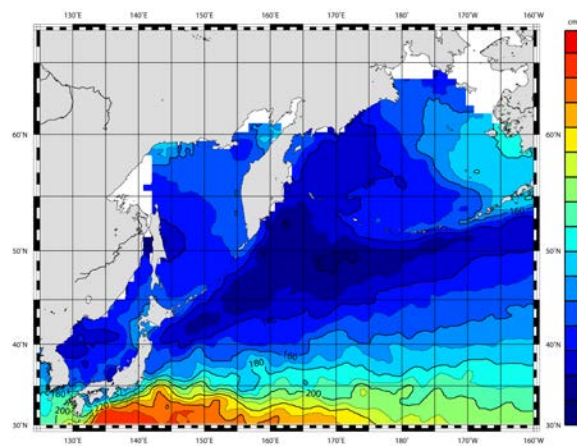
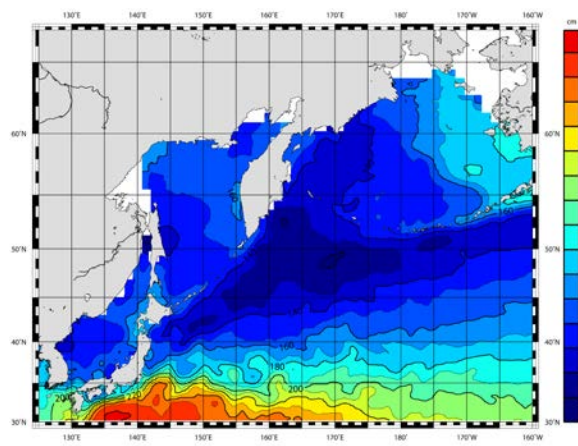


Рис. 3.4.3. Коэффициент вариации среднемноголетних значений абсолютной динамической топографии поверхности моря.



3.4.4. Среднегодовое значение абсолютной динамической топографии: 2005.



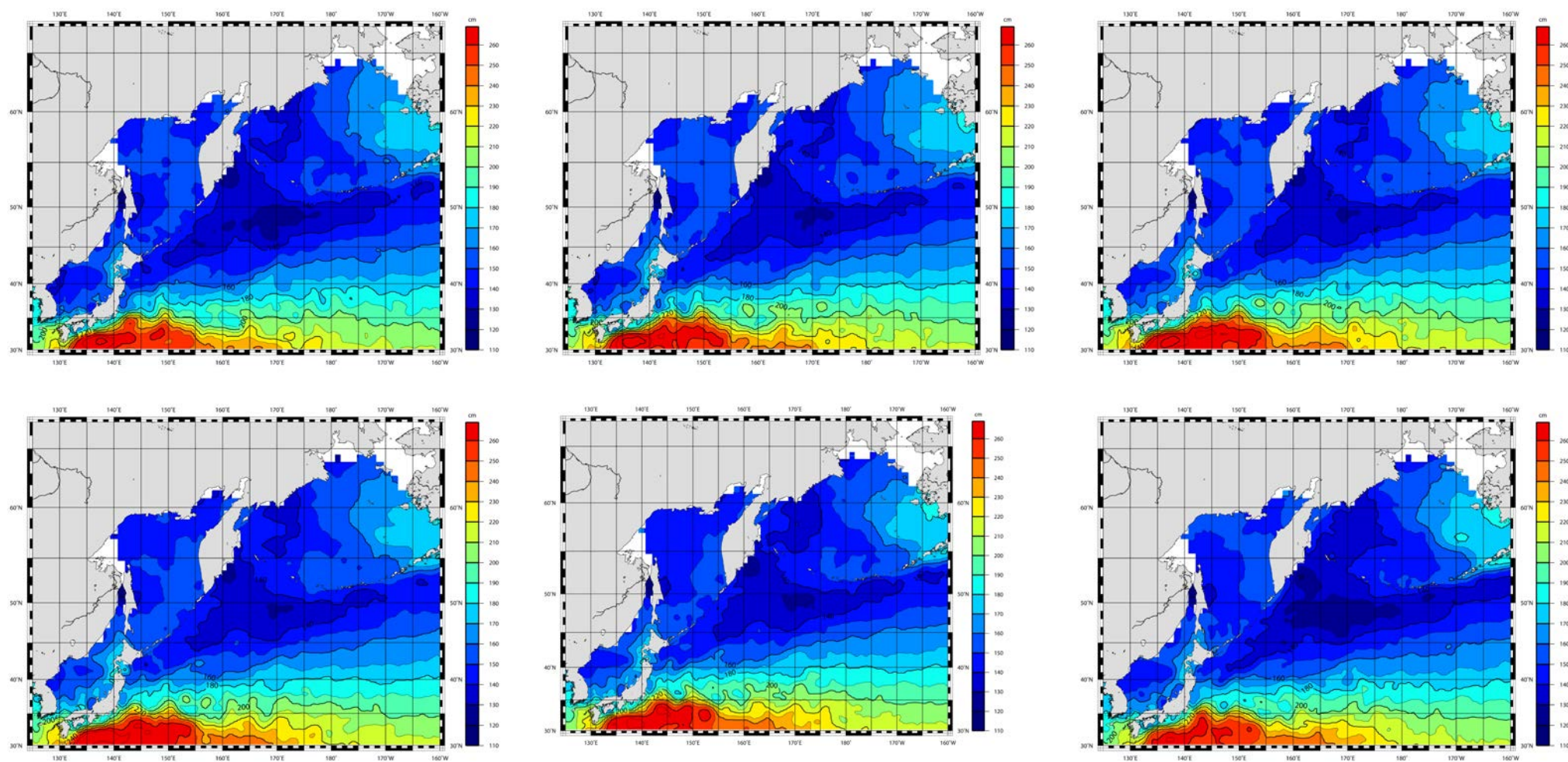


Рис. 3.4.5. Математическое ожидание среднемесячных значений абсолютной динамической топографии поверхности моря: январь - декабрь.

3.5. Дивергенция полных потоков

Рассмотрим дивергенцию полных потоков, рассчитанную по скорости изменения уровня $\frac{\partial \xi}{\partial t}$. Для интересующих нас масштабов времени, пренебрегая пресным балансом, из уравнения неразрывности массы, проинтегрированного от поверхности моря до дна $z = H(x, y)$, получим

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{V} H - \int_0^H \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} dz$$

где $\vec{V}$ - средняя по вертикали скорость течения, H – глубина моря, $\vec{V}H$ имеет смысл полного потока (Фукс, 2003).

Первое слагаемое в правой части этого уравнения имеет смысл скорости за счет динамического изменения уровня, а второе слагаемое характеризует скорость стерического изменения уровня моря.

В условиях, когда стерические эффекты малы,

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\operatorname{div} \vec{V} H.$$

Если дивергенция полного потока положительна, происходит понижение уровня моря, когда она отрицательна, уровень повышается.

Для постоянной глубины уравнение неразрывности этой системы можно записать в виде:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -H \cdot \operatorname{div} \vec{V},$$

где $\operatorname{div} \vec{V} = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$ - дивергенция скорости течения $\vec{V}$, а $\vec{V}$ - проинтегрированный по глубине средний по вертикали вектор скорости течения.

При дивергенции полных потоков ($\operatorname{div} \vec{V} H > 0$), уровень моря понижается

и формируется зона, в которой происходит опускание вод на глубину (даунвеллинг). При конвергенции полных потоков ($\text{div} \vec{V} H < 0$) уровень моря повышается и формируется зона, где происходит подъем к поверхности вод с глубины (апвеллинг). В тех областях, в которых дивергенция равна нулю, уровень не изменяется. Такие области в теории векторного поля называются соленоидальными, а поток такого поля через любой океанологический разрез равен нулю.

В [6] представлены расчеты скорости изменения уровня $\frac{\partial \xi}{\partial t}$ для СЗТО по альтиметрическим данным и представлены карты дивергенции полных потоков, при этом, как и ранее, эта характеристика исследуется с различными масштабами осреднения. В данном разделе дается краткое описание сделанной работы.

На рис. 3.5.1 представлена среднегодовная дивергенция полных потоков за 1992-2007 гг. Можно считать, что при таком масштабе осреднения стерические эффекты, которые имеют преимущественно сезонный ход, будут подавлены. Анализ его приводит к выводу, что дивергенция и конвергенция уровня достигают своих экстремальных значений в зоне основных течений геострофической циркуляции данного региона, прежде всего в строжне Куроисио и его рингов, а также Курильском течении, течении Ойясио и Алеутском течении. На рис. 3.5.1 области дивергенции (понижение уровня) в зоне Куроисио расположены преимущественно южнее 35° с.ш., в то время как области конвергенции (рост уровня) расположены большей частью на 35° параллели, либо севернее ее. Абсолютные значения экстремумов уменьшаются в восточном направлении в соответствии с тенденцией к ослаблению потока Куроисио и становятся практически незначимыми восточнее 175° з.д. Северо-восточная ветвь Куроисио выражена слабо. Выделяются обширные области повышенных значений дивергенции и конвергенции в районе Алеутского течения, причем области конвергенции примыкают к Алеутской гряде, а южнее

расположены дивергенции. На участке Камчатского, Северо-Курильского течения и Ойясио расположены небольшие по площади области дивергенции потоков.

В работе даны оценки среднегодовой скорости изменения уровня за 1993-2006 годы. Диапазон изменчивости этой характеристики лежит в пределах: от -0.04 до 0.04 см/сут. На рис. 3.5.2 в качестве примера представлена рассчитанная по указанной методике карта дивергенции полных потоков для 2002 г.

Главной особенностью динамики вод СЗТО является наличие зоны Субарктической конвергенции, в пределах которой осуществляется переход от субтропической к субарктической водной массе. Этот переход реализуется в виде сложной системы крупномасштабных фронтов, составной частью которых являются с одной стороны фронты течений Куроисио и его Продолжения и фронты Алеутского, Курильского и Ойясио с другой.

Фронтальным зонам соответствуют зоны конвергенции, то есть отрицательные значения дивергенции. Из карт дивергенции полных потоков за 14-летний цикл видно, что доминирующей, хорошо выраженной и постоянно присутствующей крупномасштабной структурой является зона потока Куроисио, вытянувшаяся в зональном направлении в полосе между 33° - 36° с.ш. Положение и форма фронтов претерпевают значительные временные изменения, при которых в межфронтальных зонах формируется сложное вихревое поле с неоднородностями различных пространственных масштабов. Сопоставляя карты интенсивности дивергенции полных потоков, можно заметить, что основные максимумы (до $\pm 0,5$ см/сут) наблюдаются к востоку от Японских островов до 160° с.ш., а за цепью Императорских гор интенсивность уменьшается на порядок. Одновременно к северу от стрежня Куроисио среднегодовая дивергенция потоков уменьшается до минимальных значений. Однако, в районе между 50° и 52° с.ш. (Алеутское течение) и с восточной стороны Курильской гряды (течение Ойясио) она вновь увеличивается. В отдельные годы, например, в 1995 г. и отчасти в 2005 г. выражено

доминирование областей дивергенции, в то время как области конвергенции проявляются больше в 2006 г.

Рассмотрим теперь сезонные изменения дивергенции полных потоков. Как указано в [6], дивергенцию полных потоков можно рассматривать как обобщенную характеристику струйных течений, фронтов и вихревых синоптических образований.

Изменчивость конвергенции (отрицательные значения дивергенции) полных потоков является одним из определяющих показателей струйных потоков и фронтов. В зимний период доминирует дивергенция с характерными минимальными (отрицательными) значениями скоростей изменения уровня океана. В летний период преобладают процессы конвергенции с максимальными значениями скоростей изменения уровня океана в июле и августе. В межсезонье области дивергенций и конвергенций проявляются в районах крупномасштабных геострофических течений, в то время как поле дивергенции центральной и восточной частей рассматриваемого района в эти периоды остаётся мало градиентным.

Механизм подобных возмущений, вероятно, связан с колебаниями интенсивности течений под влиянием зимнего муссона, для которого характерна значительная межгодовая изменчивость.

Последовательный анализ полей дивергенции полных потоков позволяет также оценить сезонную динамику фронтов. Видно, что в зимние месяцы наблюдается значительное смещение динамического фронта Кюросио к югу до 33° с.ш. (динамическому фронту соответствуют зоны конвергенции, т.е. отрицательные значения дивергенции полных потоков) [6].

Подобную эволюцию динамических фронтов можно проследить в Японском море в зоне действия Цусимского течения и Охотском море в потоке течения Соя.

Центры циклонических вихрей соответствуют понижениям динамического рельефа, а центры антициклонических – повышениям. В сезонном ходе

определенным образом выделяются следующие состояния интенсивности вихреобразования:

- с циклоническими вихрями повсеместно доминирующими по всему пространству Северо-западной части Тихого океана. Это состояние характерно для полей дивергенции декабря и января;
- безвихревые поля в северной части Тихого океана и с преобладанием циклонических образований в потоках Кюросио, Ойясио, Северокурильского течений. Соответствует февралю и марту.
- безвихревое поле в полосе 40° - 50° с.ш., слабо вихревые поля дивергенции в районах Алеутского, Ойясио и Северокурильского течений и хорошо выраженным, перемежающимся динамическим рельефом разного знака в главном потоке Кюросио и Продолжении Кюросио. Такое состояние характерно для полей дивергенции в апреле и мае и сентябре, октябре.
- с преобладанием антициклонических вихрей к северу от потоков Кюросио в июне, июле, августе.
- с преобладанием циклонических вихрей к северу от потоков Кюросио и перемежающимся динамическим рельефом разного знака в главном потоке Кюросио и Продолжении Кюросио в ноябре [6].

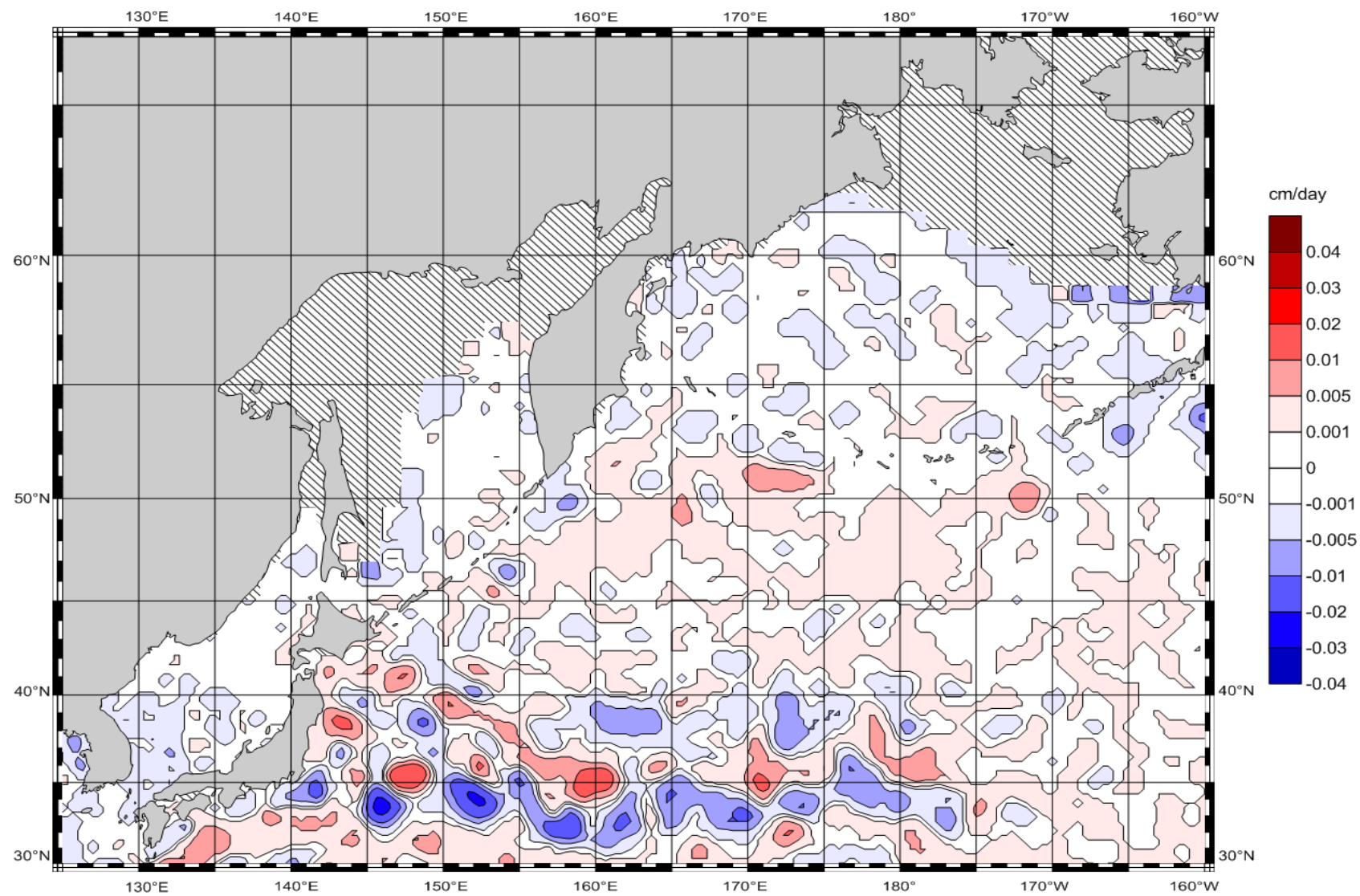


Рис. 3.5.1. Среднеголетняя дивергенция полных потоков.

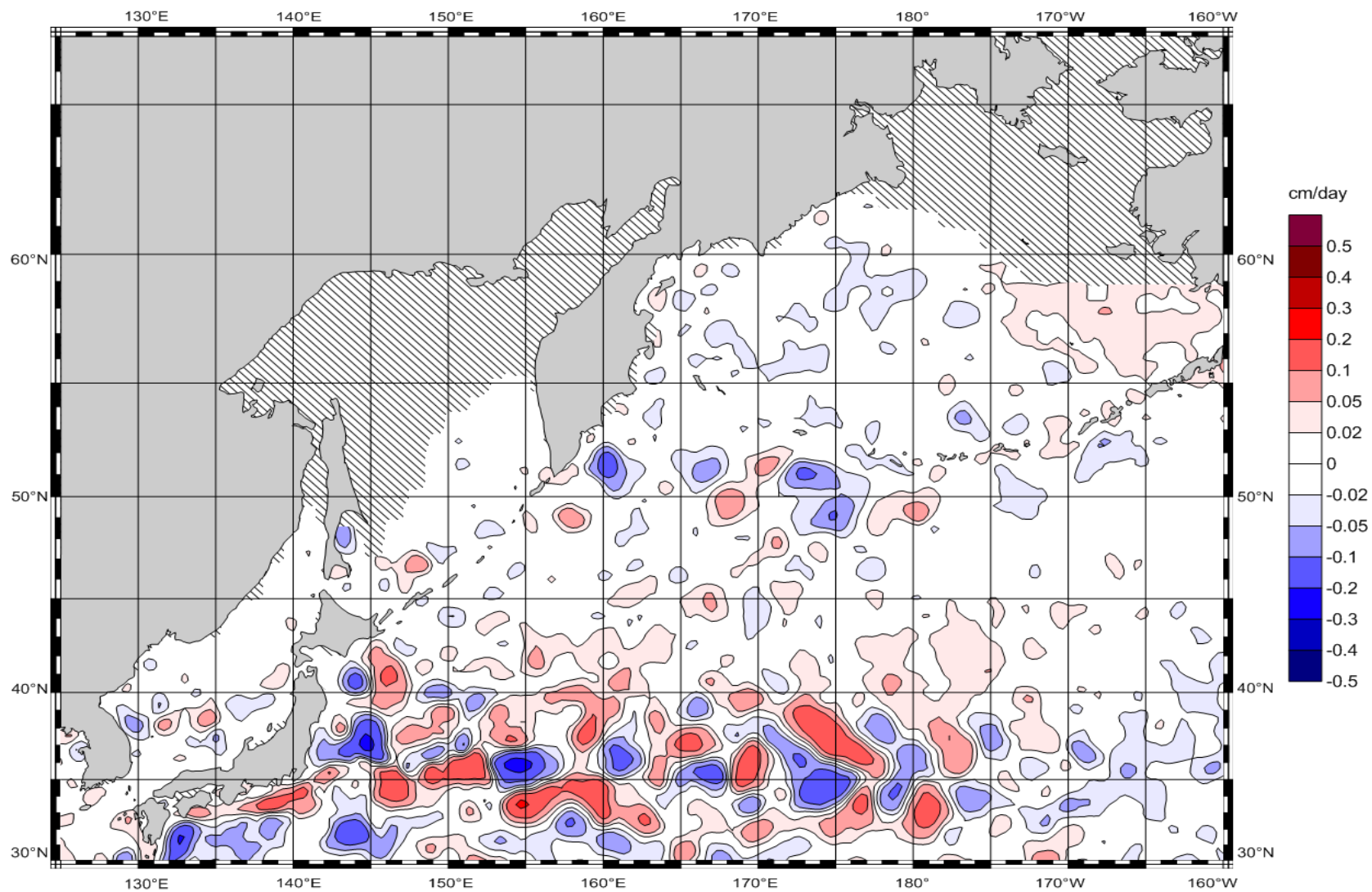


Рис. 3.5.2. Среднегодовая дивергенция полных потоков: 2002.

3.6. Синоптическая изменчивость уровня и течений по данным спутниковых измерений

Согласно принятой классификации, к синоптической изменчивости в океане относят колебания с временными масштабами от нескольких суток до трех месяцев. Таким временным масштабам соответствует широкий спектр характерных пространственных масштабов мезомасштабных и макромасштабных неоднородностей (от нескольких км до нескольких тысяч км). К синоптическому масштабу могут быть отнесены также вихри «открытого океана» размером 60-80 миль (100-150 км) со временем существования 20-40 суток.

Физические механизмы, формирующие изменчивость океанологических полей в синоптическом диапазоне масштабов, связанные как с синоптической изменчивостью турбулентных потоков тепла и количества движения из атмосферы, приводящей к изменчивости дрейфовых и градиентных течений, появлению зон прибрежного апвеллинга, ветрового и конвективного перемешивания, так и с крупномасштабной реакцией океана на воздействие анемобарических сил. Наряду с этими процессами важнейшую роль в синоптической изменчивости играют синоптические вихри, низкочастотные волны и водообмен с окружающими бассейнами. Дискуссионным остается вопрос о различии и сравнительном энергетическом вкладе синоптических вихрей и различных видов низкочастотных волн.

Инструментальные наблюдения за течениями, полученные в 1970 – 1980-е годы в океане во время специальных экспериментов ”Полигон-70”, ”Моде-1”, ”Полимоде”, ”Мегаполигон” позволили подтвердить представления океанологов о значительном вкладе в энергетику океана вихревых возмущений с характерным масштабом времени от нескольких суток до нескольких месяцев. Энергетические спектры в диапазоне этих масштабов практически непрерывны и во фронтальных зонах океана, и вне этих зон. Скорости движения частиц в синоптических вихрях достигают $20\div 30$ см/с, вихри

перемещаются, в основном, в западном направлении со скоростью $2\div 5$ см/с. Пространственно-временные масштабы подобных образований соответствуют дисперсионным соотношениям для топографических волн Россби. Однако остается неясным, являются ли наблюдаемые мезомасштабные вихри прямым проявлением самих волн Россби либо результатом их динамической неустойчивости, либо следствием динамической неустойчивости крупномасштабных течений, т.е. механизмом, генерирующим волны Россби.

Несмотря на то, что синоптический диапазон изменчивости является весьма важным с точки зрения практического приложения, он остается все еще мало изученным. Парадоксальность такого положения объяснялась до недавнего времени большими трудностями в организации продолжительных синхронных наблюдений на обширной акватории океана. Спутниковые методы дистанционного зондирования, которые предоставляют возможность непрерывного мониторинга океана, открыли новые горизонты в изучении изменчивости океанографических полей в синоптическом диапазоне масштабов.

Уровень океана можно рассматривать как интегральный показатель интенсивности термодинамических и динамических процессов в океане. Аномалии в поле возвышений уровня, регистрируемые спутниковыми альтиметрами, чаще всего соответствуют аномалиям в поле температуры воды. Это связано как со стерическими эффектами, так и с динамическими процессами (адвекция тепла) (Фукс, 2003). Как правило, положительным аномалиям уровня соответствуют положительные аномалии температуры поверхности воды и увеличение глубины залегания термоклина. Проанализируем взаимосвязь уровня и температуры поверхности воды для Северо-западной части Тихого океана на основе спутниковой информации.

Феноменологический анализ серии последовательных температурных карт поверхности воды и альтиметрических карт уровня океана за 21–31 мая 2002 г. для одной и той же акватории СЗТО показал, что температурные и

альтиметрические карты в целом отражают структуру основных течений. Пример таких карт представлен на рисунке 3.6.1, а,б.

Полученный вывод представлялся ожидаемым относительно карт температуры поверхности воды, на которых сгущения изолиний температуры определяют границы потоков, но он оказался неожиданным и совсем не очевидным для альтиметрических карт. Дело в том, что альтиметры регистрируют отклонение уровня океана относительно отсчётного эллипсоида. С учетом приливных эффектов и поправки обратного барометра определяются данные, называемые динамической топографией, как отклонения скорректированной высоты морской поверхности относительно геоида, за который принимается средний уровень океана в данной точке. При этом сама модель геоида постоянно уточняется с увеличением продолжительности альтиметрических измерений. Поэтому, казалось бы, альтиметрические карты не должны нести информации о средних, стационарных течениях. Однако проведенный анализ показал, что течения, являясь источниками и волноводами для вихрей и низкочастотных волн, также проявляются на альтиметрических картах в виде возвышений и впадин в поле уровня океана, и тем самым альтиметрическая информация косвенно дает информацию и о квазистационарных течениях.

В рассматриваемый период (от конца мая до середины июня 2002 г.) в поле температуры воды были достаточно выражены температурные неоднородности в виде зон с максимальными горизонтальными градиентами, приблизительно совпадающие с периферией потока Куроисио и осью Субарктического фронта. Севернее этих термических фронтов располагаются зоны дивергенции, представленные цепочкой циклонических круговоротов, а южнее термических фронтов проходит выраженная зона конвергенции в виде последовательных антициклонических круговоротов. Таким образом, собственно температурная фронтальная зона проходит приблизительно по линии «нулевой» дивергенции.

Сравнивая последовательно температурные и альтиметрические карты, отметим, что в то время как поле температуры поверхности воды претерпевает определенные изменения, как по абсолютным значениям температуры воды, так и в положении фронтальных зон, в поле уровня океана основные динамические образования остаются неизменными.

Феноменологический анализ этих карт дополнен количественным статистическим исследованием зависимости между различными характеристиками океанологических полей, проведенными для 80 пунктов Северо-западной части Тихого океана, расположенных в пределах: 42,25-45,75°с.ш., 145,25-149,75°в.д. с пространственной дискретностью 0,5°.

Для статистического анализа использовалась информация, предоставляемая совместно службами NOAA, JPL и DAAC. Данные о температуре охватывают временной промежуток с января 1990 по ноябрь 1999 гг. с дискретностью 5 суток. Массив альтиметрической информации – аномалии уровня океана – с дискретностью 7 суток с октября 1992 года по февраль 2002 года получен со спутников TOPEX/POSEIDON и ERS-1/2. Альтиметрические и температурные данные приводились путем интерполяции по пространству и синхронизации по времени к единой пространственно-временной сетке.

Для каждого пункта рассчитаны основные статистические характеристики. Средние значения и температуры поверхности, и уровня океана оказались значительно меньше для тех пунктов акватории Южно-Курильского района, где одним из определяющих факторов является холодное течение Ойясио, чем для пунктов, которые расположены в стрекне струи Куроисио или вне ее, отличия в значениях температуры поверхности воды достигали 10-15° С, а в значениях уровня – до 70 см.

Для оценки статистической связи между двумя исследуемыми характеристиками сначала рассматривалась функция взаимной корреляции. Для каждого пункта исследуемой акватории построены корреляционные функции, выбраны максимальные коэффициенты корреляции и рассчитаны соответствующие им временные сдвиги. Полученные результаты картированы (рис. 3.6.2, а,б). Как видно из рисунка 3.6.2,а максимальные значения коэффициентов корреляции наблюдаются в области, наиболее удаленной от островов в сторону Тихого океана: здесь они достигают 0.85, а также в достаточно мелководном районе – около острова Кунашир и островов Малой Курильской гряды (достигают 0.75). Соответствующие им временные сдвиги в юго-восточной части области не превышают 20 суток, в то время как в районе островов Кунашир и Шикотан временные сдвиги в несколько раз выше и достигают 80 суток (рис. 3.6.2,б).

Таким образом, на уровне взаимно корреляционного анализа мы получили оценку взаимосвязи доминирующих компонентов в процессах изменения температуры поверхности и уровня океана. Полученные результаты отражают общие закономерности исследуемой взаимосвязи. Для исследования частотной структуры связи, т.е. степени корреляции спектральных компонент процессов на определённых частотах, необходимо дополнить проведенное исследование спектральным и взаимно спектральным анализом.

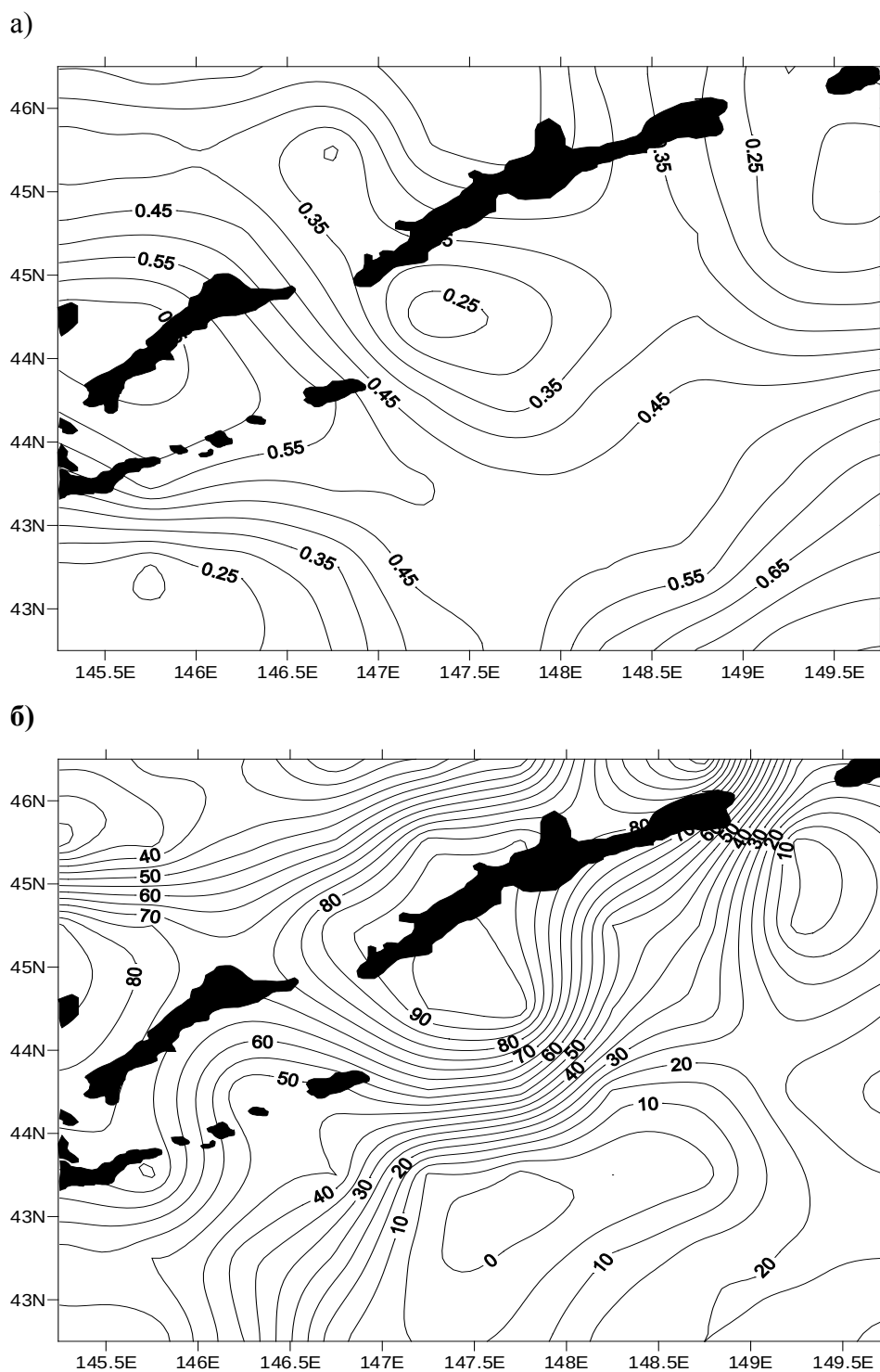


Рис. 3.6.2. (а) Максимальные коэффициенты корреляции между уровнем и температурой поверхности океана (а) и (б) временные сдвиги (в сутках) (б).

Спектральный анализ временных рядов показал, что для всех рассматриваемых пунктов, как для уровня, так и для температуры поверхности воды, максимумы спектра достигаются на частоте, соответствующей годовому

периоду. При этом спектральный состав температуры поверхности воды оказался более однообразным, чем для уровня: во всех температурных спектрах доминируют годовые колебания. Для уровня океана выражены максимумы спектра и на других частотах, которые соответствуют синоптическим периодам 50, 90 и 185 суток. Таким образом, спектральный анализ временных рядов показывает, что в изменчивости температуры поверхности воды сезонная составляющая является доминирующей, а в изменчивости уровня океана, наряду с сезонным ходом представлены синоптические масштабы, обусловленные другими океанологическими факторами (Белоненко, Фукс и др., 1997, Белоненко, Захарчук, Фукс, 2004, Белоненко, Фукс, 1992).

Для доминирующих годовых колебаний уровня и температуры поверхности воды рассчитаны оценки когерентности и разности фаз, пространственное распределение которых показано на рисунке 3.6.3, а,б.

На рис. 3.6.3,а обратим внимание на то, что когерентность температуры поверхности и уровня океана превышает 0.5 на всей рассматриваемой акватории и достигает 0.8-0.9 возле о. Кунашир и островов Малой Курильской гряды, а также на большом удалении от островов в сторону океана. Максимум когерентности (до 0.96) наблюдается в юго-восточной части района, параллельно Курильской гряде на значительном расстоянии от берега (со стороны Тихого океана). Высокие коэффициенты корреляции (более 0.9) также характерны для значительной области у побережья островов Кунашир и Итуруп (максимум 0.95 достигается в районе острова Итуруп), а в Южно-Курильском проливе коэффициент корреляции равен 0.98.

Пространственное распределение разности фаз (рис. 3.6.3, б) хорошо согласуется с распределением временных сдвигов, полученных во взаимно корреляционном анализе (рис. 3.6.2,б). Это сходство подтверждается не только качественными, но и количественными оценками.

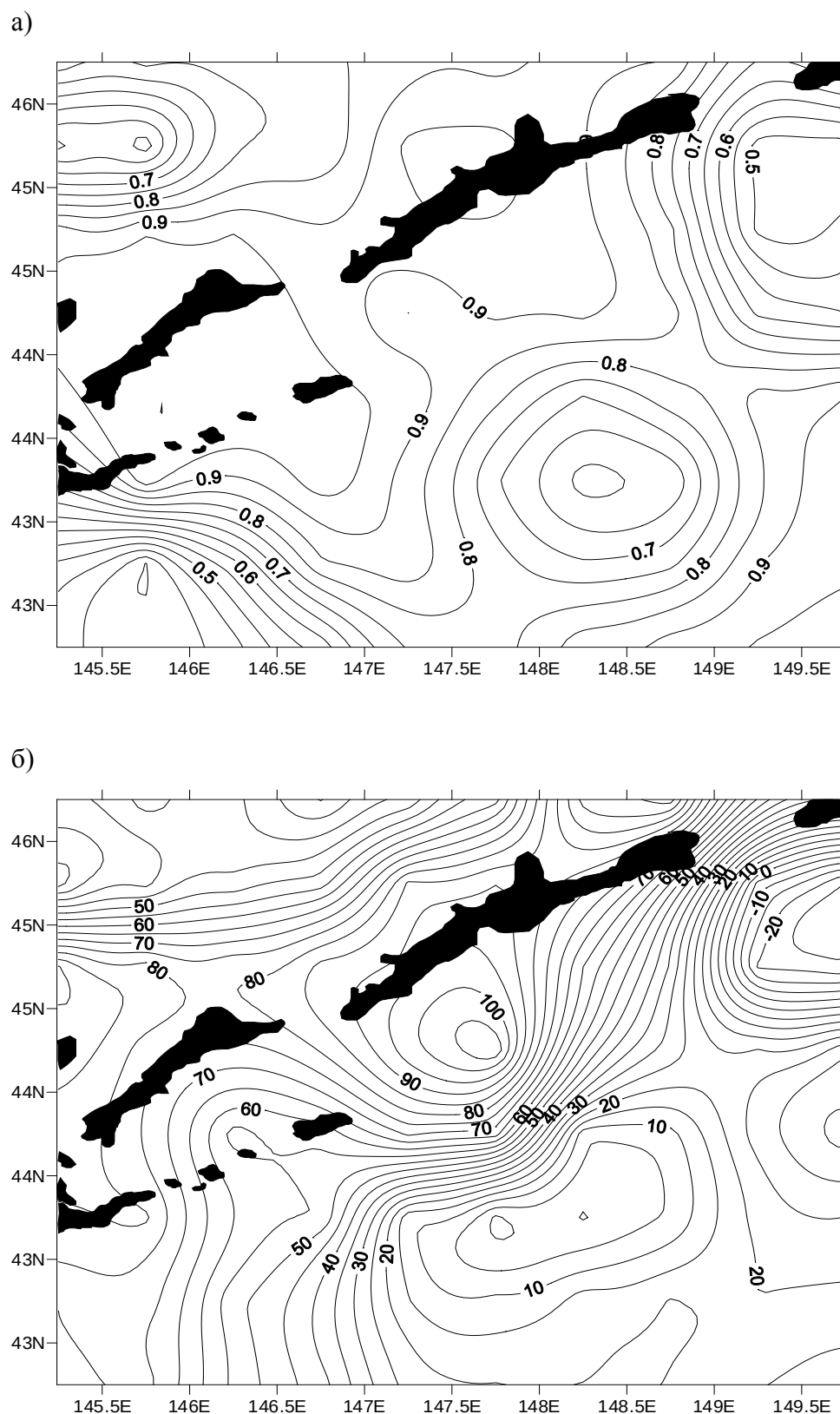


Рис. 3.6.3. (а) Когерентность и (б) разность фаз (в сутках) температуры поверхности воды и уровня океана на частоте, соответствующей годовому периоду.

Таким образом, взаимно спектральный анализ подтверждает основные результаты, полученные при взаимно корреляционном анализе рассматриваемых характеристик. Годовой ход изменения уровня в целом запаздывает относительно годового хода температуры, что указывает на значительный вклад стерической составляющей в изменчивость уровня. При этом в различных пунктах запаздывание разное, в среднем 1-3 месяца: 1,5-2 месяца в районе о. Кунашир и островов Малой Курильской гряды, достигает 100 суток южнее о. Итуруп. В юго-восточной части района запаздывание не превышает 10-20 суток. В некоторых пунктах южнее пролива Фриза, максимум уровня наступал раньше максимума температуры (см. рис. 3.6.3,б), однако здесь значения когерентности относительно невелики (0.5-0.6), что указывает на неустойчивость оценки разностей фаз.

Для полугодовой составляющей наибольшая когерентность 0.6 (разность фаз 40-60 суток) достигается для пунктов, расположенных в Южно-Курильском районе. В некоторых пунктах открытого океана значения когерентности достигают 0.5-0.6 (разность фаз 50 и 90 суток). В остальных пунктах когерентность незначительна, не превышает 0.4.

Таким образом, проведенный анализ на основе спутниковых измерений для СЗТО свидетельствует о взаимосвязи между двумя различными характеристиками: температурой поверхности и уровнем океана. При этом изменения температуры поверхности воды предшествуют изменениям уровня, что свидетельствует о наличии стерической составляющей в изменчивости уровня океана.

Для исследования синоптической изменчивости уровня проведен вероятностный корреляционный и спектральный анализ данных для всех пунктов одноградусной сетки акватории Северо-западной части Тихого океана от 30 до 50° с.ш. и от 140 до 160° в.д. (Белышев и др., 1983)¹. Спектральный

¹ Все расчёты для скалярных и векторных переменных проводились для 6400 значений 20-градусного квадрата (шаг по широте и долготе 0,25°).

анализ временных рядов показывает значительное разнообразие энергонесущих максимумов и их устойчивость (табл. 1). На годовом периоде отмечается сравнительно высокая повторяемость энергонесущих максимумов (75 %). Выделяется высокая повторяемость энергонесущих максимумов для частот, соответствующих периодам 21-22 сутки. Сравнительно высокая повторяемость энергонесущих максимумов отмечается в диапазоне 24-30 суток.

На рисунке 3.6.5 в качестве примеров приведены спектры колебаний уровня в трех пунктах СЗТО, свидетельствующие о разнообразии распределения энергии колебаний уровня по частотам. На севере акватории в спектрах выделяются энергонесущие максимумы на частотах, соответствующих годовому периоду и 70 суткам. В более южных районах спектральный состав колебаний уровня более разнообразный: здесь наряду с годовыми колебаниями выделяются полугодовые колебания и колебания уровня с периодом 40-50 суток.

Для оценки нестационарности изменчивости уровня океана в синоптическом диапазоне масштабов дополнительно был проведен вейвлет-анализ временных рядов, который показал, что для всего синоптического диапазона масштабов – от нескольких суток до трех месяцев фиксируются области повышенных значений вейвлет-коэффициентов, но в разные промежутки времени. В качестве примера рассмотрим рисунок 3.6.6, на котором представлено вейвлет-изображение колебаний уровня океана для одного из пунктов СЗТО. Колебания с периодом 2-3 месяца выделяются для промежутков времени 1992-1993 гг., с середины 1995 г. до середины 1997. г. и очень слабо выражены для 1999-2002 гг. В разные промежутки времени с различной интенсивностью проявляются колебания с периодом приблизительно 1 месяц: они хорошо выражены для 1992-1993 гг., 1995-2002 гг., и не выражены для 1993-1995 гг. Для других пунктов в рассматриваемом

диапазоне масштабов выделяются области повышенной энергии вейвлет-коэффициентов для других промежутков времени.

Таблица 1

Повторяемость максимумов спектральной плотности уровня

Период (сут.)	Число максимумов	% от общего числа пунктов (6400)
719	992	15
360	4771	75
240	580	9
180	571	9
144	1093	17
120	1120	17
103	1115	17
90	1321	21
80	846	13
72	1658	26
65	1731	27
60	1348	21
55	996	16
51	1213	19
48	1361	21
45	1840	29
42	938	16
40	1539	24
38	1166	18
36	2070	32
34	1169	18
33	1530	24
31	1223	19
30	2334	36
29	1304	21
28	1987	31
27	1215	19
26	2635	40
25	1497	23
24	2912	45
23	1581	25
22	5265	82
21	5875	91

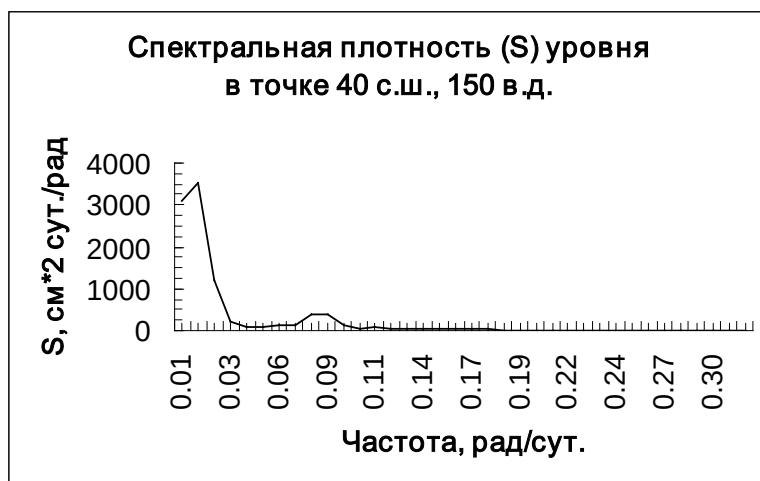


Рис. 3.6.5. Спектральная плотность уровня океана в различных пунктах.

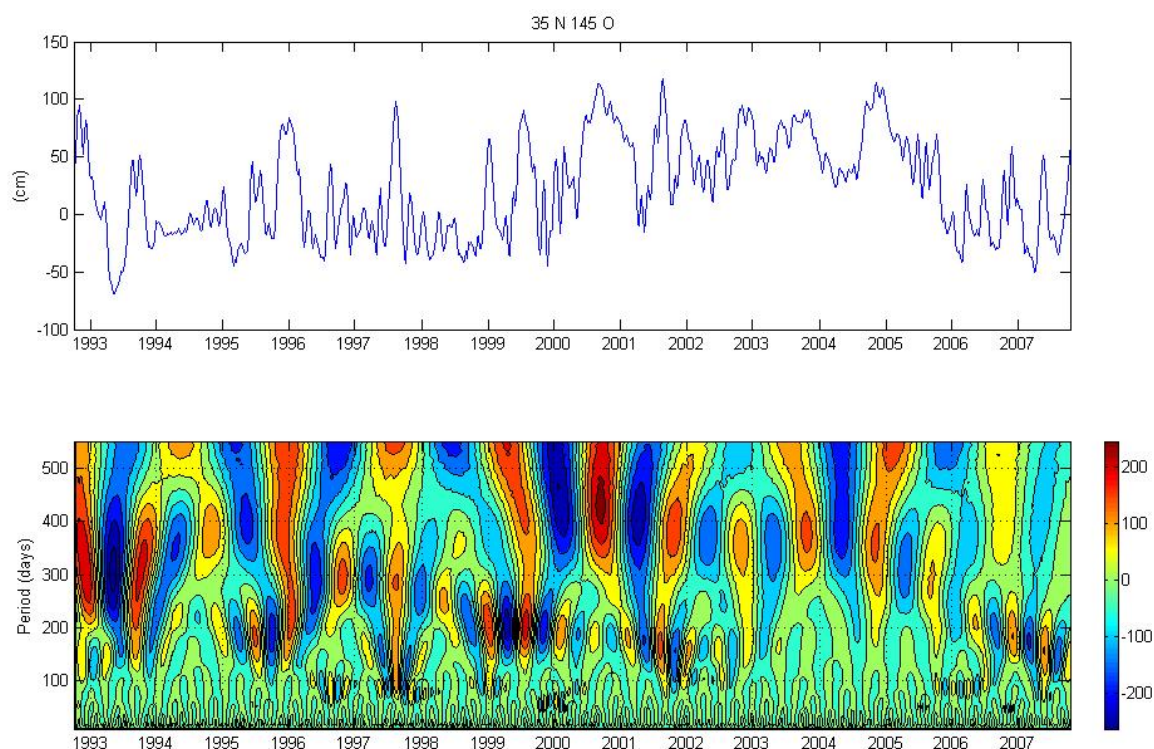


Рис. 3.6.6. Временной ход уровня океана – данные массива относительной динамической топографии (SLA) и его вейвлет-изображение для пункта с координатами 35° с.ш., 145° в.д.

Перейдем к анализу течений. В каждой узловой точке квадрата от 30 до 50° с.ш. и от 140 до 160° в.д. были рассчитаны вектора скоростей течений. Для расчета статистических характеристик течений применялся векторно-алгебраический метод (Белышев и др., 1983). Для облегчения интерпретации результатов расчета был проведен также анализ тестового массива. В качестве теста было принято аналитическое выражение для возмущения уровня в виде гармонической волны, распространяющейся в зональном направлении с амплитудой, уменьшающейся по экспоненте в меридиональном направлении.

$$\xi = Ae^{-\alpha y} \cos(\sigma_0 t - kx), \quad (3.6.1)$$

где $Ae^{-\alpha y}$ - амплитуда волны, α – коэффициент затухания, σ_0 – частота волны, k – волновое число.

Для тестовой оценки соответствующих течений принято нестационарное геострофическое приближение:

$$u = -\frac{g}{f^2} \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t \partial x} + f \frac{\partial \xi}{\partial y} \right) \quad (3.6.2)$$

$$v = -\frac{g}{f^2} \left(\frac{\partial^2 \xi}{\partial t \partial y} - f \frac{\partial \xi}{\partial x} \right).$$

Подставляя (3.6.1) в (3.6.2), получим

$$u = -\frac{g}{f^2} A e^{-\alpha y} (\sigma_0 k - \alpha f) \cos(\sigma_0 t - kx) \quad (3.6.3)$$

$$v = -\frac{g}{f^2} A e^{-\alpha y} (\alpha \sigma_0 + k f) \sin(\sigma_0 t - kx)$$

или в геострофическом приближении

$$u = -\frac{g}{f} \frac{\partial \xi}{\partial y} = \frac{\alpha g A}{f} e^{-\alpha y} \cos(\sigma_0 t - kx), \quad (3.6.4,a)$$

$$v = -\frac{g}{f} \frac{\partial \xi}{\partial x} = -\frac{k g A}{f} e^{-\alpha y} \sin(\sigma_0 t - kx). \quad (3.6.4,b)$$

Заметим, что при $\alpha \rightarrow 0$, $u \rightarrow 0$.

Тестовый ряд скорости течения численно рассчитывался по формулам (3.6.2) методом конечных разностей и сравнивался с его аналитическим выражением (3.6.3). Для каждого пункта области $20^\circ \times 20^\circ$ с шагом $0,25^\circ$ были построены тестовые временные ряды уровня и течений, которые подвергались корреляционному и спектральному анализу. Автокорреляционная функция тестового ряда уровня T :

$$K_\xi(\tau, y) = \frac{1}{T} \int_0^T \xi(t) \xi(t-\tau) dt = \frac{1}{2} (A e^{-\alpha y})^2 \cos \sigma_0 \tau \quad (3.6.5)$$

$T \rightarrow \infty$

Дисперсия уровня:

$$D_\xi = K_\xi(0, y) = \frac{1}{2} A^2 e^{-2\alpha y}. \quad (3.6.6)$$

Как следует из (3.6.6), среднеквадратическое отклонение выражается через амплитуду соотношением

$$\sigma_{\xi} = \sqrt{D_{\xi}} = \frac{1}{\sqrt{2}} A e^{-\alpha y}. \quad (2.3.7)$$

Функция спектральной плотности связана с автокорреляционной функцией преобразованием Фурье

$$S_{\xi}(\sigma) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K_{\xi}(\tau) e^{i\sigma\tau} d\tau.$$

Функция спектральной плотности для бесконечно длинной реализации определяется через δ – дельта-функцию:

$$S_{\xi}(\sigma) = \frac{A^2}{2} \delta(\sigma - \sigma_0), \quad (3.6.8)$$

т.е. представляет собой спектральную линию на несущей частоте тестового ряда.

Для ограниченной реализации около несущей частоты образуются боковые полосы, тем более широкие, чем меньше длина реализации.

Подобным образом могут быть получены оценки вероятностных характеристик тестового ряда течений (3.6.2) и оценки вероятностных характеристик их взаимосвязи. Расчеты велись для волны с годовым периодом,

$\sigma_0 = \frac{2\pi}{365 \text{ сут}}$, длиной волны, равной 5° широты, $k = \frac{2\pi}{l} = \frac{2\pi}{5^\circ}$ и коэффициентом

затухания $\alpha = \frac{\ln 10}{20^\circ}$ (коэффициент затухания процесса выбирался, исходя из условия, что амплитуда волны на севере акватории в 10 раз меньше амплитуды на ее южной границе).

Рассчитаны автокорреляционная функция и функция спектральной плотности в контрольной точке $\varphi = 32,5^\circ$ с.ш., $\lambda = 157,5^\circ$ в.д..

По результатам тестового счета исследовалось поле среднеквадратического отклонения уровня, которое показало ожидаемую неизменность среднеквадратического отклонения в зональном направлении и его экспоненциальное затухание в меридиональном направлении.

Рассматривалось распределение по акватории величин максимумов спектральной плотности на частоте энергонесущей волны годового периода. Распределение изолиний $S_{\max}(\sigma)$ зональное с меридиональным затуханием по экспоненциальному закону.

Линейный инвариант тензора дисперсии течений (рис. 3.6.7) характеризует общую интенсивность их изменчивости, он также в зональном направлении неизменный, а в меридиональном направлении экспоненциально затухает. В связи с преобладанием геострофических эффектов большая полуось эллипса дисперсий направлена по меридиану и остается неизменной в этом направлении. Малая полуось эллипса дисперсии соответственно направлена в зональном направлении, и ее величина уменьшается в меридиональном направлении. Величина соотношения большой и малой оси χ достаточно мала, как это и должно быть в квазигеострофических волнах.

Линейный инвариант тензора дисперсий течений
(КВ.СМ /С*2)

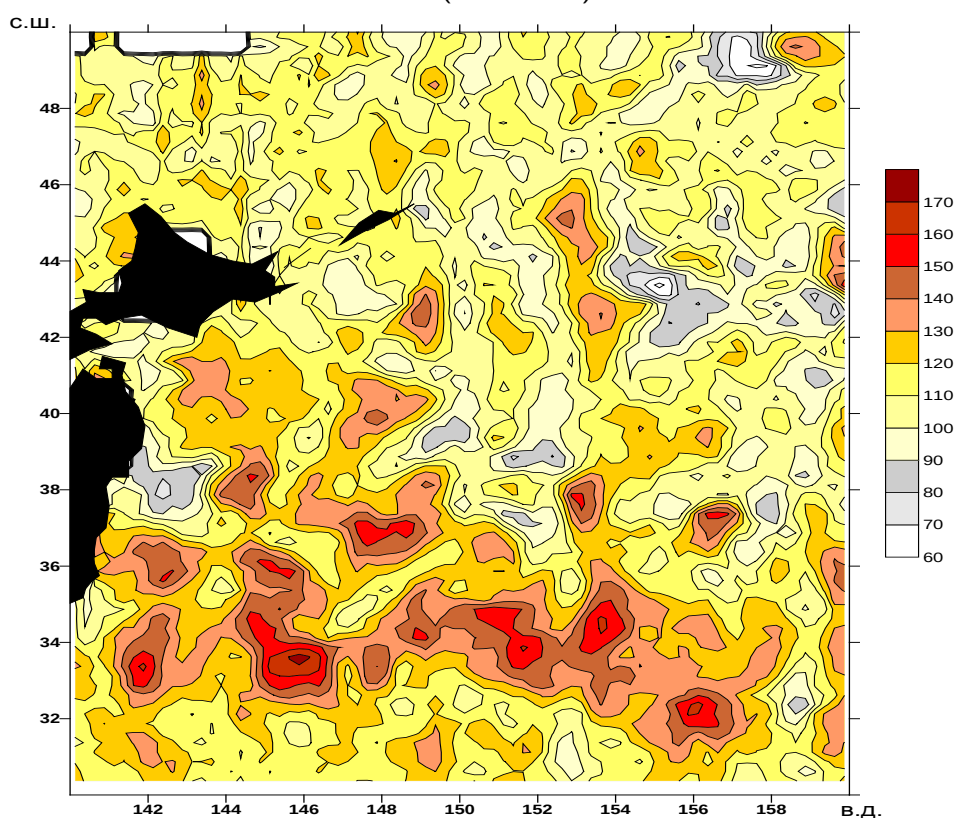


Рис. 3.6.7. Линейный инвариант тензора дисперсии течений, рассчитанный по альтиметрическим данным.

Абсолютные величины дисперсий соответствуют заданным значениям амплитуды тестового ряда, частота, волновое число и скорость меридионального затухания достаточно точно совпадают с заданными значениями. Результаты тестового анализа далее использовались при интерпретации вероятностного анализа альтиметрических данных.

Для тестовой проверки взаимокорреляционного и взаимоспектрального анализа скалярных величин был проведен взаимный анализ уровня ξ и доминирующей меридиональной составляющей течения v . Как следовало ожидать, нормированное значение взаимокорреляционной функции на сдвиге, равном $\frac{1}{4}$ годового периода (91 сут.), близко к единице. На годовом периоде когерентность около единицы. Разность фаз уровня и течений везде около 90 суток.

Изменчивость течений, рассчитанных по альтиметрическим уклонам уровня, оценивалась с помощью вероятностных характеристик тензора дисперсии течений. На рис. 2.3.7 представлено распределение линейного инварианта тензора дисперсии течений, характеризующего интенсивность флуктуаций скорости течения. Если на большей части акватории интенсивность не превышает $110-120 \text{ см}^2/\text{с}^2$ ($\sigma = 8-10 \text{ см/с}$), то в потоке Куро시오 и его северо-восточной ветви она достигает $150-180 \text{ см}^2/\text{с}^2$ ($\sigma = 12-13 \text{ см/с}$).

Большая полуось тензора дисперсии течений везде с небольшими отклонениями направлена вдоль меридиана. Это является убедительным доказательством преобладания течений, обусловленных градиентно-вихревыми волнами. Малая полуось тензора дисперсии течений везде значительно меньше большой оси тензора: χ на значительной части акватории не превышает 0,1-0,2 и только в потоке Куро시오 достигает 0,4-0,5. Очевидно, это связано с тем, что в основной струе Куро시오, наряду с волновыми возмущениями значительный энергетический вклад дают синоптические вихри и локальное воздействие атмосферы.

Для сравнения рассмотрим синоптическую изменчивость скоростей течений, полученных в эксперименте «Мегаполигон» (рис. 3.6.8). Результаты этого эксперимента многократно рассматривались, но анализ изменчивости поля скорости течений проводился преимущественно в предположении о его вихревой природе. Мы попытаемся здесь доказать, что изменчивость поля скоростей течений на акватории "Мегаполигона" обусловлена не столько фронтальными вихрями, сколько низкочастотными волнами типа волн Россби.

Эксперимент "Мегаполигон" проведен в 1987 году в районе $38\div 42^\circ$ с.ш. и $151\div 157^\circ$ в.д., т.е. – зоне разделения субарктического фронта на его южную и северную ветви. В область исследования входят меандрирующая струя течения Куроисио, вся область его взаимодействия с течением Ойясио и струя самого Ойясио. Область взаимодействия течений Куроисио и Ойясио принадлежит к одной из самых изменчивых областей Мирового океана, для нее характерны большие амплитуды варьирования параметров океанологических полей на всех пространственно временных масштабах изменчивости.

Результаты этого эксперимента уникальны: в эксперименте «Мегаполигон» были задействованы одиннадцать научно-исследовательских судов и за время проведения были сделаны измерения на 184 автономных буйковых станциях на нескольких горизонтах. Было выполнено также шесть гидрологических съемок (Эксперимент "Мегаполигон", 1992; Атлас эксперимента «Мегаполигон», 1992).

Для выявления закономерностей структуры и динамики течений нами использовался векторно-алгебраический метод анализа скоростей течений (Белышев и др., 1983). Как нам известно, для анализа данных "Мегаполигона" этот метод ранее не применялся.

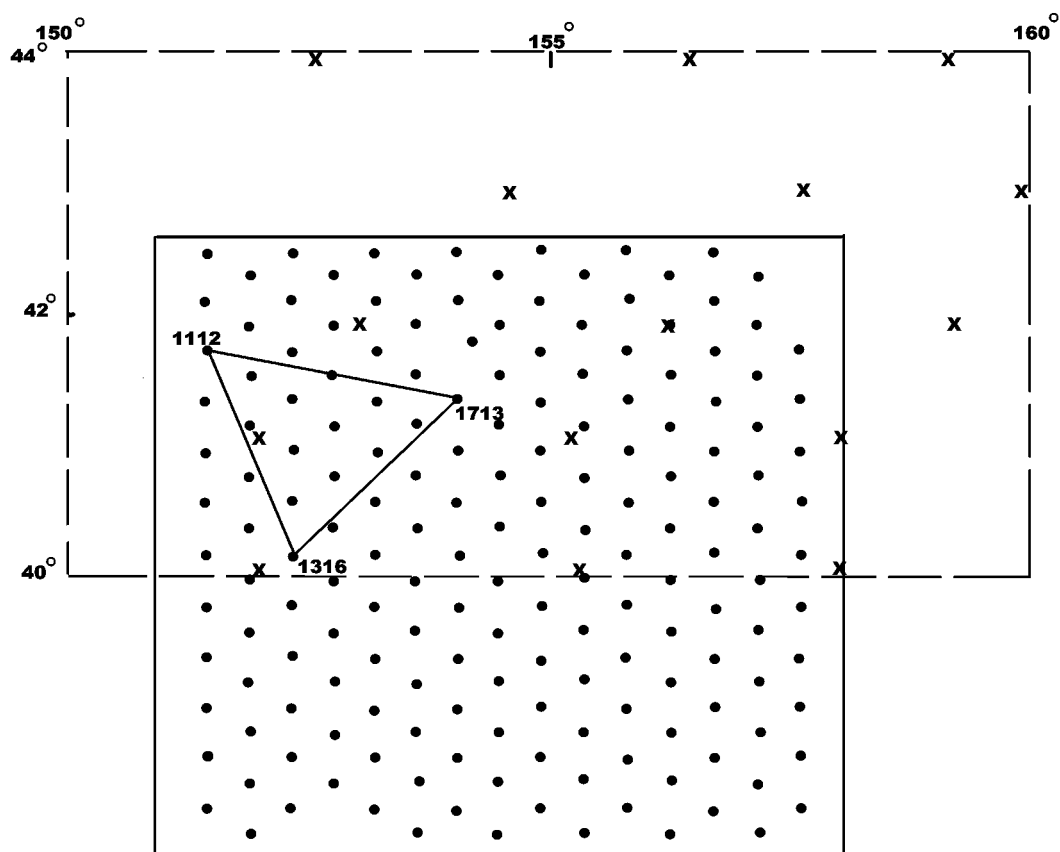


Рис. 3.6.8. Район «Мегаполигона» (ограничен сплошной линией, точками обозначены станции) и район с пунктами альтиметрических рядов (ограничен пунктиром, крестиком обозначены пункты).

Исходным материалом служили скорости течений за период с 31.07 по 22.10.87 на двух горизонтах 120 и 400 м. Время осреднения показаний датчиков скорости – 30 минут, в дальнейшем данные осреднялись до среднесуточных. Для горизонта 120 м векторно-алгебраическому анализу подвергались данные для 55 станций, а для горизонта 400 м – для 12 станций. Средние за рассматриваемый период скорости течения в северной части полигона в целом согласуются представлениями о средних о течениях в этом районе (доминирующий восточный перенос и наличие северо-восточной ветви Курошио). В южной части полигона, в зоне стационарных вихрей, в течениях доминируют меридиональные составляющие скорости, среднеквадратичное отклонение скоростей течений значительно больше, чем в северной части, где течения более стабильны. Среднеквадратичное отклонение скорости течения

для горизонта 120 м изменяется в пределах от 4 до 20 см/с, а для горизонта 400 м от 4 до 10 см/с. Для восьми станций горизонта 120 м и для девяти станций горизонта 400 м были построены графики двумерной плотности вероятности векторов скоростей течений, центрированных относительно их математического ожидания. Это функции двух переменных – модуля и направления (см. пример рис. 3.6.9). На большинстве построенных графиков выделяются два противоположно направленных экстремума скорости течения (см. рис. 3.6.9, а). Каждый из этих экстремумов определяет скорость и направление соответствующего вектора течения, вектора нанесены на рис. 3.6.9, б. Анализ подобных графиков, построенных для разных точек полигона, свидетельствует о преимущественно волновом характере возмущений в поле скоростей. Действительно, если на самом деле возмущения – волновые, имеют гармонический характер и являются реверсивными, то в этом случае двумерная плотность вероятности представляет собой две области с одинаковыми экстремумами скоростей, разнесенными по шкале направлений на 180° . И напротив, если бы изменчивость поля скоростей определяли только вихри, а не волновые процессы, то наблюдаемой симметрии не было бы совсем. Таким образом, этот простой анализ свидетельствует в пользу выдвинутой нами гипотезы о том, что для данных, полученных во время эксперимента "Мегаполигон", довольно существен вклад волновой компоненты в изменчивость скоростей течений (Белоненко, Фукс, 1998).

Полученный вывод подтверждается и результатами спектрального анализа скоростей течений, полученных на буйковых станциях. В частности, для большинства точек горизонта 120 м нами были просчитаны основные инварианты спектральной плотности скоростей течений, в том числе линейный инвариант, характеризующий распределение модуля интенсивности изменения скорости в частотной области. Мы убедились в том, что несмотря на ограниченность реализации, во многих случаях максимумы очень хорошо разрешаются на периодах примерно 40 сут., поэтому есть основания

предполагать, что в рассматриваемой акватории могут возбуждаться волны с такими периодами.

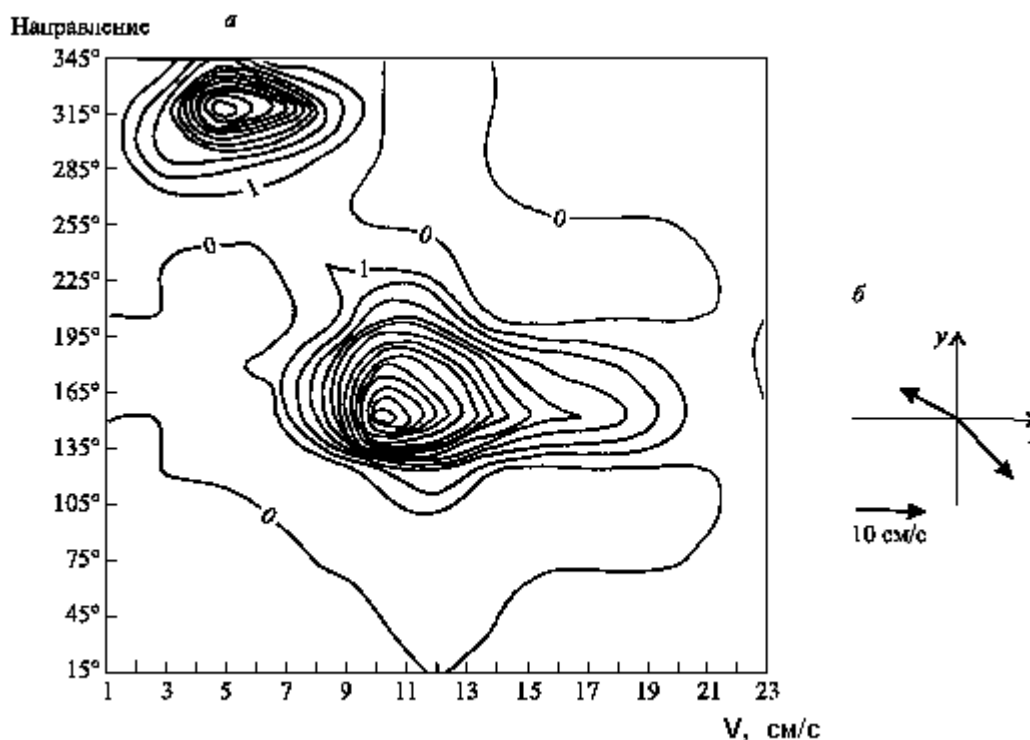


Рис. 3.6.9. Двумерная плотность вероятности скорости течения для станции «Мегаполигона» № 1714 на горизонте 400 м (а) и роза векторов, соответствующая максимальной повторяемости скорости течения (б).

Проанализируем характеристики этих волновых возмущений более подробно. Рассмотрим, прежде всего временной ход векторов течений (тренд исключен) по данным станций, участвовавших в эксперименте «Мегаполигон». С этой целью нами были взяты данные трех станций, разнесённых по полигону на расстоянии приблизительно 200 км и располагавшихся так, что они образовывали треугольник (рис. 3.6.8), для них был проведен взаимный корреляционно-спектральный анализ. Временной ход векторов течений (с исключенными средними течениями) представлен на рисунке 3.6.10.

Как видим на рисунке 3.6.10, во временном ходе выделяются разнообразные волновые возмущения. При этом, если на станциях № 1112 и № 1713 скорости течения более или менее синфазны (см. рис.3.6.10,а,в), то на

станции № 1316 (рис. 3.6.10,б) синфазный ход во второй половине ряда нарушается, и возможно, что здесь мы имеем дело с небольшим вихрем или, что не исключено, в данном случае во временном ходе присутствуют несколько гармоник. Спектральный анализ, проведенный для этих станций, подтвердил феноменологические представления о волновой структуре возмущений: выраженный энергонесущий максимум на станциях № 1112 и № 1713 и размытый максимум для станции № 1316. При этом отметим, что на станции № 1713 скорости течения значительно больше (до 25 см/с), чем на двух других, здесь доминируют меридиональные составляющие, и это может быть связано с предположением о захвате низкочастотных волн в зоне этой станции. Такое предположение подтверждает и общая картина дисперсии, так как зона захвата обладает повышенной дисперсией. Из известных механизмов захвата: топографический, фронтальными волнами, волнами Кельвина и струйным потоком – наиболее вероятен механизм захвата струйным потоком, что, в свою очередь, согласуется с общей схемой течений и оценкой их средних скоростей для исследуемого района. Оценка фаз волновых возмущений дает основания утверждать, что волны распространяются с фазовой скоростью 7 см/с в направлении на юго-запад.

Итак, в поле течений, наблюдавшихся в районе эксперимента "Мегаполигон", наряду с традиционно исследуемыми вихрями присутствуют также градиентно-вихревые волны, которые выделяются при анализе рядов скоростей течений.

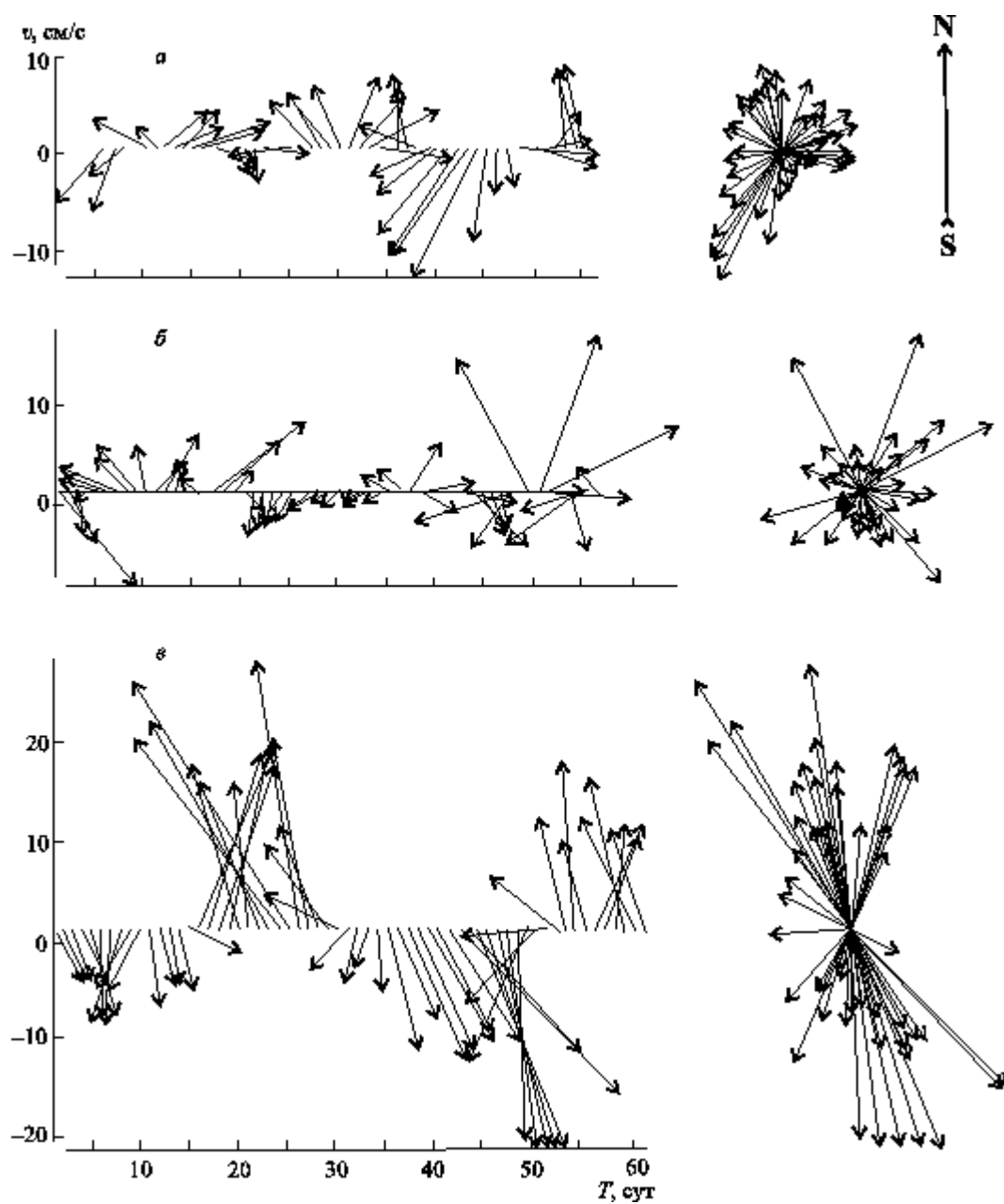


Рис. 3.6.10. Временной ход скоростей течений и розы векторов для станций «Мегполигона» 1112 (а), 1316 (б) и 1713 (в).

3.7. Стерические колебания уровня в Курильском районе Северо-западной части Тихого океана

Стерические колебания уровня океана происходят из-за вертикального расширения или сжатия морской воды, связанного с изменением плотности воды без изменения массы воды. Колебания плотности воды обусловлены главным образом изменчивостью температуры и в меньшей степени солёности деятельного слоя океана. На практике часто используются формулы для расчета динамической высоты, в основе которого лежит разложение в ряд Тейлора удельного объема. Такой подход подробно изложен в работе Провоторова П.П. (2003). Изменение удельного объема $\Delta\alpha$ определяется как первый член разложения в ряд Тейлора по малым отклонениям температуры, солёности и давления: T, S, P от средних $\bar{T}, \bar{S}, \bar{P}$:

$$\Delta\alpha = \alpha(T, S, P) - \alpha(\bar{T}, \bar{S}, \bar{P}) = \left(\frac{\partial\alpha}{\partial T}\right)_{TSP} \Delta T + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial S}\right)_{TSP} \Delta S + \left(\frac{\partial\alpha}{\partial P}\right)_{TSP} \Delta P. \quad (3.7.1)$$

Затем, пренебрегая влиянием давления (третье слагаемое) и поправками на сжимаемость $\frac{\partial\alpha}{\partial T}$ и $\frac{\partial\alpha}{\partial S}$, вычисляют $\Delta\alpha$ на поверхности моря, считая при этом, что суммарная допускаемая погрешность не превышает 10% (в сторону занижения).

Далее (опустим промежуточные выкладки) для удобства переходят к удельному объему V_t и, принимая его значения на глубине H равным значению при давлении P , получают формулу для расчета стерического отклонения уровня $\Delta\xi_\alpha$:

$$\Delta\xi_\alpha = \frac{1}{g} \Delta\alpha \cdot P = 0.1 \cdot \Delta V_t \cdot H, \quad (3.7.2)$$

в котором глубина H берется в метрах, а стерическое отклонение уровня $\Delta\xi_\alpha$ (или просто стерический уровень ξ_α) получается в сантиметрах. При послойных расчетах суммарный стерический уровень ξ_α определяется

суммированием: $\xi_\alpha = \sum_{i=1}^n 0.1 \cdot \Delta V_{ii} \cdot \Delta Z_i$, где ΔZ_i – расстояние между горизонтами, ΔV_{ii} – отклонение условного удельного объема в i -том слое от такового на горизонте нулевой динамической поверхности, n – число слоев.

Проблемам стерических колебаний уровня были посвящены также работы Победоносцева С.В. и Лупачева Ю.В. (1979, 1982) и Бородина В.С. (1982), которые основывались на подобном подходе.

Остановимся на недостатках данного метода. Во-первых, при расчете погрешности в 10% не учитывается ограниченность применения разложения функций в ряд Тейлора, который сходится лишь в малой окрестности значений $\bar{T}, \bar{S}, \bar{P}$, и чем больше изменения T, S, P , тем больше возникает погрешность расчетов и менее допустимо использование расчетной формулы (1). Другим существенным недостатком применения данного подхода является неприменимость его для сложных в динамическом отношении регионов, каким является вся Северо-западная часть Тихого океана, включающая систему течений Куроисио-Ойясио.

Возможно, именно ограниченность данного подхода, использующего различные предположения и условия, допустимость которых трудно проверить, и различного рода осреднения является причиной различных оценок стерического уровня для одних и тех же регионов Мирового океана, проведенных при использовании одних и тех же данных.

Еще несколько исследователей, рассчитывая стерический уровень, используют фактически модификации изложенного выше подхода. В частности, Р. Рира (2001) рассчитывает стерический уровень по формуле:

$$\Delta \xi = \int_{-H}^0 (\alpha_T \Delta T - \alpha_S \Delta S) dz, \text{ где } z = -H - \text{глубина океана, } \alpha_T \text{ и } \alpha_S \text{ выражают}$$

расширение или сжатие колонок воды в зависимости от локального повышения температуры или изменения солёности из-за притоков пресной воды на поверхности океана. Для практических расчетов используется двухслойная модель.

Greatbatch (1994) предложил получать значения колебаний стерического уровня из гидродинамической модели уравнений движения в предположении твердой крышки

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} + \nabla \left(\int_{bottom}^{surface} u \, dz \right) = \frac{\alpha_T}{\rho_0 C_p} \bar{Q}, \text{ где } \bar{Q} - \text{среднее значение потока тепла.}$$

Chen, J.L. et al (2000, 2002) считает, что изменения стерического уровня определяются коэффициентом термического расширения C :

$$C = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T}, \text{ где } T - \text{температура, } \rho - \text{плотность морской воды. } C - \text{функция}$$

температуры (T), давления (P) и солёности (S). По сравнению с температурой и давлением, солёность очень мало влияет на C , солёность в динамически активном слое океана (несколько сотен метров) близка к постоянной величине 35 промилей. Экспериментальные значения C , как функции температуры, давления и солёности, даны в статье Кнаусс (1978) и адаптированы в модель стерического уровня, где интерполируется коэффициент вертикального термического расширения C с дискретностью 1°C от -5 до 35°C для 14 выбранных горизонтов. Зная коэффициенты вертикального термического расширения C , легко получить изменения высоты океана ΔH в зависимости от изменения температуры ΔT в предположении, что равны нулю коэффициенты горизонтального термического расширения. Это предположение вполне в большинстве случаев оправдано, так как относительное изменение площади океанов к общей их площади в зависимости от изменения уровня мизерное (даже для внутренних морей), хотя следует отметить, что этот вопрос спорных для прибрежных акваторий. Если толщина слоя воды H , значения температуры T , а давления P , то изменения стерического уровня ΔH находятся по формуле:

$$\Delta H = C(T, P) \cdot \Delta T \cdot H.$$

Чтобы получить значения изменений стерического уровня для сеточной области (широта α , долгота λ) на основе реальных температурных полей, авторы интегрируют эту формулу по глубине, рассматривая 14 слоев. Отклонение температуры $\Delta T(\alpha, \lambda, i, t)$ рассчитываются из отклонений

температуры относительно годовых значений: рассматриваются 4-летние значения массива OISST и климатологические среднегодовые значения Атласа Мирового океана WOA94 (архив Левитуса) для каждой точки (α, λ) , в каждом слое (i) , для каждого момента времени t :

$$\Delta H(\alpha, \lambda, t) = \sum_{i=1}^{14} C(T_i, P_i) \cdot \Delta T(\alpha, \lambda, i, t) \cdot H_i$$

Другой подход к данной проблеме связан с получением оценок скорости изменения стерического уровня, исходя из гидродинамических уравнений, предложенный В.Р.Фуксом (2003). Суть метода в том, что оценка стерических колебаний уровня может быть дана на основе уравнения неразрывности массы, представленном в следующем виде

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \operatorname{div} \vec{V} + \frac{\partial w}{\partial z} = \Pi, \quad (3.7.3)$$

где ρ – плотность воды, $\vec{V}$ – вектор горизонтальной скорости течения, w – вертикальная составляющая скорости течения, $\Pi = O + I - \frac{C}{S}$ – пресный баланс, O – осадки, I – испарение, C – сток, S – площадь акватории.

Интегрируя это уравнение от поверхности моря до дна при приближенном кинематическом условии на поверхности моря при $z = 0$, $w \approx \frac{\partial \xi}{\partial t}$ и условии непротекания на дне моря при $z = H(x, y)$, $w = 0$, принимая также $\Pi = 0$, получим

$$\frac{d\xi}{dt} = \bar{V} \operatorname{div} \vec{V} H - \int_0^H \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} dz \quad (3.7.4)$$

где $\bar{V}$ – средняя по вертикали скорость течения, $\vec{V}H$ имеет смысл полного потока.

Первое слагаемое в правой части уравнения (3) имеет смысл скорости «динамического» изменения уровня, а второе слагаемое характеризует скорость стерического изменения уровня моря (Фукс, Здоровеннова, 2001)

Таким образом, скорость изменения стерического уровня океана можно получить по следующей формуле:

$$\frac{d\xi_c}{dt} = - \int_0^H \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} dz. \quad (3.7.5)$$

В работах Номицу и Окамото (1926) и Галеркина Л.И. (1961) при анализе сезонных колебаний уровня был сделан вывод, что главной их причиной у Японских островов являются стерические эффекты. По оценкам этой работы, около 80% сезонных отклонений уровня от ординара обусловлены изменениями плотности воды. La Fonde (1939), изучая сезонные колебания уровня у калифорнийского побережья Тихого океана, пришел к выводу, что сезонные колебания уровня целиком обусловлены изменениями температуры и солености вод. Многие исследователи считают, что стерический эффект в изменчивости уровня является одним из основных в прогнозируемом увеличении уровня Мирового океана («Океан наступает». 1989).

До появления спутниковой альтиметрии изучение вклада стерических колебаний в уровень открытого океана носило эпизодический характер. С развитием альтиметрических методов и доступностью регулярных наблюдений за уровнем наступил новый этап, который определил направление исследования изменчивости уровня по данным спутниковых наблюдений и позволил оценить вклад стерической составляющей в изменчивость уровня. Обзор такого рода работ по северной части Атлантического и Тихого океанов сделан Д.Л. Волковым (2004).

Kelly and Dong (2004) убедительно показали высокую корреляцию в диапазоне сезонной изменчивости между количеством тепла, поглощаемого в верхнем 400-метровом слое океана, и уровнем океана. Авторы считают, что тем самым уровень океана является индикатором поступающего в океан тепла (рис. 3.7.1). Эта высокая корреляция между этими двумя характеристиками позволяет авторам считать океан системой, хранящей долгосрочную информацию об изменении климата.

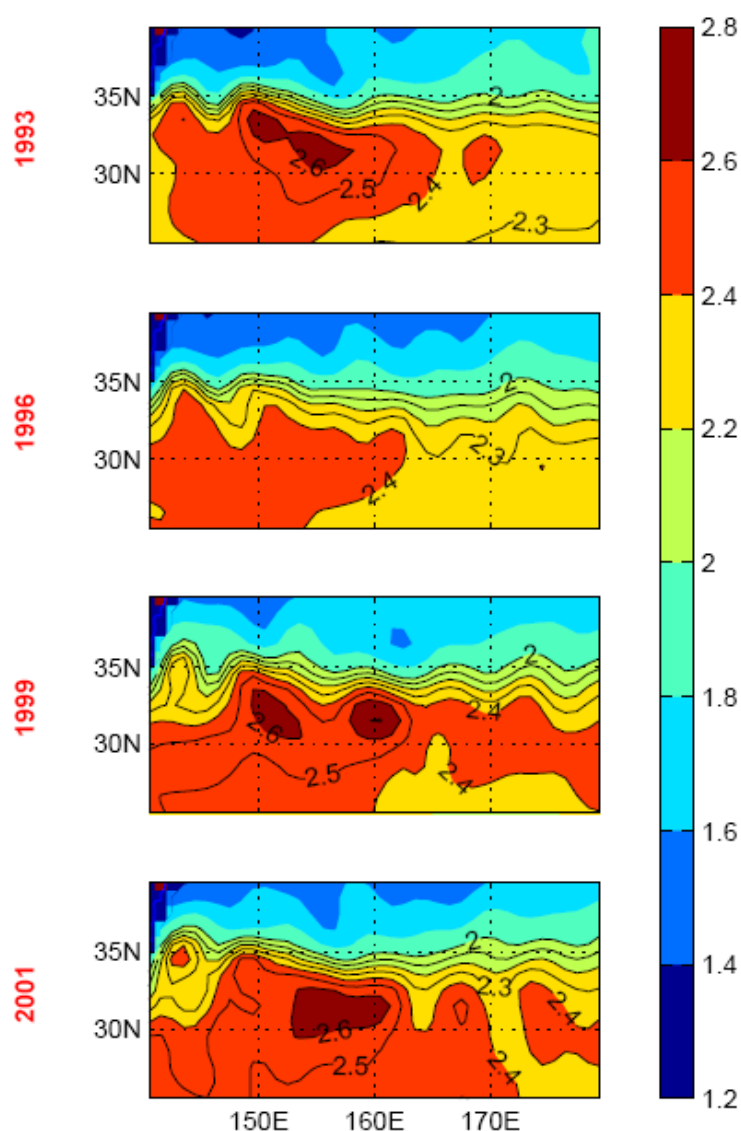


Рис. 3.7.1. Уровень океана SSH (в метрах), осредненный за различные годы в Северной части Тихого океана (район Кюросио) по данным спутника Топех/Poseidon (Kelly and Dong, 2004).

Исследованиям зависимости синоптических и сезонных колебаний уровня от изменений температуры и солености в средних широтах Тихого океана посвящена работа White и Tai (1995). Stammer (1997) обнаружил тесную связь между наблюдаемым сезонным ходом в значениях уровня (SSH), полученных со спутника Топех/Poseidon, со стерическими аномалиями, рассчитанными для оценки поверхностных потоки плавучести в European Centre for Medium-range Weather Forecast. В работе Gilson et al. (1998)

сравниваются альтиметрические значения уровня в Северной части Тихого океана со стерическими значениями уровня, рассчитанными при помощи батитермографов (XBTs), и показывается, что изменчивость этих двух характеристик очень схожа, в особенности на длинах волн, больших 500 км.

Frederic Vivier, Kathryn A. Kelly и др. (2004), исследуя сезонные изменения температуры и силы ветра, определяющие колебания стерического уровня, используя данные спутника Topex/Poseidon за 1993-1998 гг., приводят карту распределения стерического уровня для Тихого океана (рис.2). По этой карте можно судить, что наибольших значений (50-70 мм) стерический уровень достигает в средних широтах: 20-45° с.ш. в динамически активных районах, локализуясь в областях продолжения Куроисио и Северо-Тихоокеанского течения, а также Калифорнийского и Аляскинского течения. Интересно, что в холодных водах Ойясио и Камчатского течения значения стерического уровня невелики (10-20 мм). К сожалению, данные спутника ограничены для северных широт. Авторы указывают, что в сезонной изменчивости уровня вклад стерической компоненты является доминирующим в субполярных вихрях и восточных субтропических вихрях Тихого океана.

В работе Chen et al. (2002) приводится карта изменения стерического уровня (рис. 3). Эта карта, в отличие от рис.2, характеризуется менее детальной локализацией экстремумов. Остановимся на анализе ее для Северной части Тихого океана.

Области наибольших значений стерического уровня (до 80 мм) характерны для Северо-западной его части, в области продолжения Куроисио, в Восточно-Китайском и Японском морях. Интересно, что здесь не только отсутствуют максимумы в зонах субполярных вихрей и восточных субтропических вихрей Тихого океана, но даже в зонах Калифорнийского и Аляскинского течения стерический уровень минимален (до -80 мм).

Volkov D.L. and H.M. van Aken (2003, 2004) убедительно показали, что сезонные аномалии уровня (SLA) в Северной части Тихого океана вызваны

главным образом стерическим откликом на сезонные изменения притоков тепла и адвекции. Для визуализации сезонных изменений уровня данные SLA были осреднены по календарным сезонам: зима, весна, лето, осень для всех доступных лет. Из рисунка 4 видно, что максимальные осенью и минимальные весной значения сезонного уровня моря действительно связаны главным образом с вертикальным тепловым расширением или сжатием слоев воды.

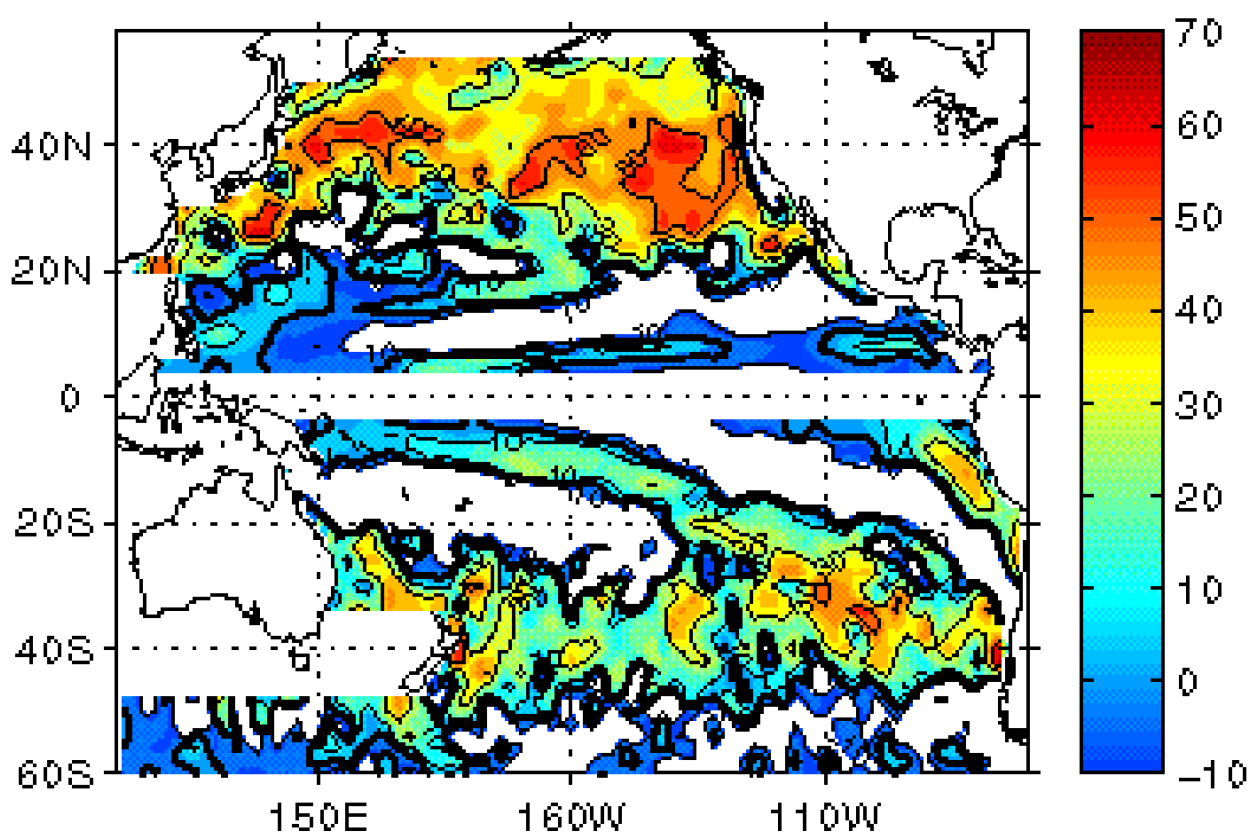


Рис. 3.7.2. Стерические колебания уровня Тихого океана (мм), рассчитанный по данным спутника Topex/Poseidon (1992-1998 гг.) (Vivier et al., 2004)

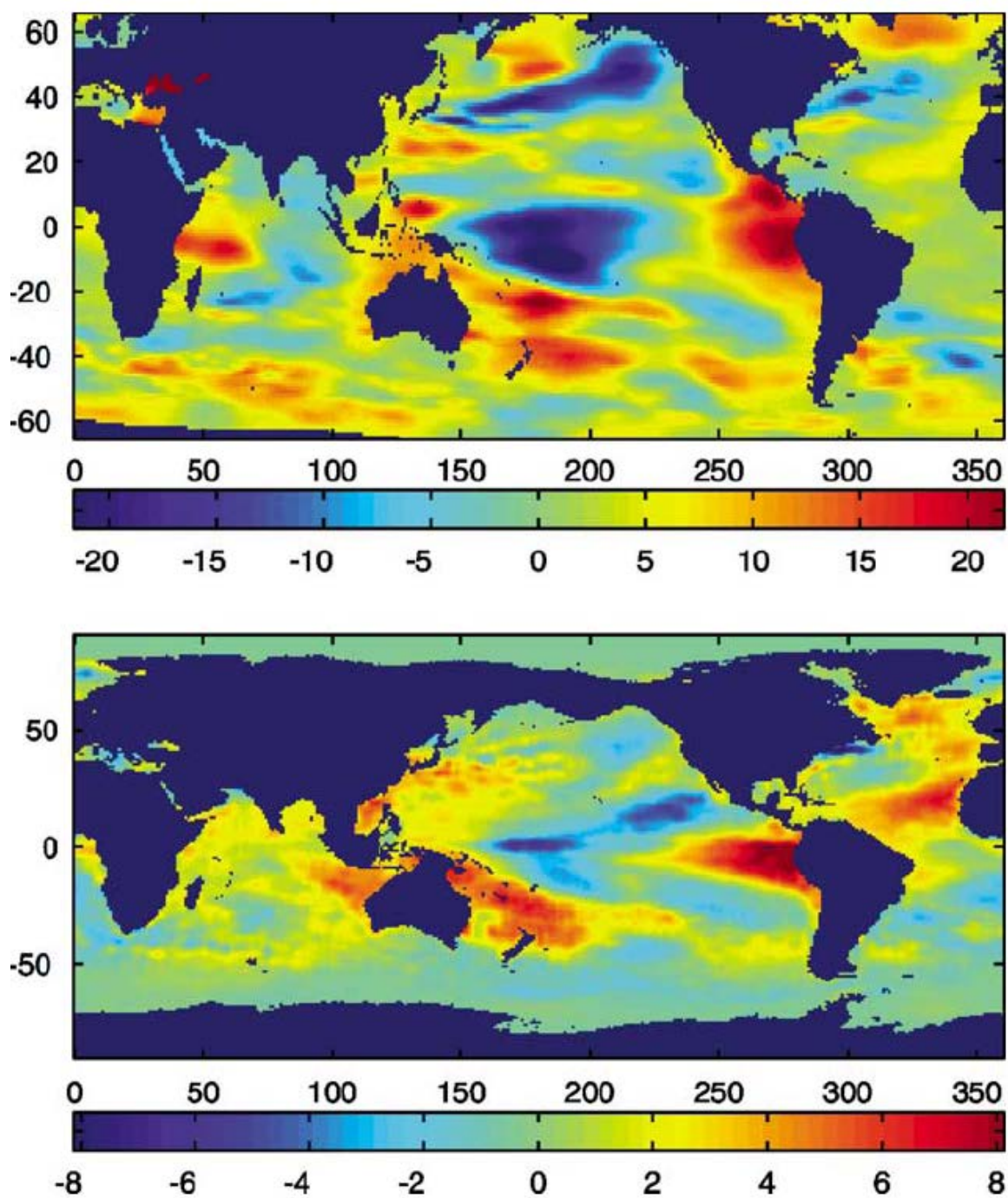


Рис. 3.7.3. Глобальное изменение уровня поверхности океана (мм в год) по наблюдения со спутника Торек/Poseidon за 1993-1998 гг. и стерические изменения уровня (Chen et al., 2002).

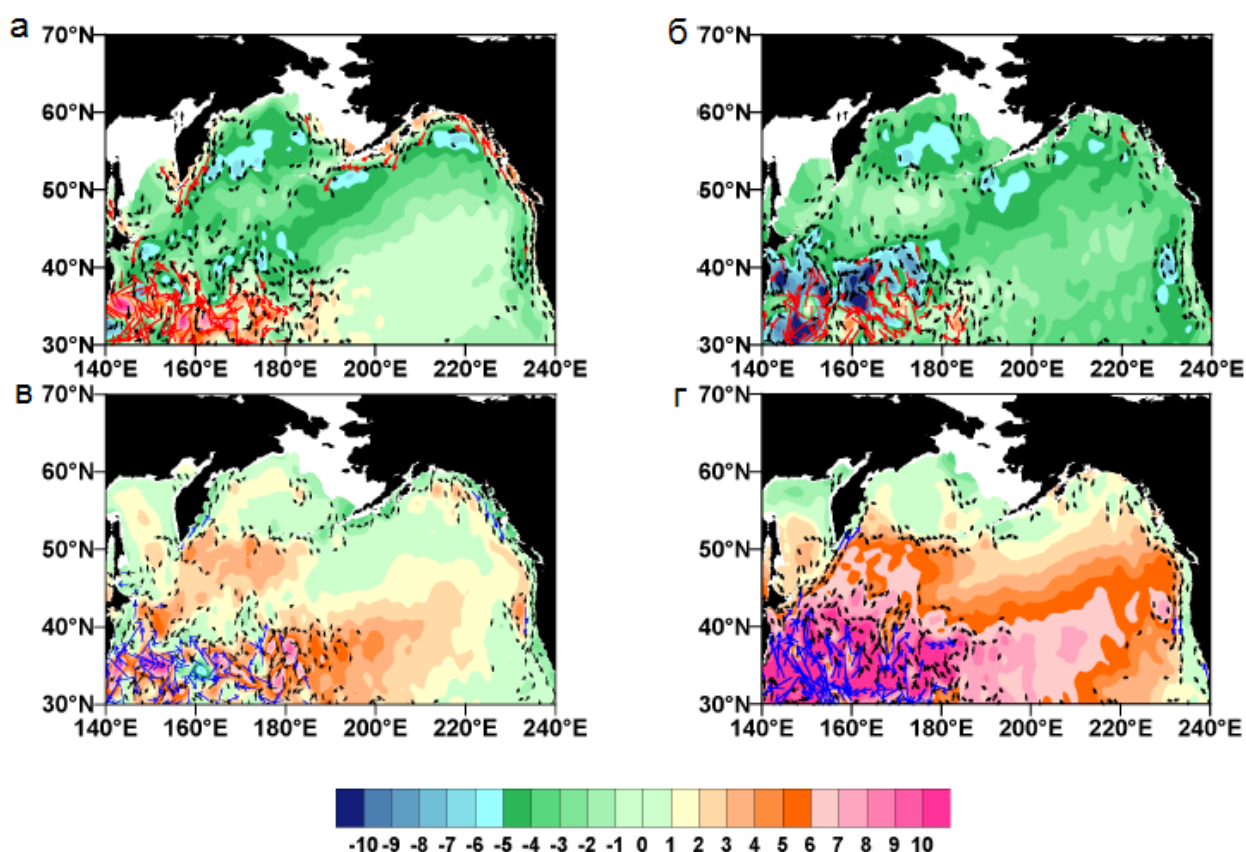


Рис. 3.7.4. Среднесезонные значения уровня SLA (см) в Северной части Тихого океана для зимы – а, весны – б, лета – в, осени – г. Стрелками отмечены геострофические аномалии уровня более 1 см/с. Значения скоростей, превышающих 3 см/с. отмечены красным цветом (Volkov and Aken, 2004).

Сезонное изменение уровня SLA значительно влияет и на сезонное изменение геострофической поверхностной циркуляции. На рис. 3.7.4 дана также оценка аномалий геострофических скоростей. Самые сильные сезонные изменения геострофических скоростей наблюдаются для продолжения Кurocuro и Северо-Тихоокеанского течения, а также в Калифорнийском, Аляскинском, Камчатском и Курильском течениях. Хотя сезонные изменения в положении западных граничных течений основаны на меандрировании и динамике вихрей, сезонная изменчивость в продолжении Кurocuro характеризуется меридиональными смещениями субарктического фронта и фронтальных струй. Основываясь на сезонных аномалиях геострофических скоростей, можно

сказать, что ядро продолжения Кuroсио движется на север от его южных позиций весной и достигает самых северных позиций осенью.

Существенная сезонная изменчивость отмечается также в в Калифорнийском, Аляскинском, Камчатском и Курильском течениях. Как видно из уклонов морской поверхности и аномалий геострофических скоростей, Калифорнийское течение усиливается осенью и уменьшается весной. Аляскинское, Камчатское и Курильское течения усилены зимой и ослаблены летом.

На рис. 3.7.5 показаны амплитуда и фаза сезонного изменения уровня SLA, аппроксимированного гармонической функцией с частотой, соответствующей годовому циклу. Амплитуда и фаза оценивались методом наименьших квадратов. Как и следовало ожидать, распределение амплитуд определялось особенностями циркуляции океана: максимальные амплитуды (более 5 см) наблюдались вдоль продолжения Кuroсио и Северо-Тихоокеанского течения. Фаза сезонных изменений уровня представлена как месяц наступления годового максимума. Фазы распределены главным образом зонально, ежегодный максимум наступает, как правило, в октябре в южном секторе, ассоциируемым с северной частью субтропического круговорота (к югу от 45° с.ш.), и в сентябре в субполярных областях (Аляскинский круговорот и Северо-западный круговорот).

На рис. 3.7.6 представлено распределение вклада сезонной изменчивости в колебаниях уровня, из которого следует, что сезонная изменчивость объясняет менее 30% всей изменчивости в динамически активных районах главных течений, где основной вклад дают синоптические процессы. В то время как в субполярных областях вклад значительно выше, иногда превышая 50%, в умеренных широтах Северной части Тихого океана вклад составляет 40-50%. Низкий процент изменчивости этого типа характерен для Берингова моря (20-30%).

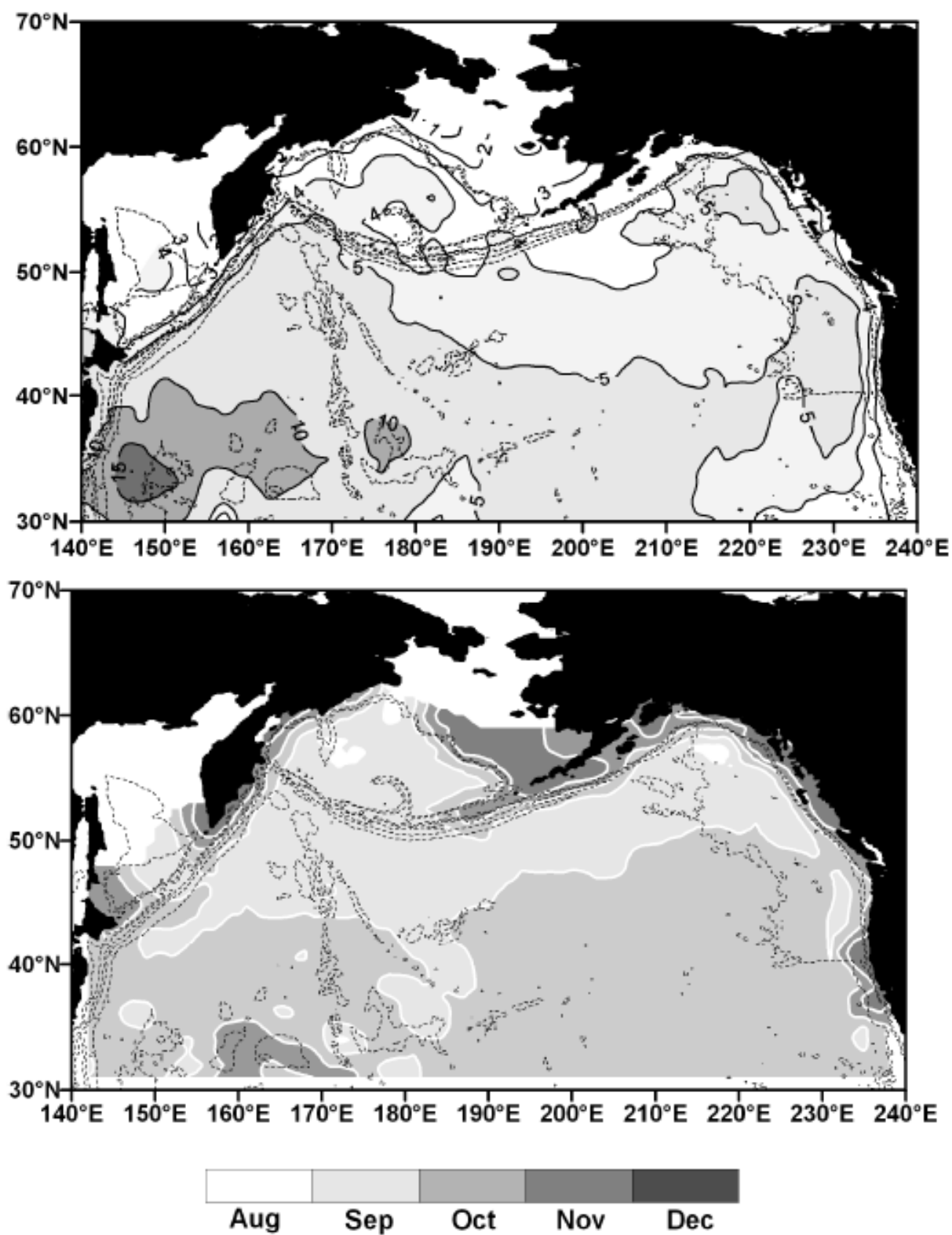


Рис. 3.7.5. Амплитуды (см) –верху и фазы (месяц наступления годового максимума) –внизу среднесезонных значений уровня в Северной части Тихого океана. Пунктиром отмечена топография дна каждые 1000 м (Volkov, 2004).

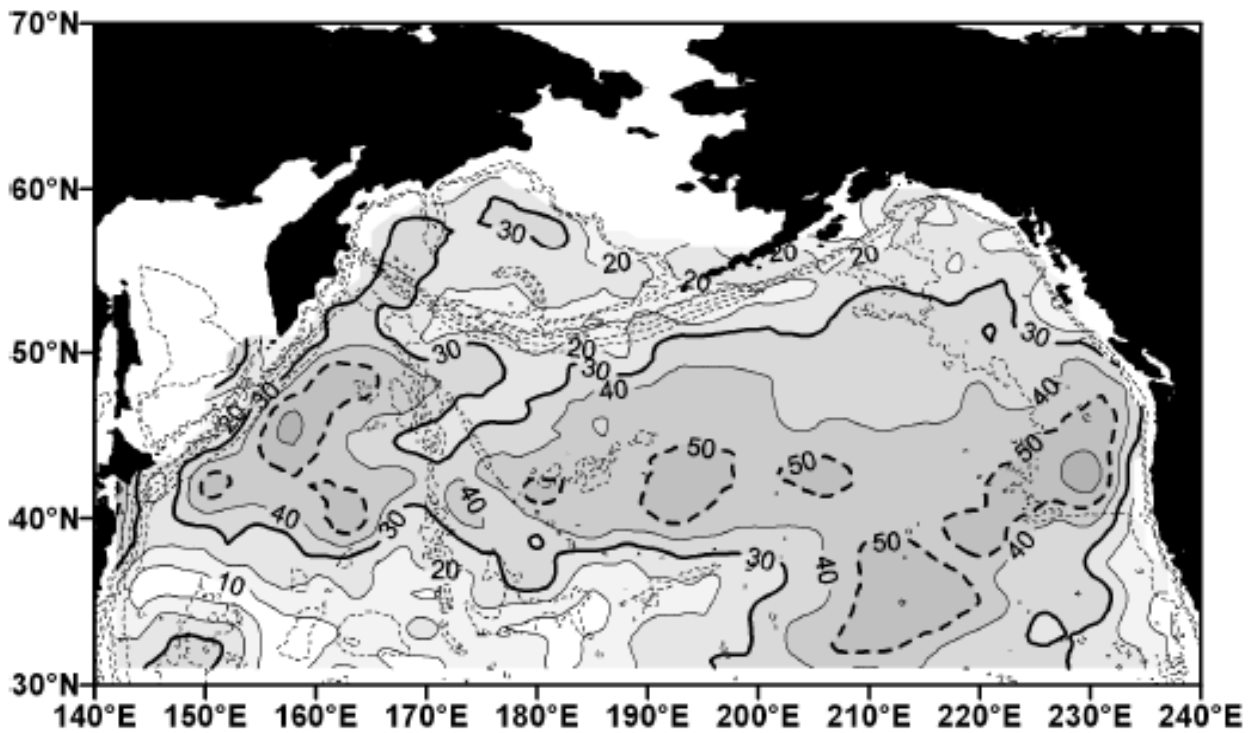


Рис. 3.7.6. Вклад (в процентах) сезонной изменчивости уровня в общую изменчивость в Северной части Тихого океана. Пунктиром отмечена топография дна каждые 1000 м (Volkov, 2004).

Нами были получены оценки стерических колебаний уровня для Курильского района по другой методике. На основе гидродинамических уравнений по формуле (3.7.5) можно рассчитать скорость изменения стерического уровня для любой акватории Мирового океана и далее перейти к оценке значений самого стерического уровня. Нам представляется, что предложенный метод предпочтительнее, так как не требует большого числа допущений, которые трудно проверить, и является простым в реализации. Расчеты проводились для Курильского района СЗТО.

В предположении, что $\frac{d\rho}{dt} \neq 0$ в верхнем слое океана глубиной h , ниже которой плотность воды постоянна, уравнение (5) примет вид (Фукс, 2003):

$$\frac{d\xi_c}{dt} = -\frac{h}{\rho} \frac{d\rho}{dt}. \quad (3.7.6)$$

Если адвекция невелика, то $\frac{d\rho}{dt} \approx \frac{\partial\rho}{\partial t}$ и $\xi_c = \xi_{oc} - h \ln \rho$.

Нами были рассчитаны по формуле (3.7.5) скорости изменения стерического уровня и сам уровень для Курильского района Северо-западной части Тихого океана. Использовался массив GDEM (Generalized Digital Environmental Model) о температуре, солености и скорости звука на стандартных горизонтах в узлах регулярной сетки, представляющие собой набор осредненных по месяцам всех доступных материалов наблюдений, содержащиеся в базе данных MOODS (Master Oceanographic Observation Data Set) ВМФ США за весь исторический период наблюдений. Было выбрано 24 точки океанской части области лежащей между 42° и 50 ° с.ш., и между 140° и 161° в.д. Дискретность по широте составила 2°, по долготе – 3° (рис. 3.7.7).

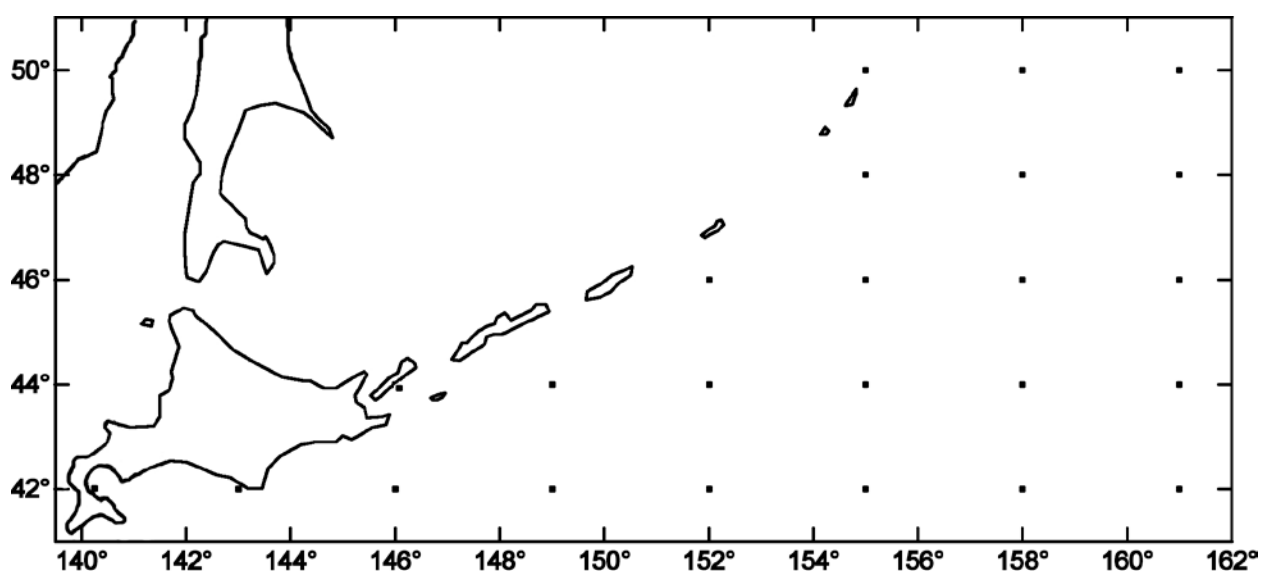


Рис. 3.7.7. Расположение точек для расчета скорости изменения стерического уровня.

Расчеты скорости изменения уровня (см. формулу (3.7.5)) проводились следующим образом:

$$\frac{\Delta \xi_{\bar{n}}}{\Delta t} = - \sum_{i=1}^5 \frac{1}{\rho} \frac{\Delta \rho_i}{\Delta t} \Delta z_i, \quad (3.7.7)$$

где 5 – число слоев, $\frac{\Delta \xi_{\bar{n}}}{\Delta t}$ – изменения уровня за месяц, $\frac{\Delta \rho_i}{\Delta t}$ – изменение плотности за месяц, Δz_i – разница между стандартными глубинами 10, 100, 200, 250, 500 м. Плотность рассчитывалась по уравнению состояния UNESCO 1983

(EOS-80) (Fofonoff, P. and R. C. Millard Jr.,1983). Таким образом, при наличии данных по температуре и солености предложенный алгоритм позволяет рассчитать стерический уровень для любой акватории.

Значения стерического уровня для каждого месяца находились как отклонения стерического уровня от средних значений стерического уровня. Как видим на рис. 3.7.8, эти значения для Северо-западной части Тихого океана невелики, диапазон изменчивости от -3 до 3 см. По величинам это хорошо согласуется с рис. 3.7.2 и 3.7.3, где расчеты стерического уровня представлены для Мирового океана.

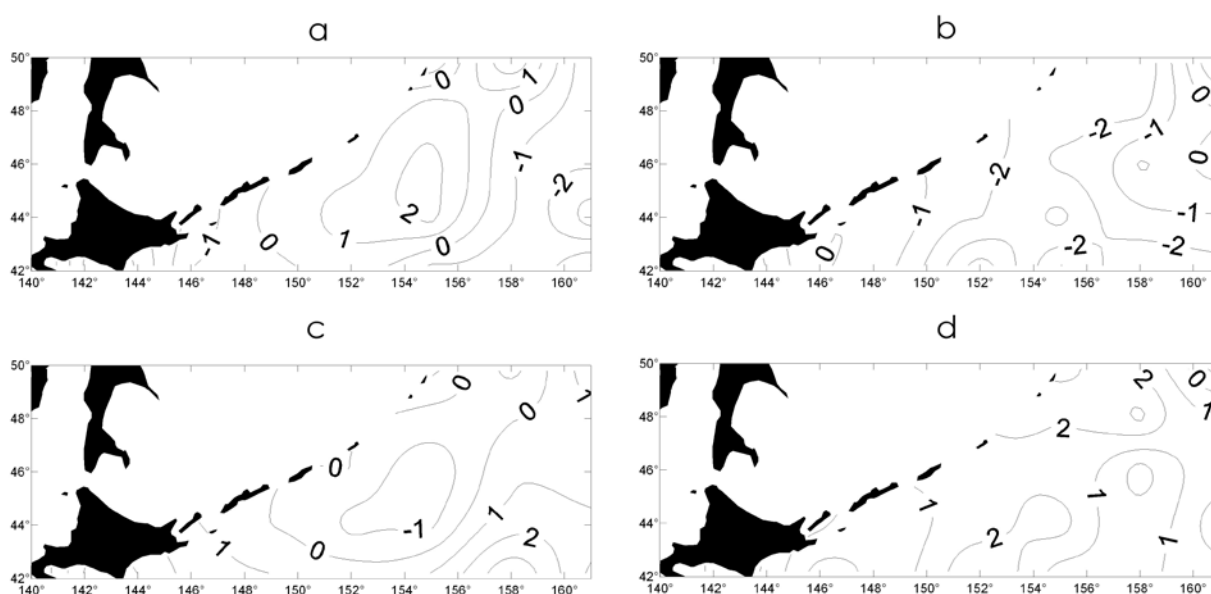


Рис. 3.7.8. Значения стерического уровня в Курильском районе Северо-западной части Тихого океана для февраля (а), мая (b), августа (с) и ноября (d).

Как показано на рис. 3.7.8, стерические колебания уровня минимальны поздней зимой и весной, наибольшие же значения наблюдаются поздним летом и осенью, что вполне согласуется с термическим расширением/сжатием воды в результате сезонного хода температуры.

В связи с возможностью в последнее время использования оперативной спутниковой ИК-информации, возникает вопрос, насколько изменчивость стерического уровня определяется изменчивостью температуры на поверхности воды.

Нами было проведено исследование связи температуры поверхности воды (данные о которой были взяты из того же массива MOODS) с рассчитанным стерическим уровнем. В каждом пункте акватории для значений вышеуказанных характеристик были найдены коэффициенты парной и взаимной корреляции. Полученные результаты показывают, что во всех пунктах наблюдается тесная связь между этими характеристиками, высокие коэффициенты взаимной корреляции достигаются на различных сдвигах. В то время как коэффициенты парной корреляции невелики (0,2–0,4), коэффициенты взаимной корреляции достигают значений 0,95 на сдвигах 1–4 месяца. Коэффициенты взаимной корреляции 0,8–0,95 свидетельствуют о том, что температура поверхности воды является хорошим предиктором для прогноза стерического уровня, что открывает широкие перспективы использования ИК-информации для подобных прогнозов.

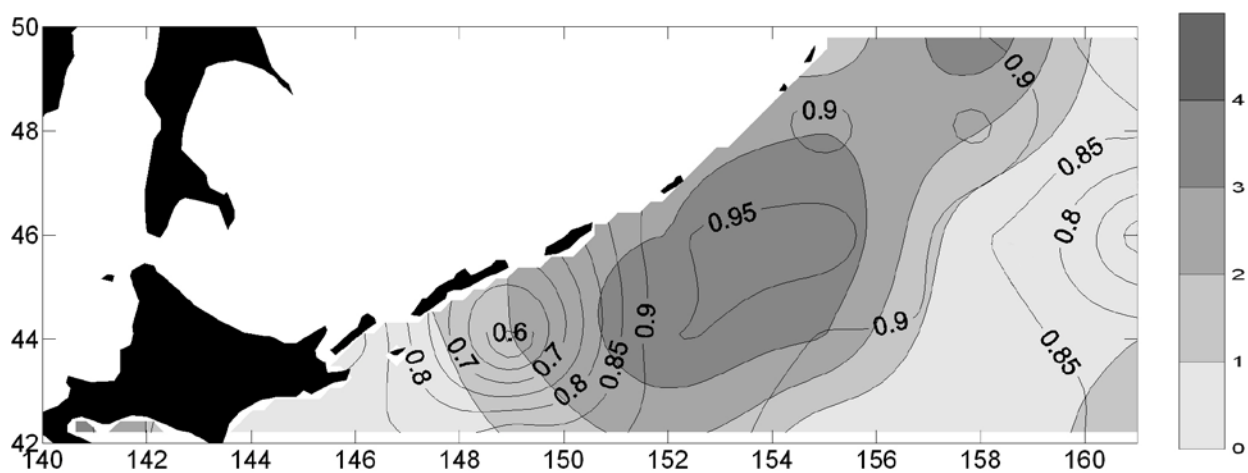


Рис. 3.7.9. Коэффициенты взаимной корреляции и сдвиг (месяцы показаны цветом) в Курильском районе Северо-западной части Тихого океана.

Обратим внимание, что максимальные значения коэффициентов взаимной корреляции соответствуют сдвигам 3-4 месяца. Это означает, что в отдельных пунктах прогноз значений стерического уровня может быть дан с заблаговременностью 3-4 месяца.

На рис. 3.7.10 представлены изменения амплитуд стерического уровня в Северо-западной части Тихого океана. Как и следовало ожидать, максимальные

значения амплитуд достигаются в области Северо-восточной ветви Кuroсио, а минимальные – в стрекне холодного течения Ойясио; в проливах, через который происходит водообмен с водами Охотского моря, в котором стерический уровень значительно выше, величины изменчивости амплитуд также высокие.

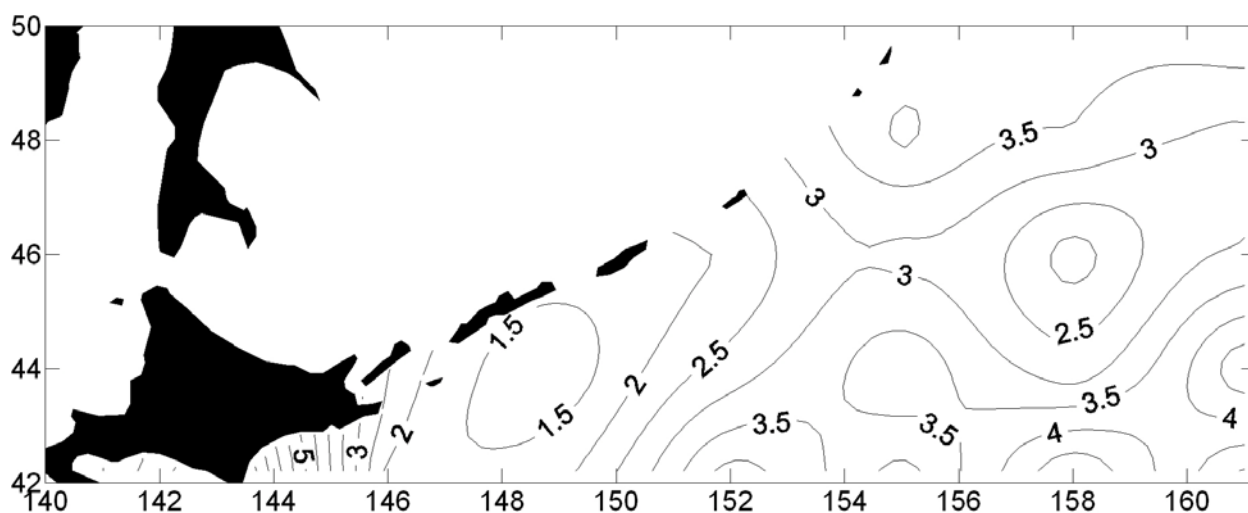


Рис. 10. Изменения амплитуды стерического уровня (см) в Курильском районе Северо-западной части Тихого океана.

Таким образом, проведенное исследование приводит к следующим выводам:

- 1) Сделанный обзор существующих методик и результатов расчета стерического уровня океана показывает, что для одного и того же региона значения стерического уровня могут существенно различаться. Для Курильского района Северо-западной части Тихого океана изменчивость стерического уровня невелика: 2 – 6 см.
- 2) Максимальные значения стерического уровня достигаются в Японском море (до 11 см), при направлении роста с юга на север, увеличение фазового сдвига в океане происходит в направлении от восточной границы области к японскому архипелагу. В открытом океане значительно меньше (4-8 см).
- 3) Для Курильского района северо-западной части Тихого океана значения стерического уровня невелики, наибольшие значения достигаются осенью (3 см), наименьшие – поздней весной (-3 см).

- 4) Коэффициенты взаимной корреляции показывают выраженную связь между стерическим уровнем и температурой воды на поверхности океана, причем максимальные значения коэффициентов достигаются на сдвигах от 1 до 4 месяцев.
- 5) Температура поверхности воды является хорошим предиктором для прогноза стерических колебаний уровня.
- 6) При оперативном прогнозе стерического уровня по ИК-съемкам температуры поверхности воды следует учитывать запаздывание (сдвиг) стерического уровня относительно температуры поверхности воды.

3.8. Механизм и интерпретация годовых и полугодовых колебаний уровня моря

Уровень океана в интересующих нас пространственно-временных масштабах можно описать с достаточным приближением, используя уравнение гидростатики:

$$\frac{\partial P}{\partial z} = g\rho, \quad (3.8.1)$$

где P – гидродинамическое давление, ρ – плотность воды, g – ускорение силы тяжести.

Интегрируя (3.8.1) от возмущенной поверхности моря $z = -\zeta$ до дна $z = H$ и принимая, что при $z = -\zeta$ $P = P_a$ (атмосферное давление), $\zeta \geq z \geq 0$, $\rho = \bar{\rho} - \text{const}$, найдём P_H давление на дне моря и ζ – возвышение уровня:

$$P_H = P_a + g\bar{\rho}\zeta + g \int_0^H \rho dz \quad (3.8.2)$$

и

$$\zeta = -\frac{P_a}{g\bar{\rho}} - g \int_0^H \rho dz - \frac{P_H}{g\bar{\rho}} = \zeta_c + \zeta_\rho + \zeta_u. \quad (3.8.3)$$

Из последнего уравнения следует, что уровень океана в статическом приближении имеет три составляющие:

- $\zeta_c = -\frac{P_a}{g\bar{\rho}}$, составляющую, определяемую «законом обратного барометра», т.е. зависящую от атмосферного давления;
- $\zeta_\rho = -g \int_0^H \rho dz$ – стериическую составляющую, определяемую интегральными изменениями плотности (температуры и солености) воды в столбе жидкости;

- $\zeta_u = -\frac{P_H}{g\rho}$ - динамическую составляющую, определяемую наклонами уровня, связанными с движением воды под действием анемобарических и приливных сил.

Для интерпретации механизмов, управляющих колебаниями уровня моря, целесообразно закон сохранения массы (уравнение неразрывности) представить в следующем виде:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \Pi - \text{div} \vec{V} H, \quad (3.8.4)$$

Здесь H – глубина моря, $\vec{V}$ - средний по глубине вектор горизонтальной скорости течения, Π – пресный баланс, для которого $\Pi = (O - I) + C$, где O – осадки, I – испарение, C – материковый сток.

Пренебрегая для процессов сезонного масштаба силой инерции по сравнению с силой Кориолиса, в линейном, бездиссипативном приближении теории мелкой воды выражения для составляющих скорости течения можно представить в следующем виде:

$$U = \frac{1}{f} \left(g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_a}{\partial y} + \frac{\tau_y}{\rho h} + F_x \right) \quad (3.8.5)$$

$$V = \frac{1}{f} \left(g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_a}{\partial x} + \frac{\tau_x}{\rho h} + F_y \right),$$

где f - параметр Кориолиса, g – ускорение силы тяжести, ρ - плотность воды, P_a – атмосферное давление, τ_x , τ_y – составляющие тангенциального напряжения ветра, h – экмановская глубина, F_x , F_y – составляющие долгопериодных приливообразующих сил.

Первые слагаемые в скобках правой части уравнений описывают градиентные течения, вторые – бароградиентные, третьи слагаемые – чисто дрейфовые течения.

Используя (3.8.5) и считая приливообразующие силы имеющими потенциал, дивергенцию полного потока можно выразить в приближении «β-плоскости» в следующем виде:

$$\begin{aligned} \operatorname{div}(\vec{V}H) = & \frac{H}{f\rho h} \operatorname{rot} \vec{\tau} + \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{H}{f} \right) \left[g \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_a}{\partial y} + \frac{\tau_y}{\rho h} + F_y \right] - \\ & - \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{H}{f} \right) \left[g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial P_a}{\partial x} + \frac{\tau_x}{\rho h} + F_x \right] = \frac{H}{f\rho h} \operatorname{rot} \vec{\tau} + U \frac{\partial H}{\partial x} + V \left(\frac{\partial H}{\partial y} - \frac{\beta}{f} H \right). \end{aligned} \quad (3.8.6)$$

Если в первом приближении считать $O(H) = O(h)$, $O\left(\frac{\partial H}{\partial x}\right) = 0$, $O(V) = 0$, то $O(\operatorname{div} V H) = \frac{1}{\omega \rho} \operatorname{rot} \vec{\tau}$, т.е. и уравнение (2.34) будет иметь вид:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = \Pi - \frac{1}{\omega \rho} \operatorname{rot} \tau. \quad (3.8.7)$$

Если далее полагать все функции, входящие в уравнение (3.8.7), пропорциональными $e^{i\sigma t}$, где σ – циклическая частота годовых колебаний, то выражение для амплитуды этих функций будет также описываться формулой (3.8.7).

Рассмотрим особенности фаз сезонного хода уровня со стороны статического действия «обратного барометра». В северной части Тихого океана, особенно над акваториями, прилегающих к материкам, преобладает континентальный тип годового хода атмосферного давления с максимумом зимой (январь-февраль) и минимумом летом (в июле), т.е. обратный годовому ходу температуры воздуха. Соответственно, временной ход статического уровня океана совпадает с годовым ходом температуры воздуха.

В умеренных широтах северной части Тихого океана от 40°с.ш. до 62°с.ш восточнее 160°в.д. из-за циклонической деятельности выражен

океанический тип годового хода атмосферного давления с очень низким давлением воздуха зимой (декабрь, январь) и с максимумом в летний период. Можно предполагать, что колебания уровня рассматриваемых пространственно-временных масштабов не только и не столько связаны со статическими эффектами атмосферного давления и радиационным балансом, сколько с динамическими процессами, в том числе с низкочастотными градиентно-вихревыми волнами, возбуждаемыми в океане тангенциальным напряжением ветра и градиентами атмосферного давления (Гидрология Тихого океана, 1968; Тихий океан, 1982). Об этом также свидетельствуют выраженные годовые и полугодовые колебания в поле течений и температуры воды, отмечаемые многими авторами в Северо-западной части Тихого океана (Максимов, Саруханян, Смирнов, 1970).

Как было показано в предыдущем разделе, в сезонных вариациях уровня доминируют две составляющие – годового и полугодового периодов. Амплитуды годовой гармоник по всей рассматриваемой акватории изменяются в пределах от 5 до 18 см. Минимальная амплитуда зафиксирована на станции в Южно-Курильске, максимальная – на охотоморском побережье острова Хоккайдо. На тихоокеанском побережье Японских островов амплитуда годовых вариаций имеет тенденцию к повышению с севера на юг от 8-10 см до 13-14 см. Максимум годовой гармоник сначала фиксируется в районе Курильских островов (январь–февраль), а затем в южном направлении вдоль тихоокеанского побережья Японских островов, достигая в апреле побережья островов Сикоку и Кюсю (Гидрология Тихого океана, 1968; Тихий океан, 1982).

В предыдущих параграфах было показано, что в сезонной изменчивости уровня СЗТО доминируют годовая и полугодовая составляющие. Было высказано предположение, что значительный вклад в эту изменчивость вносят градиентно-вихревые волны, механизм возникновения которых связан с изменчивостью тангенциального напряжения ветра и градиентов атмосферного давления. Некоторые исследователи годового хода атмосферного давления

иногда интерпретируют, как волновой процесс в терминах описания приливных волн. В работе Карклина и Гасюкова (1969) гармоническим анализом в узловых 1138 пунктах координатной сетки (5° по широте и 10° по долготе) рассчитаны амплитуды и начальные фазы годовой волны и дано описание их пространственного распределения. Выделено 17 сопряженных амфидромических систем, центры которых оказались вблизи от областей минимальных амплитуд годовой волны. В целом годовой ход атмосферного давления рассматривается как сложное соотношение поступательных и стоячих волн, обусловленных особенностями годового цикла солнечной радиации и переносом воздушных масс.

В сезонном ходе атмосферного давления наряду с годовой гармоникой выделяют обычно и полугодовую. В западном регионе Тихого океана амплитуда полугодовой гармоник составляет 8 гПа, а ее максимальный вклад в сезонную изменчивость в полосе $20\div 50^\circ$ с.ш. достигает 34%. Максимум полугодовой гармоник атмосферного давления наступает обычно в месяцы осеннего равноденствия (Седов, 1990).

Относительно происхождения и механизмов генерации полугодовых гармоник атмосферного давления существуют разные точки зрения.

Приливная гипотеза связывает полугодовые колебания в атмосфере с непосредственным воздействием на нее полугодовой составляющей приливообразующей силы Солнца (Максимов, 1976). Однако другие исследователи (Седов, 1990), сопоставляя характеристики стоячей приливной полугодовой волны (узлы на 35° с.ш. и 35° ю.ш. и пучности на полюсах и экваторе), отмечают их несовпадение с пространственным распределением амплитуд и фаз полугодовой волны атмосферного давления.

Другая гипотеза относится к миграции анемобарических образований. Здесь выделяют эффекты двух видов (Седов, 1990; Романов, 1970):

- миграция пояса высокого давления сначала в одном направлении, а затем в противоположном, приводящая к появлению во временном ходе атмосферного давления двух максимумов и двух минимумов;
- перемещение области высокого давления то со стороны «материкового антициклона», то со стороны «океанического антициклона» в месяцы солнцестояний.

Седов В.Е. (1990) считает, что в субтропических широтах западной части Тихого океана полугодовые колебания атмосферного давления с большими амплитудами и максимумами в апреле и сентябре-октябре объясняются миграциями пояса высокого давления.

Помимо названных механизмов, объясняющих происхождение полугодовых вариаций атмосферного давления, можно предполагать также их зависимость от полугодовых колебаний в океане и взаимодействия этих систем; следует рассматривать также возможность полугодовых колебаний как обертона годовых, возникающего из-за нелинейности адвекции.

При выделении годовых и полугодовых колебаний гармоническим анализом следует различать эффекты формального разложения периодического процесса на гармонические составляющие от физического присутствия таковых в исследуемых процессах.

На рис. 3.8.1 представлено пространственное распределение вклада (в процентах) годовых колебаний в изменчивость уровня моря в Северной части Тихого океана. Наибольшие значения достигаются в субполярной области, а также в восточной части бассейна, в районе Аляскинского круговорота. В Северо-западной части Тихого океана вклад годовых колебаний в изменчивость уровня не превышает 10%.

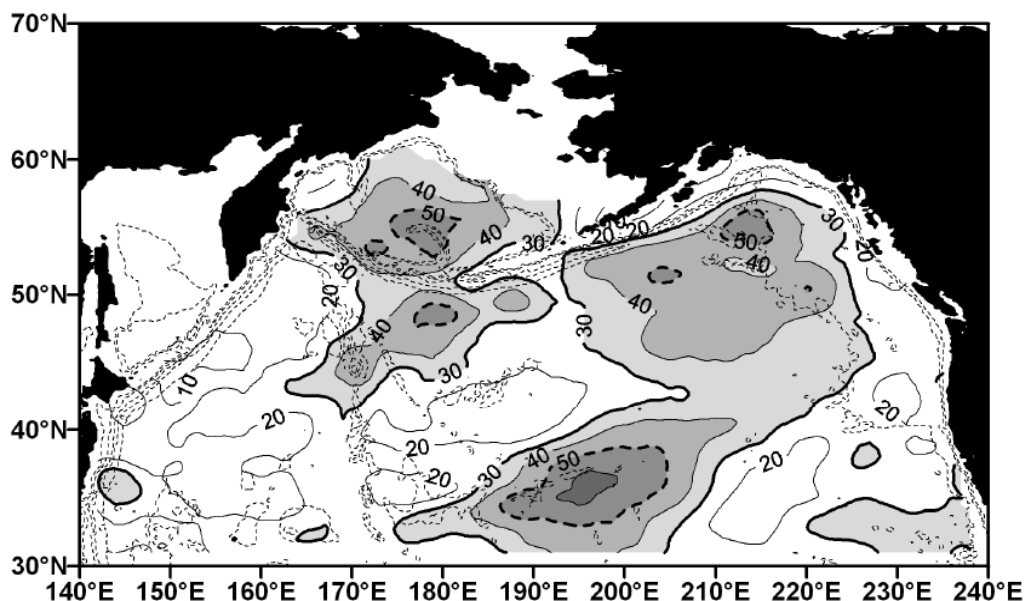


Рис. 3.8.1. Вклад (%) годовых колебаний в изменчивость уровня Северной части Тихого океана. Пунктиром размечен рельеф дна через каждые 1000 м глубины (Volkov, 2004).

На рис. 3.8.2 показаны амплитуда и фаза сезонного изменения уровня, аппроксимированного гармонической функцией с частотой, соответствующей годовому циклу. По методу наименьших квадратов дана оценка амплитуды и фазы изменения уровня, аппроксимированного гармонической функцией с частотой, соответствующей годовому циклу, и показали, что пространственное распределение амплитуд определяется особенностями циркуляции океана: максимальные амплитуды (более 5 см) отмечается вдоль Куроисио и Северо-Тихоокеанского течения. Авторы отмечают, что в Северной части Тихого океана фазы распределены, главным образом, зонально, ежегодный максимум наступает, как правило, в октябре в южном секторе, ассоциируемом с северной частью субтропического круговорота (к югу от 45° с.ш.), и в сентябре в субполярных областях (Аляскинский круговорот и Северо-западный круговорот).

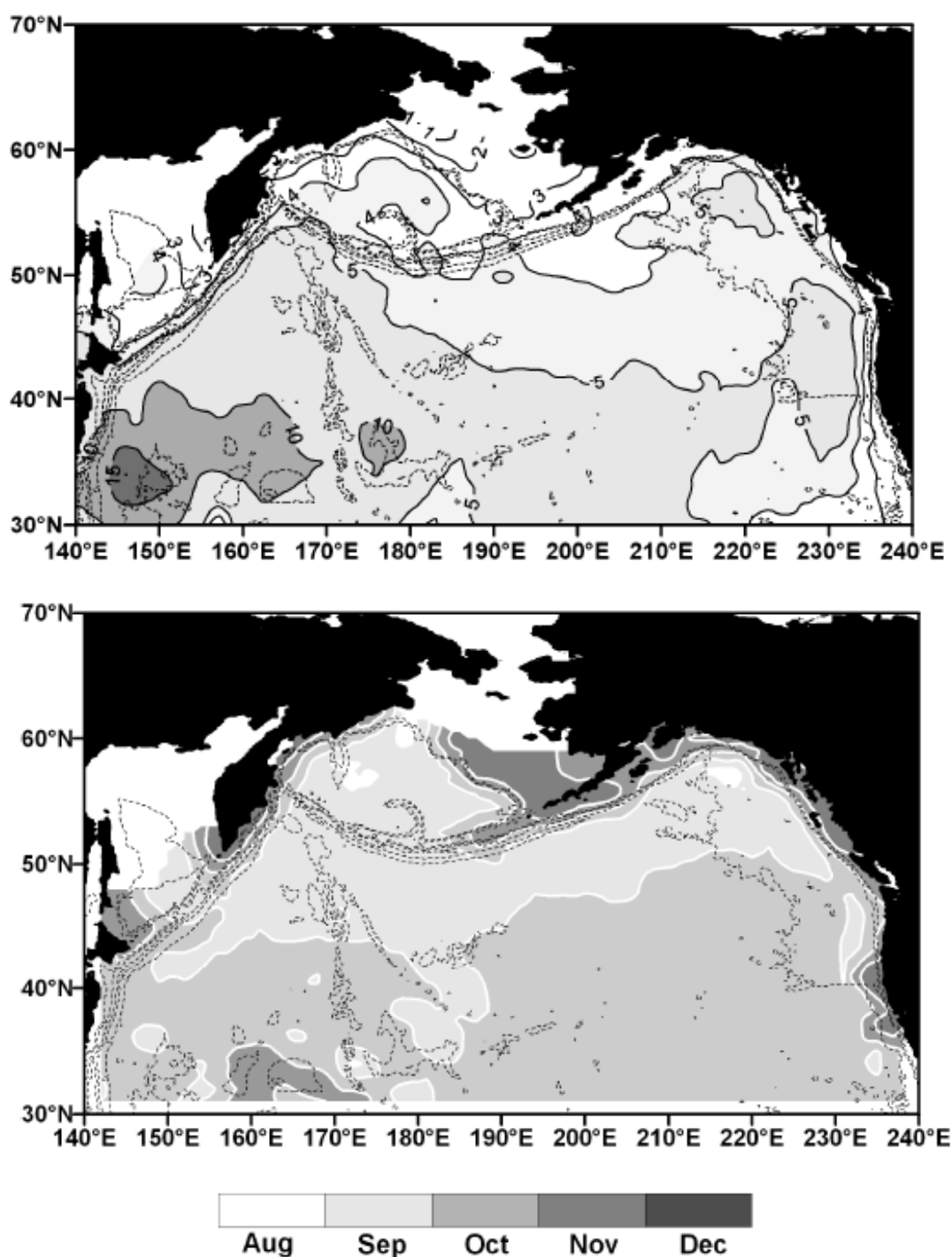


Рис. 3.8.2. Вверху, амплитуды (см); внизу, фазы (месяц наступления годового максимума) значений уровня в Северной части Тихого океана. Пунктиром размечен рельеф дна через каждые 1000 м глубины (Volkov, 2004).

Вклад годовой и полугодовой составляющих в общую изменчивость уровня океана можно оценить с помощью вейвлет-анализа альтиметрических измерений уровня. Рассмотрим это на примере вейвлет-анализа данных для

пункта с координатами 52.89° с.ш., 161.66° в.д., расположенном в стрежне Камчатского течения.

Исходная реализация отклонений уровня состоит из 488 значений с дискретностью 7 суток, диапазон изменчивости исходных значений от -20 до 22 см; в реализации наряду с годовыми выделяются колебания уровня различных масштабов.

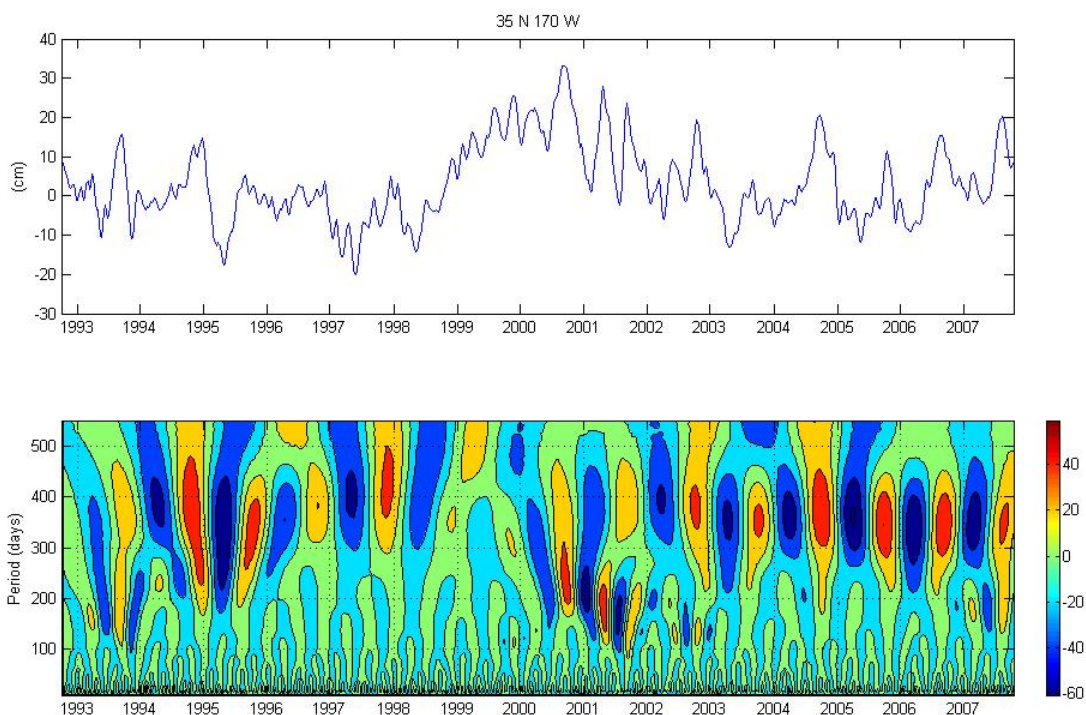


Рис. 3.8.3. Вверху, уровень океана в Курильском районе; внизу, вейвлет-изображение уровня и шкала.

На рис. 3.8.3 с различной степенью интенсивности отмечаются локализованные максимумы энергии для годовых и полугодовых масштабов. 1994-1996 и 2000-2007 гг. отмечаются, как характерные годы, отвечающие за наиболее существенный вклад годовых колебаний в изменчивость уровня, в то время как с 1996 по 2000 гг. вклад их менее значителен. Полугодовые колебания, которые всегда традиционно рассматриваются как существенные в изменчивости уровня океана, вносят вклад гораздо меньший, что отчетливо

видно по интенсивности энергии на рисунке 3.8.3. Наиболее значительны полугодовые колебания в 1993-1994, 2000-2002 и в конце 2007 гг.

Сравнительный вклад годовых и полугодовых колебаний в изменчивость уровня можно оценить также по графикам вейвлет-коэффициентов, построенных для одного из пунктов акватории (рис.3.8.4). Диапазон изменения коэффициентов годовых колебаний от -90 до 90 , в то время как полугодовых он в несколько раз меньше. Интенсивность годовых колебаний существенно меньше в 1995-1999 гг., для полугодовых колебаний неравномерность проявляется гораздо сильнее: в промежутки с 1992 до середины 1994 гг. и в 1997-98 гг. вклад полугодовых колебаний для данной реализации вообще несущественен.

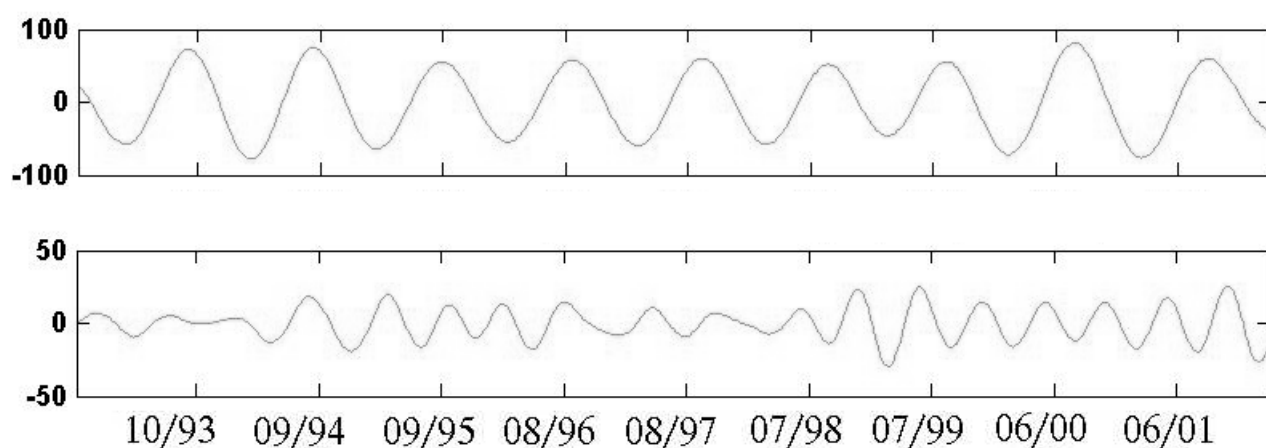


Рис. 3.8.4. Модуляция вклада годовых (вверху) и полугодовых колебаний (внизу) в изменчивость уровня океана.

Амплитуду волны в океане с годовым периодом часто представляют как годовую солнечную составляющую приливообразующей силы (S_a) и оценивают методами гармонического анализа приливов (Гидрология Тихого океана, 1968). Правомерность такого отождествления вызывает определенные сомнения. Вероятно, вариации смещения уровня, вызванные годовой составляющей приливообразующей силы, значительно меньше годовых вариаций метеорологического происхождения. Поэтому гармонический анализ

фактически выделяет амплитуду и фазу годовой гармонике сезонного хода вертикальных смещений уровня. Действительно, характеристики S_a в основном совпадают с вышеописанными характеристиками сезонного хода уровня.

Амплитуда полугодовой гармонике сезонных смещений уровня составляет $2 \div 4$ см с некоторой тенденцией уменьшения амплитуды с севера на юг. Максимальные значения амплитуды приходятся на январь–март и июль–сентябрь. Превышение амплитуды наблюдаемой полугодовой вариации над статическими приливными значениями уровня и сдвиг фаз – аргументы в пользу гипотезы о динамическом происхождении таких изменений или о значительном вкладе неприливной составляющей полугодовых вариаций уровня океана. Об этом же говорят карты распределения значений амплитуды и фазы полугодовых приливных колебаний волны S_{sa} в Тихом океане, отличающегося от представлений о меридиональной стоячей приливной волне с полугодовым периодом, с пучностями на полюсах и экваторе и узловыми линиями на 35° с. и ю.ш. (Гидрология Тихого океана, 1968). Максимум полугодовой гармонике приливообразующей силы в средних и высоких широтах регистрируется в конце декабря и конце июня (начальная фаза полугодовой гармонике 110°), и высота статического полугодового прилива составляет в средних широтах $0,2 \div 0,5$ см.

При анализе сезонной изменчивости уровня Северо-западной части Тихого океана по данным прибрежных мареографных постов России и Японии годовая составляющая выделялась во всех спектрах, а полугодовая – в спектрах для большинства станций.

Т а б л и ц а 1.

Амплитуды (A) и фазы (F) годовой и полугодовой гармоник

Пункт наблюдения	Продолжительность наблюдений, годы	A_1 , см	F_1 , мес	A_2 , см	F_2 , мес
Петропавловск-Камчатский	1937–1992	8,7	4,7	4,0	1,3
Курильск	1949–1989	4,6	1,0	3,3	1,2
Urakawa	1956–1993	11,9	1,7	12,9	1,2
Ayukava	1900–1924	10,0	3,0	2,5	1,6
Mera	1931–1968	7,6	3,0	–	–
Aburatsubo	1900–1939	9,5	3,0	–	–
Shimizuminato	1957–1993	9,7	3,0	–	–
Toba	1950–1993	14,1	3,5	–	–
Kainan	1953–1995	10,2	2,8	–	–
Tosashimizu	1957–1993	12,7	3,7	2,0	3,0
Hosojima	1900–1937	13,8	3,8	1,9	2,5

П р и м е ч а н и е . Нижние индексы 1 и 2 относятся, соответственно, к годовой и полугодовой гармоникам.

Амплитуды (A) годовой гармоник по всей рассматриваемой акватории изменяются в пределах от 5 до 18 см (табл. 1). Минимальная амплитуда, зарегистрированная в Южно-Курильске, составляет 4,6 см, максимальная – на тихоокеанском побережье Японских островов в пункте наблюдения Тоба, она составляет 14,1 см. На тихоокеанском побережье Японских островов амплитуда годовых гармоник имеет тенденцию к повышению с севера на юг от 7,6 до 14,1 см. Максимум годового хода раньше всего наступает в районе Курильских островов (январь–февраль) и далее на юг вдоль тихоокеанского побережья Японских островов он наступает все позже: на побережье островов Сикоку и Кюсю он регистрируется в апреле. Выделяется пункт Urakawa, где полугодовая гармоника превышает годовую, и достигает 13 см.

По результатам нашего анализа, амплитуда полугодовой гармоник составляет 2–4 см с тенденцией к уменьшению с севера на юг. Максимум полугодовой гармоник приходится на январь–март и июль–сентябрь.

При сопоставлении результатов прибрежных мареографных измерений с альтиметрической информацией представляет особый интерес межгодовая изменчивость амплитуд и фаз годовой и полугодовой гармоник. В таблице 3.8.2 представлены расчеты амплитуд A_1 и фаз F_1 , для пунктов наблюдения исследуемой акватории.

Т а б л и ц а 2

Межгодовая изменчивость амплитуды и фазы годовой гармоник

Пункт набл. Год	Aburatsubo		Hosojima	
	A_1 , см	F_1 , мес	A_1 , см	F_1 , мес
1900	8,8	2,9	11,6	2,7
1903	10,3	3,3	12,2	4,6
1906	9,5	3,2	13,2	3,3
1909	9,1	2,5	15,8	3,8
1912	8,0	4,1	14,6	3,2
1915	8,2	3,5	14,6	3,4
1918	8,9	2,6	16,0	3,7
1921	9,7	2,7	15,8	4,1
1924	7,5	3,2	16,6	3,4
1927	8,0	3,1	14,9	3,3
1930	7,4	2,9	12,4	3,6
1933	7,6	2,3	13,4	2,9
1936	9,5	3,0	14,6	2,4
	Shimizuminato		Tosashimizu	
1957	9,5	3,3	8,8	1,7
1960	13,0	3,09	13,3	3,6
1963	9,4	2,2	10,3	3,5
1966	12,3	3,1	15,1	3,3
1969	9,7	3,7	12,2	4,6
1972	9,3	3,0	12,9	3,7
1975	11,7	2,3	15,0	3,5
1978	10,8	3,5	13,0	3,5
1981	11,8	2,8	14,1	3,01
1984	8,4	3,5	13,8	3,6
1987	8,6	3,7	13,1	3,6
1990	7,6	3,4	12,1	3,7

Пункт набл. Год	Toba		Mera		Kurilsk	
	A_1 , см	F_1 , мес	A_1 , см	F_1 , мес	A_1 , см	F_1 , мес
1931	—	—	7,0	2	—	—
1934	—	—	8,0	2,7	—	—
1937	—	—	8,4	3,5	—	—
1940	—	—	8,5	2,3	—	—
1943	—	—	7,8	2,0	—	—
1946	—	—	5,1	0,2	—	—
1949	—	—	9,5	1,9	5,3	0,6
1950	15,5	4,4	—	—	—	—
1952	—	—	10,7	2,0	6,7	1,7
1953	16,3	3,4	—	—	—	—
1955	—	—	5,6	2,5	—	—
1956	13,8	3,4	—	—	—	—
1958	—	—	9,3	3,5	5,2	3,2
1959	17,1	3,4	—	—	—	—
1961	—	—	9,8	3,0	4,2	1,4
1962	12,7	3,7	—	—	—	—
1964	—	—	7,2	2,7	5,7	2,0
1965	13,8	3,8	—	—	—	—
1967	—	—	5,5	1,6	5,8	1,3
1968	11,8	3,5	—	—	—	—
1970	—	—	—	—	7,8	1,4
1971	15,3	3,1	—	—	—	—
1973	—	—	—	—	5,9	0,9
1974	16,2	3,9	—	—	—	—
1976	—	—	—	—	4,8	0,2
1977	12,2	3,6	—	—	—	—
1979	—	—	—	—	4,3	0,1
1980	14,7	3,3	—	—	—	—
1982	—	—	—	—	4,9	1,9
1983	15,8	4,0	—	—	—	—
1986	11,7	3,0	—	—	—	—
1989	13,0	3,2	—	—	—	—
1992	9,4	3,1	—	—	—	—

Как видим, амплитуда годовой гармоник изменяется от года к году на $2 \div 5$ см, а изменения фазы не превышают двух месяцев.

Межгодовая модуляция амплитуды полугодовой гармоник (табл. 3) достигают $2 \div 3$ см, а фазы $1 \div 2$ месяцев. Определенной зависимости в межгодовых изменениях характеристик годовой и полугодовой гармоник не отмечается.

Т а б л и ц а 3.

Межгодовая изменчивость амплитуды и фазы полугодовой гармоника

Пункт набл. Год	Aburatsubo		Hosojima	
	A_2 , см	A_2 , см	A_2 , см	
1900	–	–	–	
1903	–	1,7	1,7	
1906	–	4,5	4,5	
1909	–	4,8	4,8	
1912	–	–	–	
1915	1,8	–	–	
1918	–	–	–	
1921	–	2,3	2,3	
1924	3,0	1,8	1,8	
1927	–	3,2	3,2	
1930	–	–	–	
1933	–	2,9	2,9	
1936	2,8	5,9	5,9	
	Shimizuminato		Tosashimizu	
1957	3,6	2,1	2,6	2,7
1960	3,3	1,8	–	–
1963	2,8	0,1	–	–
1966	3,7	2,8	6,1	2,3
1969	–	–	–	–
1972	–	–	2,5	1,7
1975	–	–	2,8	1,7
1978	–	–	–	–
1981	2,1	1,7	3,4	2,4
1984	–	–	3,6	0,3
1987	–	–	3,1	1,1
1990	3,5	2,6	4,7	3,0

Пункт набл. Год	Тоба		Мера		Курильск	
	A_2 , см	F_2 , мес	A_2 , см	F_2 , мес	A_2 , см	F_2 , мес
1931	—	—	1,7	0,8	—	—
1934	—	—	2,5	1,7	—	—
1937	—	—	1,9	0,4	—	—
1940	—	—	2,7	2,4	—	—
1943	—	—	—	—	—	—
1946	—	—	2,3	1,7	—	—
1949	—	—	—	—	—	—
1950	4,0	0,4	—	—	—	—
1952	—	—	—	—	—	—
1953	—	—	—	—	—	—
1955	—	—	3,3	1,0	—	—
1956	4,7	0,8	—	—	—	—
1958	—	—	—	—	5,2	1,4
1959	—	—	—	—	—	—
1961	—	—	2,7	1,1	9,4	1,8
1962	3,8	0,3	—	—	—	—
1964	—	—	—	—	4,3	1,9
1965	—	—	—	—	—	—
1967	—	—	—	—	4,9	2,1
1968	—	—	—	—	—	—
1970	—	—	—	—	2,7	1,8
1971	5,2	2,0	—	—	—	—
1973	—	—	—	—	—	—
1974	—	—	—	—	—	—
1976	—	—	—	—	4,7	0,5
1977	—	—	—	—	—	—
1979	—	—	—	—	3,7	2,9
1982	—	—	—	—	3,3	0,1
1980	5,0	0,4	—	—	—	—
1983	3,3	0,7	—	—	—	—
1986	3,4	2,8	—	—	—	—
1989	4,5	0,5	—	—	—	—
1992	7,2	1,2	—	—	—	—

Для выяснения структуры колебаний уровня выполнен спектральный анализ альтиметрических временных рядов для полигона из 15 пунктов между 40 и 44° с.ш. и 151 и 160° в.д., в районе северного субарктического фронта. Во всех пунктах доминирующими по амплитудам оказались годовые и полугодовые колебания. Взаимно-спектральный анализ с тестовыми

гармониками показал высокую когерентность этих колебаний. Когерентность годовой гармоника достигала 0,97, полугодовой – 0,7-0,9. Высокую когерентность с гармониками можно трактовать как значительную устойчивость начальных фаз колебаний. Пространственное распределение амплитуд годовых колебаний указывает на их тенденцию к увеличению с севера на юг, соответствующую общей тенденции роста среднеквадратичного отклонения колебаний уровня по мере приближения к течению Курошио. Помимо годовых и полугодовых периодичностей в энергетическом спектре выделяются и меньшие периоды. В частности, большая повторяемость максимумов спектральной плотности соответствует 125÷134; 105; 96÷97; 69÷76; 40÷50 суткам.

Пример спектра колебаний уровней в одном из пунктов представлен на рис. 3.8.5:

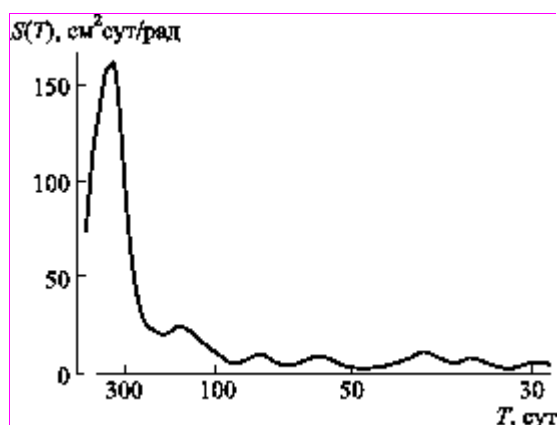


Рис. 3.8.5. Спектр уровня на 41° с.ш. и 152° в.д.

До появления спутниковой альтиметрической информации оставался неясным вклад баротропных и, особенно, бароклинных градиентно-вихревых волн в годовые и полугодовые колебания уровня океана. По данным альтиметрических съемок в Северо-западной части Тихого океана доминирование годовых и полугодовых низкочастотных волн в поле возмущений уровня отмечалось многими авторами (см. обзоры Zang and

Wunsch, 1999; Chelton and Schlax, 1996; Killworth P., et al, 1997; Qiu B et al, 1997; The impact of first mode..., 1998; Atmospheric forcing..., 1998; Koblinsky, et al, 1998).

Пространственное распределение амплитуд годовых колебаний свидетельствует о выраженной тенденции к увеличению их с севера на юг, соответствующей общей тенденции к увеличению среднеквадратического отклонения колебаний уровня по мере приближения к потоку Куроисио (см. рис. 3.8.1), что связано с захватом энергии волновых возмущений потоком Куроисио. Для этой области построены зональные – 10 карт (разрезы для каждого градуса в диапазоне от 35° до 44° с.ш.) и меридиональные – 6 карт (разрезы для каждых 10 градусов в диапазоне от 130° до 180° в.д.) изоплеты уровня. Примеры таких карт приведены на рисунках 3.8.6 и 3.8.7

Анализируя зональные и меридиональные изоплеты, приходим к выводу, что в полосе $35\div 41^{\circ}$ с.ш. в восточной половине полигона явно заметно распространение гребней волновых систем на запад. Характерные длины этих волн достигают $550\div 800$ км, периоды составляют 12 месяцев, фазовые скорости – 0,02 м/с, причем фазовые скорости несколько уменьшаются с юга на север. На $42\div 44^{\circ}$ с.ш. волновые движения не выделяются. Вертикальные смещения уровня в волновых процессах испытывают сезонную модуляцию: летом они значительно больше, чем зимой. Сезонный ход уровня на всех широтах лучше всего прослеживается западнее 140° в.д. (в Японском море), где он не искажен океанскими волнами с годовым периодом. Особый интерес представляет меридиональная структура колебаний. В Японском море ($130\div 140^{\circ}$ в.д.) эта структура достаточно проста, без особенностей в меридиональном направлении, в целом сезонный ход изменений уровня четко выражен: летом – высокое стояние уровня, зимой – низкое. Несколько осложняет эту закономерность наличие полугодовой составляющей. В открытом же океане в меридиональном направлении отмечаются экстремумы, меняющие свой знак приблизительно с годовым периодом. Широтное

положение этих экстремумов на разных меридианах разное. Если трактовать эти колебания как меридиональную волну, то линии с наименьшими амплитудами должны совпадать с узловой линией. Положение узловых линий на разных меридианах существенно различно. В пределах $35 \div 45^\circ$ с.ш. отмечаются две-три узловые линии. На рис. 3.8.8 приведены зональные и меридиональные изоплеты, построенные по комбинированным альтиметрическим данным многих спутников Jason-1/2, TOPEX/Poseidon, Envisat, GFO-1, ERS1/2, GEOSAT за более продолжительный период: 1992 - 2009 гг. Результаты анализа этих изоплет подтверждают сделанные ранее выводы.

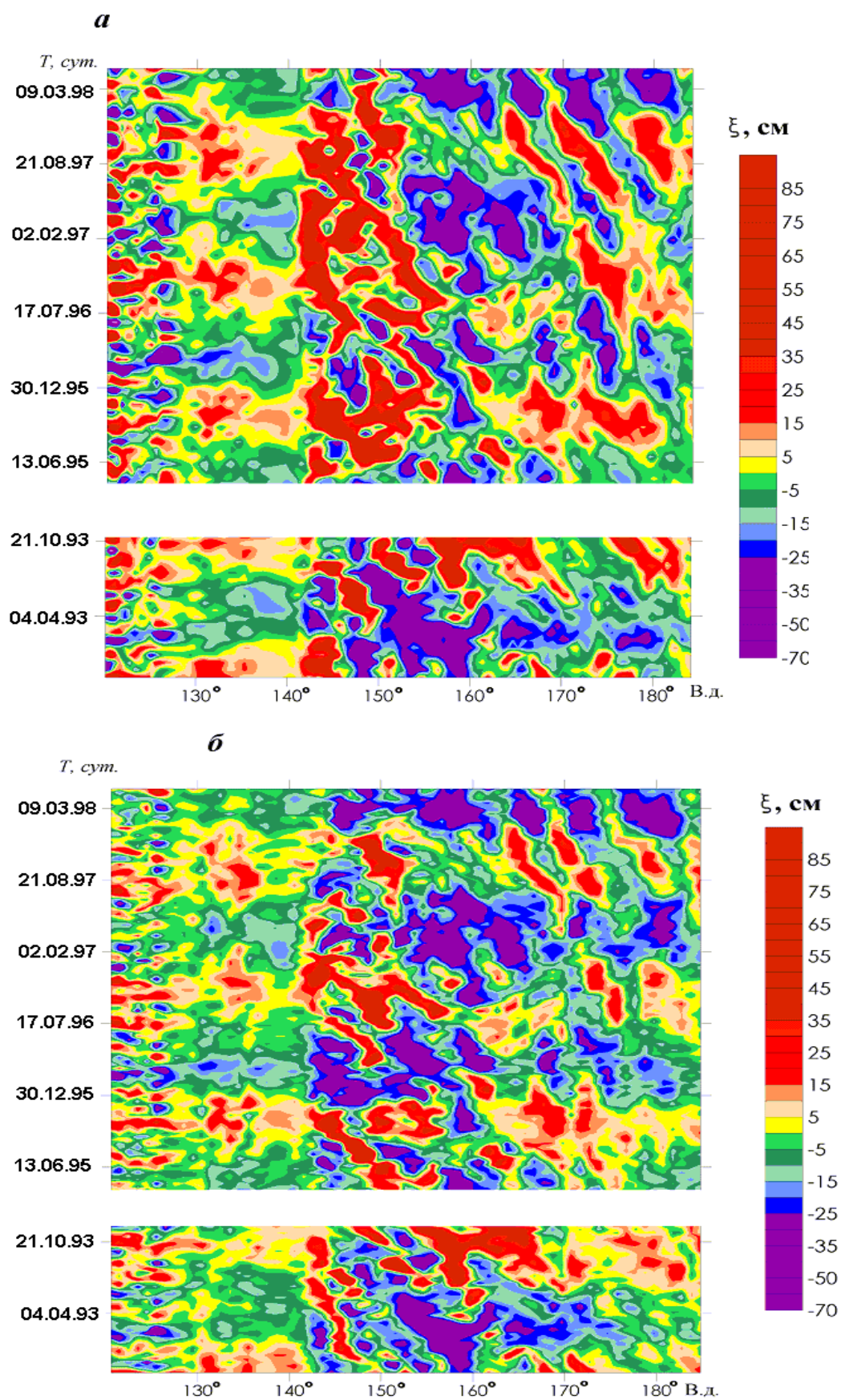


Рис. 3.8.6. Зональные изоплеты уровня океана (а) на 35° с.ш. и (б) на 37° с.ш., построенные по данным TOPEX/POSEIDON за 1992-1998 гг.

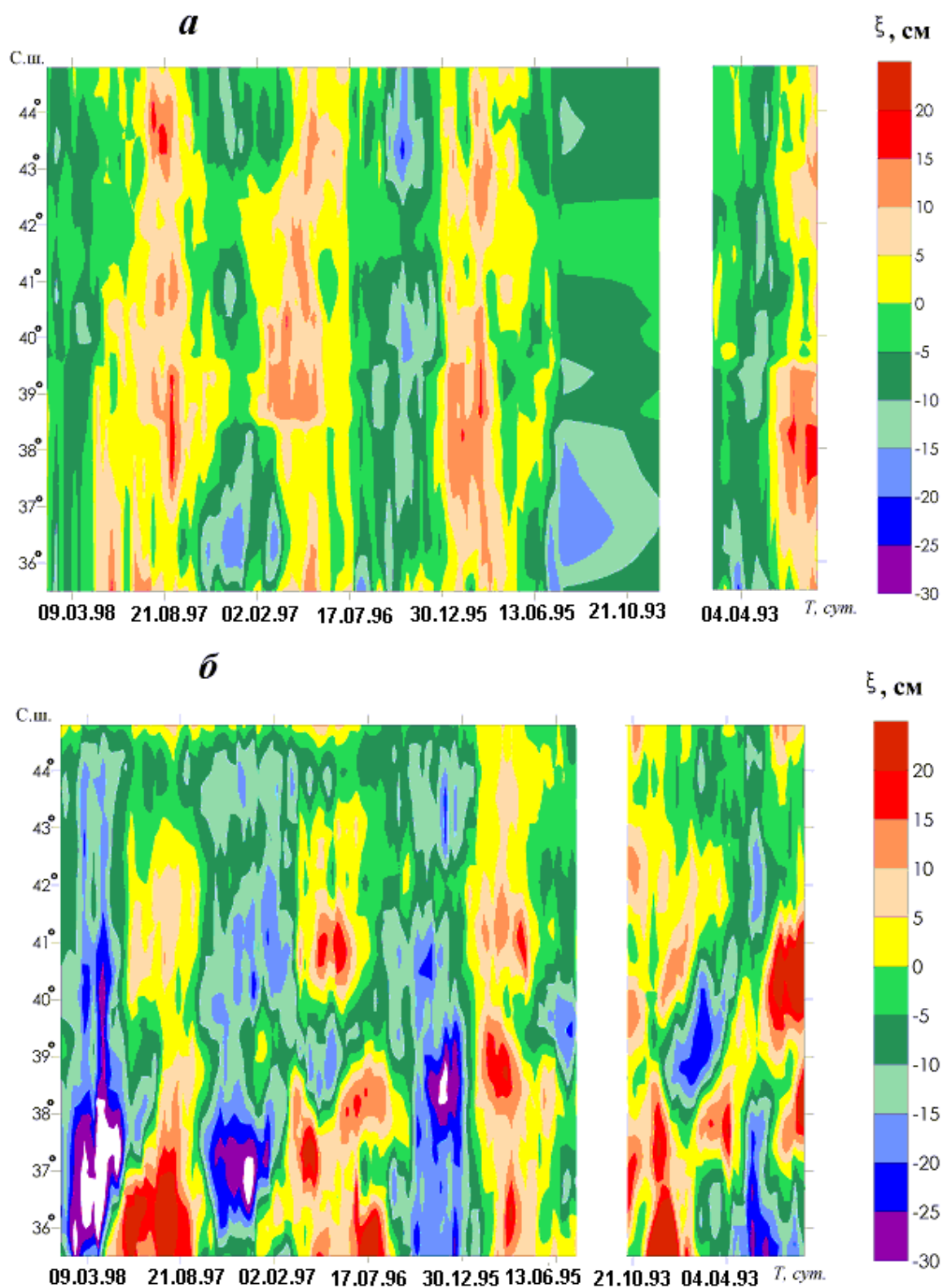


Рис. 3.8.7. Меридиональные изоплеты уровня океана на (а) 140° в.д. и (б) на 180° в.д. построенные по данным TOPEX/POSEIDON за 1992-1998 гг.

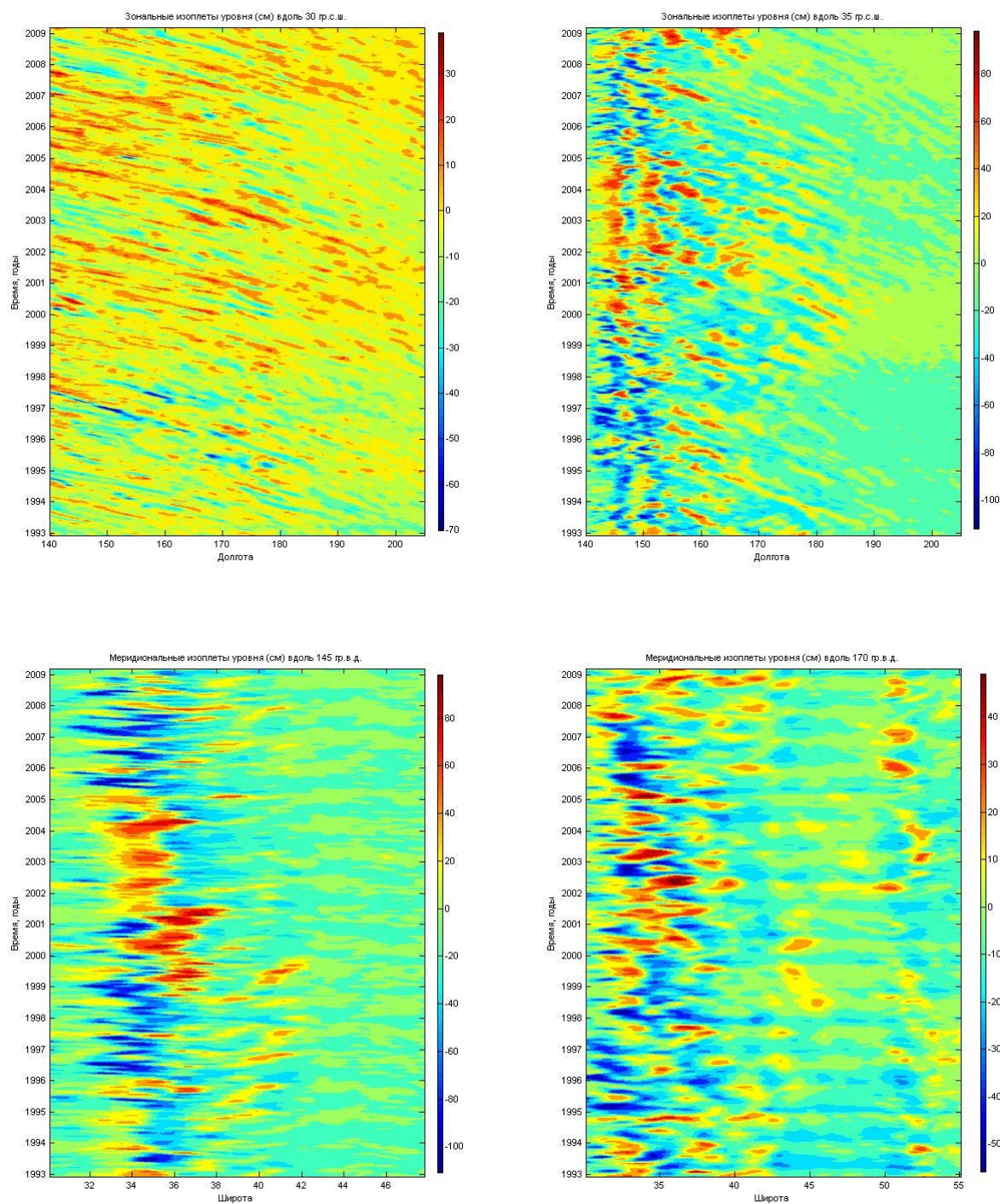


Рис. 3.8.8. Зональные изоуплеты уровня океана:верху слева - на 30° с.ш. иверху справа - на 35° с.ш. и меридиональные изоуплеты уровня океана:внизу слева - на 145° в.д. и внизу справа - на 170° в.д., построенные по комбинированным альтиметрическим данным спутников Jason-1/2, TOPEX/Poseidon, Envisat, GFO-1, ERS1/2, GEOSAT за период 1992 - 2009 гг..

Многие исследователи, анализируя изоплеты уровня океана, обращали внимание на отклонения в дисперсионных соотношениях эмпирических значений от теоретических, следующих из линейной теории волн Россби. Этот факт Chelton and Schlax (1996), Qiu, Miao et al. (1997) объясняют присутствием наряду со свободными волнами Россби вынужденных волн анемобарического происхождения. Killworth, Chelton and Szoek (1997) отмечают, что необходимо учитывать воздействие течений, которые наряду с доплеровским эффектом модифицируют дисперсионные соотношения. Захарчук и Фукс (1999) интерпретировали воздействие течений как самостоятельную “струйную моду” низкочастотных волн.

Проведенный Zang and Wunsch (1999) пространственно-временной статистический анализ альтиметрических данных для северной части Тихого океана, также подтвердил несоответствие эмпирических и теоретических дисперсионных соотношений для волн Россби, и на широтах рассматриваемого нами полигона не показал наличие выраженных энергетических максимумов на волновых числах, соответствующих волнам с годовым периодом.

Пространственно-временной спектральный анализ графиков зональных альтиметрических изоплет уровня океана позволяет оценить распределение общей дисперсии колебаний уровня по частотам и волновым числам и дать оценку фазовым скоростям основных энергонесущих компонент волнового движения. Вероятно, наиболее эффективны узкополосные оценки, полученные для 7 полигонов Zang and Wunsch так называемым методом «frequency-wavenumber». В их исследованиях приводятся пространственно-временные спектры для семи зональных полигонов в северной части Тихого океана от 40° с.ш. до 12° с.ш. в полосе частот от 0,0151 до 0,00116 цикл/сутки (периоды волн от 66 до 862 суток) и волновых чисел от 0 до 3 циклов на 1000 км (зональные длины волн от 330 км до нескольких тысяч км); для нас представляют особый интерес результаты анализа для двух полигонов Северо-западной части Тихого океана.

Можно отметить следующие особенности спектров, рассматриваемых этими авторами:

- Основные энергонесущие частоты лежат между частотами первой бароклиной моды и баротропной модой волн Россби.

- Энергонесущие колебания в большинстве не разрешаются относительно нулевого значения волнового числа. Исключение составляют колебания с периодами около 100 и 200 суток только для двух (из рассматриваемых 7) полигонов Северо-западной части Тихого океана.

- Для северных полигонов, в отличие от более южных, колебания годового периода не разрешаются по волновому числу. Высказывается предположение, что это может быть связано с крупномасштабными стерическими эффектами. Отклонения эмпирических дисперсионных соотношений от теоретических обычно объясняют либо наличием течений, либо вынужденным характером низкочастотных колебаний, топографическими эффектами, нелинейным характером волновых процессов (Killworth, Chelton and Szoek, 1997). Бароклинные волны Россби годового периода ранее выделялись и в других районах Мирового океана.

- Фазовые скорости изменялись в пределах 0.03 – 0.05 м/с.

Дисперсионное уравнение волн Россби и струйных волн в узком потоке для интересующих нас масштабов может быть представлено в виде (Zang and Wunsch, 1999):

$$c = \frac{\sigma}{\lambda} = - \left(\frac{2\bar{u}}{l^2} + \beta \right) R^2 ,$$

где $\bar{u}$ – скорость течения, l - ширина потока, R – радиус деформации Россби, λ – длина волны. Для полигонов 6 и 7 примем:

$$O(\bar{u}) = 0.4 \text{ м/с}, \quad O(l) = 2 \cdot 10^5 \text{ м}, \quad O(\beta) = 5 \cdot 10^{-12} \text{ м}^{-1} \text{ с}^{-1}$$

и на полигоне 6 $O(R_1) = 38 \cdot 10^3 \text{ м}$, на полигоне 7 $O(R_1) = 30 \cdot 10^3 \text{ м}$. Тогда для полигона 6 $O(c) = 0.03 \text{ м/с}$, а для полигона 7 $O(c) = 0.02 \text{ м/с}$, т.е. эмпирические оценки достаточно хорошо совпадают с теоретическими. Заметим при этом, что

фазовые скорости струйных волн в этом случае приблизительно в 4 раза больше фазовых скоростей волн Россби.

Таким образом, отклонения от дисперсионного соотношения для бароклинных волн Россби можно объяснить, во-первых, тем, что в альтиметрических данных не исключены сезонные стерические эффекты, а во-вторых, в интересующем нас диапазоне масштабов волны не имеют дисперсии, а также тем, что для волн на узких потоках западная составляющая фазовой скорости учитывается за счет струйных волн.

Рассмотрим изоплеты вейвлет-коэффициентов годового и полугодового масштабов для двух пространственных разрезов Северо-западной части Тихого океана (рис. 3.8.8). Временная дискретность данных - 7 суток. Период наблюдений - с 4 октября 1992 года по 5 января 2005 года. Пространственная дискретность точек на разрезах, как по широте, так и по долготе составляет $1/3^\circ$. Координаты разрезов:

1. Широтный разрез - по 35° с.ш., в пределах от 140° в.д. до 170° в.д.
2. Меридиональный разрез – по 150° в.д., в пределах от 0° до 50° с.ш.

Для каждой точки разрезов был проведён вейвлет-анализ временных рядов и вычислены вейвлет-коэффициенты для годового и полугодового масштабов как функции времени. Вейвлет-коэффициенты были картированы в виде изоплет, где по оси абсцисс отложено время (в годах), а по оси ординат – широта (в градусах) для меридионального разреза и долгота (в градусах) для широтного разреза. Цветом показаны значения вейвлет-коэффициентов. Таким образом, можно проследить пространственно-временную изменчивость вклада полугодовых и годовых колебаний в изменчивость уровня моря.

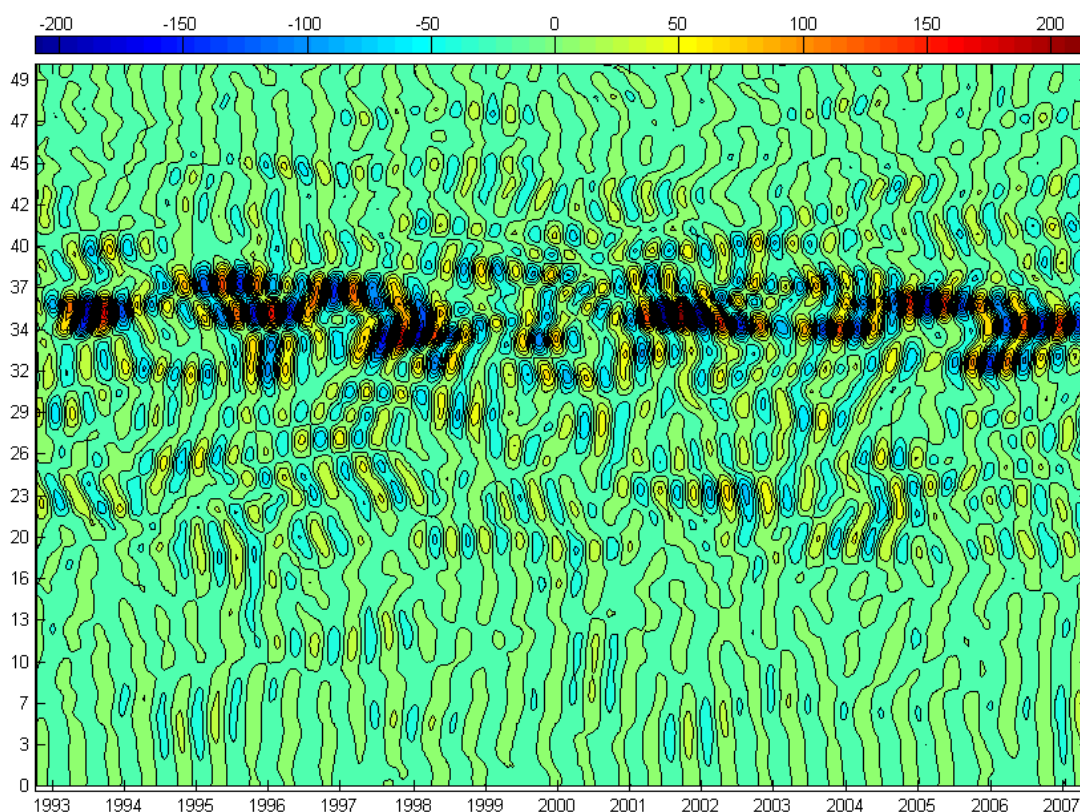


Рис. 3.8.9. Изоплеты значений вейвлет-коэффициентов (цветовая шкала) для полугодовых составляющих в колебаниях уровня океана на меридиональном разрезе. По оси абсцисс отложены годы, по оси ординат – градусы северной широты.

Рассмотрим вейвлет-изоплеты на полугодовом периоде. На рисунке 3.8.9 хорошо видно, что интенсивность полугодовых колебаний уровня моря имеет неоднородный характер, как по времени, так и по пространству. Изменчивость интенсивности вклада полугодовых колебаний имеет широтный характер. Выделяются области повышенной амплитуды полугодовых колебаний в зоне 32-38° с.ш. Эти области смещаются во времени по широте, что свидетельствует о наличии на этом участке поступательных волн полугодового периода. В промежутках времени 1995-1997 гг. волны распространялись на юг, а в 1997-1999 гг. – на север. Смена направления происходит с периодичностью примерно 4 года.

Помимо поступательных волн, на рисунке видны и стоячие волны: на разных широтах фиксируются узловые точки, относительно которых

происходит колебание с полугодовым периодом. Такую узловую точку можно выделить, например, в полосе широт $24-25^\circ$ с.ш. в периоды 1995-1998 и 2001-2006 гг. Таким образом, можно сделать вывод о стояче-поступательном характере полугодовых волн на данном участке. Рассмотрим широтный разрез, чтобы проследить изменчивость этих колебаний от времени и долготы.

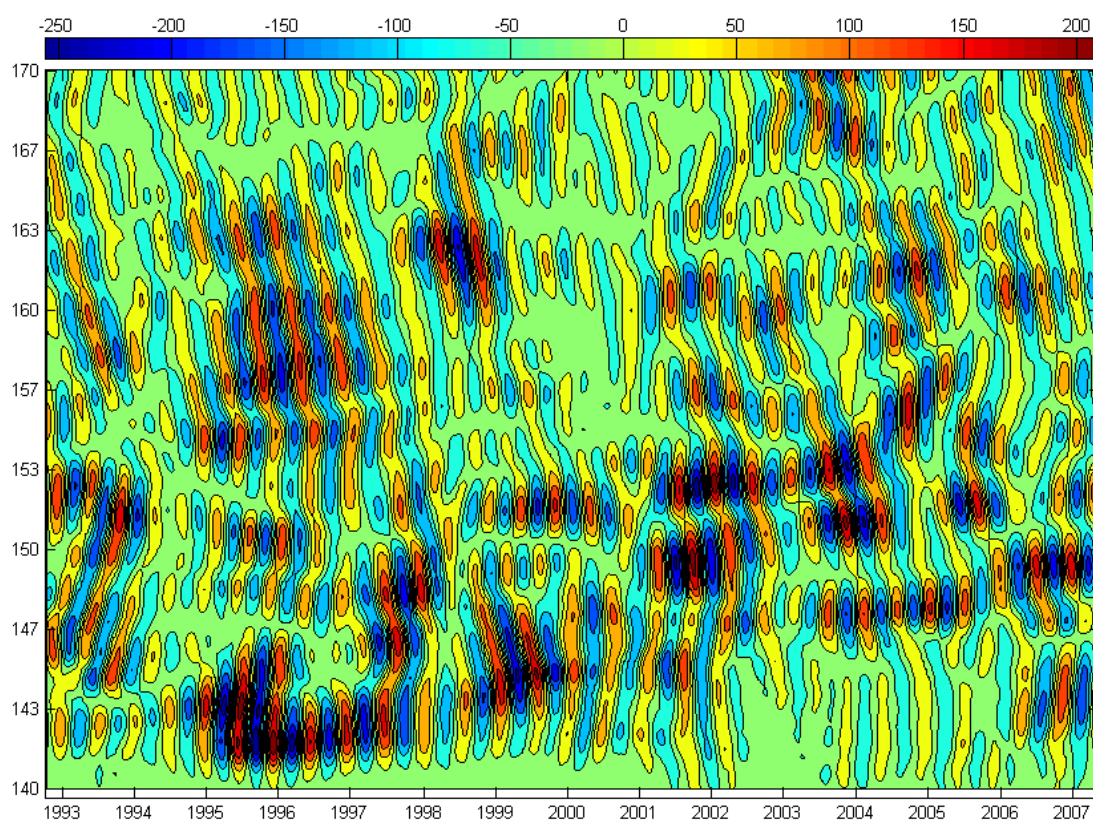


Рис. 3.8.10. Изоплеты значений вейвлет-коэффициентов (цветовая шкала) для полугодовых составляющих колебаний уровня океана на широтном разрезе. По оси абсцисс отложены годы, по оси ординат – градусы восточной долготы.

На рисунке 3.8.10 широтных изоплет вейвлет-коэффициентов для полугодовой составляющей чётко прослеживается преимущественно поступательный характер полугодовых волн, причём наклон гребня указывает на то, что волны распространяются преимущественно на запад. Рассчитанная по углу наклона фазовая скорость волн равна 3-4 см/с.

В период с 1998 по 2001 года на долготе 150° в.д. наблюдается узловая точка к западу и к востоку, от которой полугодовые колебания происходят в противофазе, что свидетельствует о стоячем характере волны.

Проследим временную изменчивость интенсивности характеристики для различных районов. До 1998 г. энергия полугодовых колебаний фиксировалась для $153\text{--}163^\circ$ в.д. (восточный максимум) и в большей степени для $140\text{--}147^\circ$ в.д. (западный максимум). После 1998 г. восточный максимум локализуется в районе $160\text{--}163^\circ$ в.д., а затем исчезает. Западный максимум постепенно смещается на восток, и уже после 2001 г. локализуется в районе $147\text{--}153^\circ$ в.д.

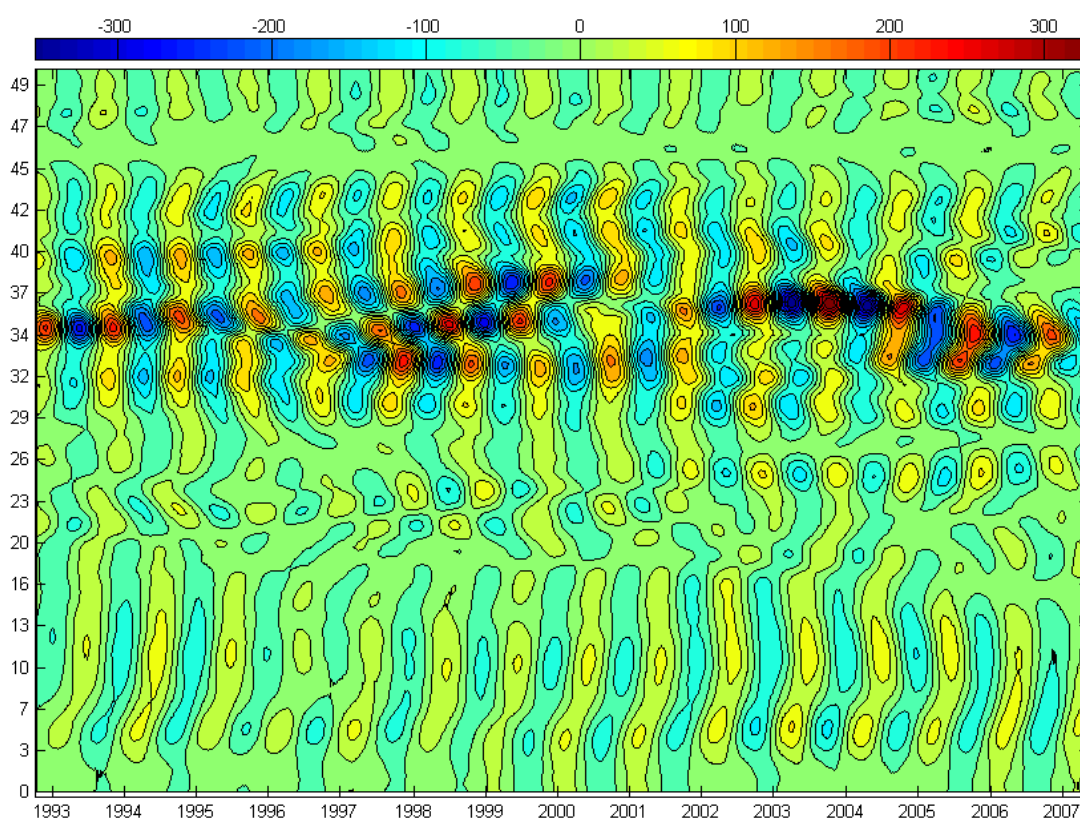


Рис. 3.8.11. Изоплеты значений вейвлет-коэффициентов (цветовая шкала) для годовых составляющих колебаний уровня океана на меридиональном разрезе. По оси абсцисс отложены годы, по оси ординат – градусы северной широты.

На рисунке 3.8.11 представлены меридиональные вейвлет-изоплеты годовой составляющей колебаний уровня океана. Хорошо видно, что в зоне $29\text{--}40^\circ$ с.ш. значения вейвлет-коэффициентов наибольшие, характер их распределения в этой зоне меняется со временем – до 1997 года колебания с

максимальной энергией концентрировались в узкой полосе 33-36° с.ш., в период 1997-2001 картина меняется: области повышенных значений вейвлет-коэффициентов наблюдаются в зоне 29-40° с.ш., при этом область максимальных значений, соответствующая полосе 33-36° с.ш., разделяется на три части, причем, центральная из них как бы «вклинивается» в противофазе с основными колебаниями. Наличие противофазы означает, что на широте примерно 35° максимум уровня наблюдался раньше, чем на 33 и 37 широтах примерно на полгода. И действительно, если обратиться к графикам изоплет полугодовых колебаний (рис. 3.8.8 и 3.8.9), то можно увидеть резкие смены фазы на этом участке в 1997 году.

Отмечается общее запаздывание наступления максимума годовых колебаний уровня океана в высоких широтах относительно низких широт, что, очевидно, связано с широтным сезонным запаздыванием. Резкое изменение фазы годового колебания приходится на узкую область 18-23° с.ш., а на широте 22° с 1997 по 2000 года фиксируется узловая линия, к северу и к югу от которой колебания происходят в противофазе; последнее обстоятельство может свидетельствовать о стоячей годовой волне.

На рисунке 3.8.12 изображены изоплеты годовых колебаний на широтном разрезе. В отличие от аналогичных изоплет полугодовых колебаний, в приведённом графике не наблюдается волновых систем, хотя отмечаются локальные смещения фаз, иногда значительные. Так, например, на долготе 156° в.д. с 1996 года наблюдается узловая точка, возле которой колебания происходят в противофазе. К 2000 году фазы выравниваются, и скачок фаз исчезает, но опять появляется в 2001 году. С 2004 года отмечается образование новой узловой точки на долготе 160° в.д.

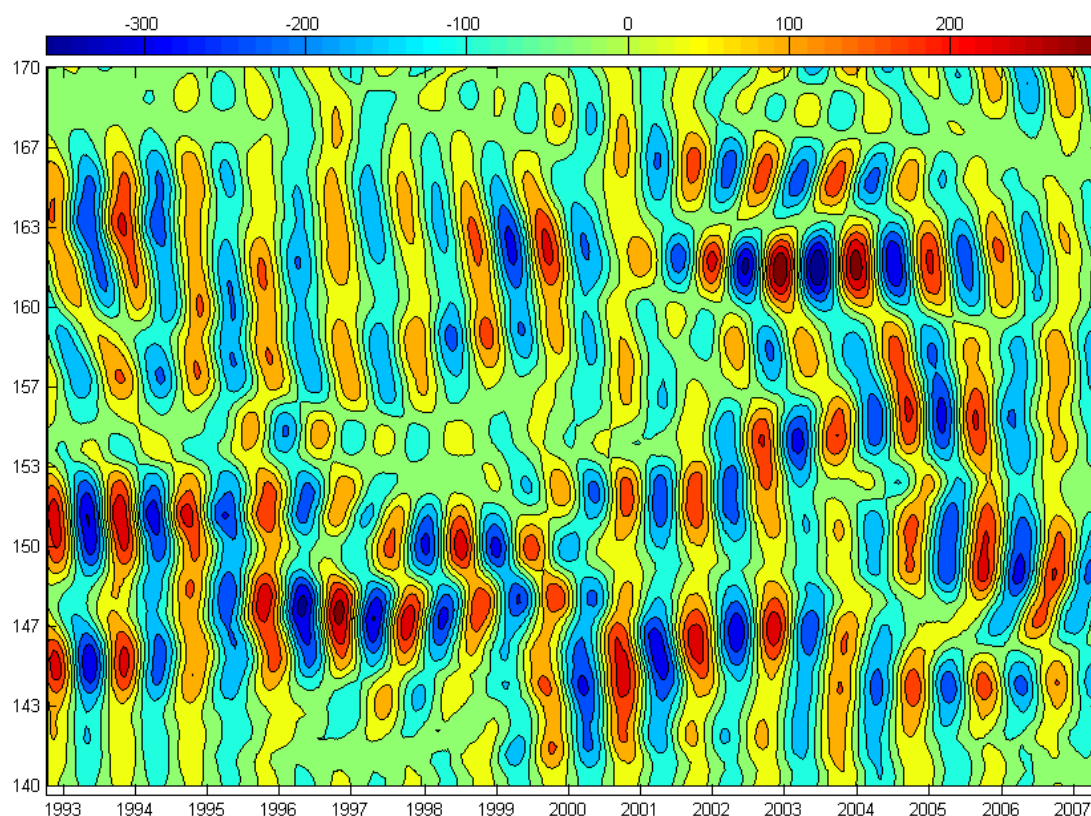


Рис. 3.8.12. Изоплеты значений вейвлет-коэффициентов (цветовая шкала) для годовых составляющих колебаний уровня океана на широтном разрезе. По оси абсцисс отложены годы, по оси ординат – градусы восточной долготы.

Таким образом, анализ альтиметрической информации и наблюдений за уровнем океана на мареографных постах свидетельствует о том, что годовые и полугодовые волны вносят существенный вклад в сезонную изменчивость уровня СЗТО. Рассмотрены пространственно-временные особенности волновых колебаний указанных периодов.

ГЛАВА 4. Геострофические течения

4.1. Среднегодовое течение, рассчитанное по абсолютной и относительной динамической топографии поверхности моря

Оценки геострофических течений могут быть получены из уравнений движения в предположении о балансе сил гидродинамического давления и силы Кориолиса в пренебрежении силами инерции, фрикционными и ветровыми составляющими:

$$U = -\frac{g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial y}; \quad V = \frac{g}{f} \frac{\partial \zeta}{\partial x},$$

где U и V – составляющие вектора скорости течения по осям x , y декартовой системы координат; g – ускорение свободного падения; f – параметр Кориолиса.

По этим формулам рассчитывалась геострофическая циркуляция по осредненным за 15 лет альтиметрическим данным массивов ADT (абсолютная динамическая топография) и SLA (относительная динамическая топография). В соответствии с этим рассматриваются два типа геострофической циркуляции: абсолютные и относительные геострофические скорости. Исходные ряды значений уровня ADT и SLA за период с 14.10.1992 по 17.10.2007 имели временную дискретность 7 суток и пространственную дискретность 1/3 градуса широты, по ним рассчитывались составляющие геострофических скоростей с различным осреднением исходных данных – среднегодовое (осреднение за период 1992-2007), среднегодовое и среднемесячное. По результатам расчета были построены карты абсолютной и относительной геострофической циркуляции в Северо-западной части Тихого океана.

Рис. 4.1.1 – среднегодовое геострофическое течение, построенное по абсолютным значениям уровня (ADT), отражает общую циркуляцию вод Северо-западной части Тихого океана. В районе 30-35° с.ш. хорошо виден главный поток Кюросио, омывающий Японию с востока, другая его ветвь идет через Корейский пролив в Японское море, распространяясь

вдоль западного побережья Японии в виде Цусимского течения. Часть вод Цусимского течения выходит в океан через Сангарский пролив, другая ветвь направляется к северу и через пролив Лаперуза попадает в Охотское море и вдоль северного побережья Хоккайдо в виде течения Соя выходит через пролив Екатерины в океан. Небольшая часть течения Соя продолжает движение на северо-восток вдоль западного побережья о. Итуруп и выливается в океан через пролив Фриза. В районе 37° с.ш. 144° в.д. происходит разветвление главного потока Куроисио. От него отделяется меандрирующая Северо-восточная ветвь с направлением векторов течения на северо-восток, которая переходит в Северо-Тихоокеанское течение, распространяющееся через океан до берегов Аляски, где разворачивается к западу и распространяется вдоль побережья в виде Аляскинского течения, переходящее, затем в Алеутское течение.

Северо-восточная ветвь Куроисио разветвляется: в районе 40° с.ш. 150° в.д. происходит разделение потока на две ветви, одна из которых уходит на восток, а другая продолжает движение на северо-восток, но потом, в районе Северо-западного хребта (приблизительно 45° с.ш. 170° в.д.), обе эти ветви вновь соединяются в единый поток. На карте выделяется также Камчатское течение, переходящее в Северо-Курильское течение и затем от пролива Буссоль в холодное течение Ойясио. Максимальные значения средних абсолютных геострофических скоростей около 100 см/с достигаются в основном потоке Куроисио, южнее Хонсю; в потоке, называемом Продолжение Куроисио и в Цусимском течении скорости составляют 30-50 см/с; в Северо-Тихоокеанском, Северо-восточной ветви Куроисио, Камчатском течении 10-40 см/с, а в Ойясио и Алеутском течениях они не превышают 10-15 см/с.

Рисунки 4.1.2 и 4.1.3 описывают изменчивость течений, рассчитанных по абсолютной динамической топографии поверхности моря. На рис. 4.1.2 представлены эллипсы среднеквадратических отклонений (величины полуосей) среднемноголетних течений, рассчитанных по абсолютной динамической топографии поверхности моря; цветом дано значение большой полуоси эллипса

среднеквадратических отклонений (см/с). Для определения доминирующего направления векторов аномалий геострофических скоростей рассчитывались полуоси эллипса дисперсии течений λ_1 и λ_2 , где D_U - дисперсия компоненты U , D_V - дисперсия компоненты V , K_{UV} - ковариация компонент U и V ; линейный инвариант тензора дисперсии $I_1 = D_U + D_V$, квадратичный инвариант тензора дисперсии $I_2 = D_U D_V - K_{UV}^2$, большая полуось эллипса дисперсии $\lambda_1 = \frac{I_1 + \sqrt{I_1^2 - 4I_2}}{2}$, малая полуось эллипса дисперсии $\lambda_2 = \frac{I_1 - \sqrt{I_1^2 - 4I_2}}{2}$, направление большой оси эллипса дисперсии $\alpha_1 = 0.5 \cdot \arctg \frac{2K_{UV}}{D_V - D_U}$, направление малой оси эллипса дисперсии $\alpha_2 = 0.5 \cdot \arctg \frac{2K_{UV}}{D_U - D_V} = \alpha_1 \pm 90^\circ$ (Рожков, 1996; Клеванцов, Алексеева, и др.; 1984; Бельшев, Клеванцов и др. 1983). Хорошо видно, что для районов основных течений и океанских круговоротов длины полуосей эллипсов дисперсия значительно больше, чем для других областей (карта 4.1.2). Максимальная дисперсия – больше $1 \text{ м}^2/\text{с}^2$ (среднеквадратическое отклонение 100 см/с) среднемноголетних течений, рассчитанных по абсолютной динамической топографии поверхности моря, отмечается в основной ветви Куросио в точке возле южной оконечности о. Хонсю с координатами $33^\circ 30' \text{ с.ш. } 138^\circ 00' \text{ в.д.}$ и в обширном районе, вытянутом вдоль параллели $35^\circ 00' \text{ с.ш.}$, и ограниченном меридианами 143° в.д. на западе и 149° в.д. на востоке. Дисперсия геострофических течений, превышающая $0,04 \text{ м}^2/\text{с}^2$ (среднеквадратическое отклонение 20 см/с), отмечается в Северо-западной части Тихого океана повсюду южнее параллели 40° с.ш. и западнее меридиана 170° з.д. , кроме того такие же значения дисперсии отмечаются в прибрежной зоне Курил, в районе тихоокеанского побережья Камчатки и вдоль Алеутской гряды.

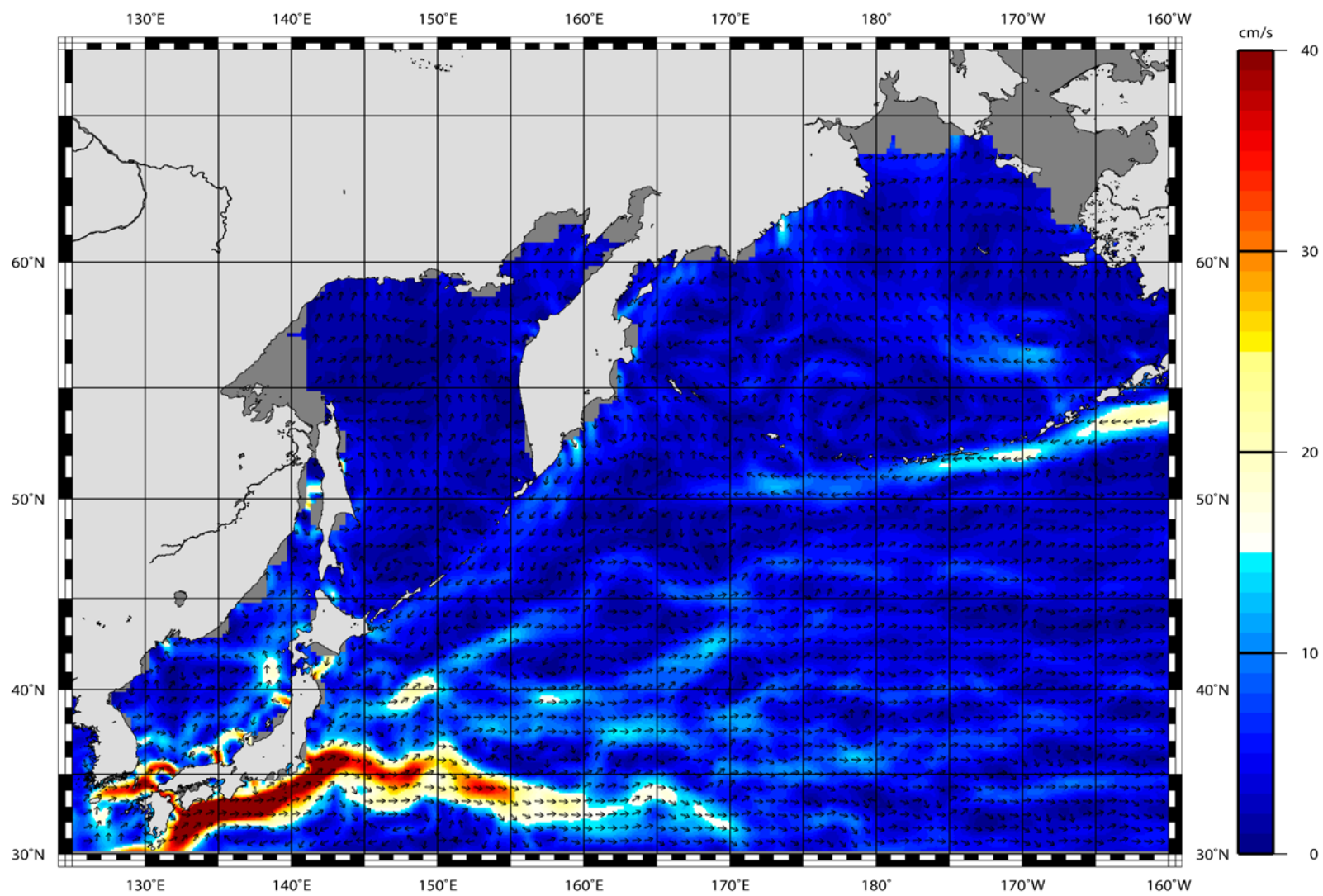
В районах, где отмечаются интенсивные квазистационарные вихри, направление течений и направление большой оси эллипса

среднеквадратических отклонений совпадают, т.е. пространственная изменчивость эллипсов среднеквадратических отклонений сильно зависит от пространственной структуры квазистационарных вихрей.

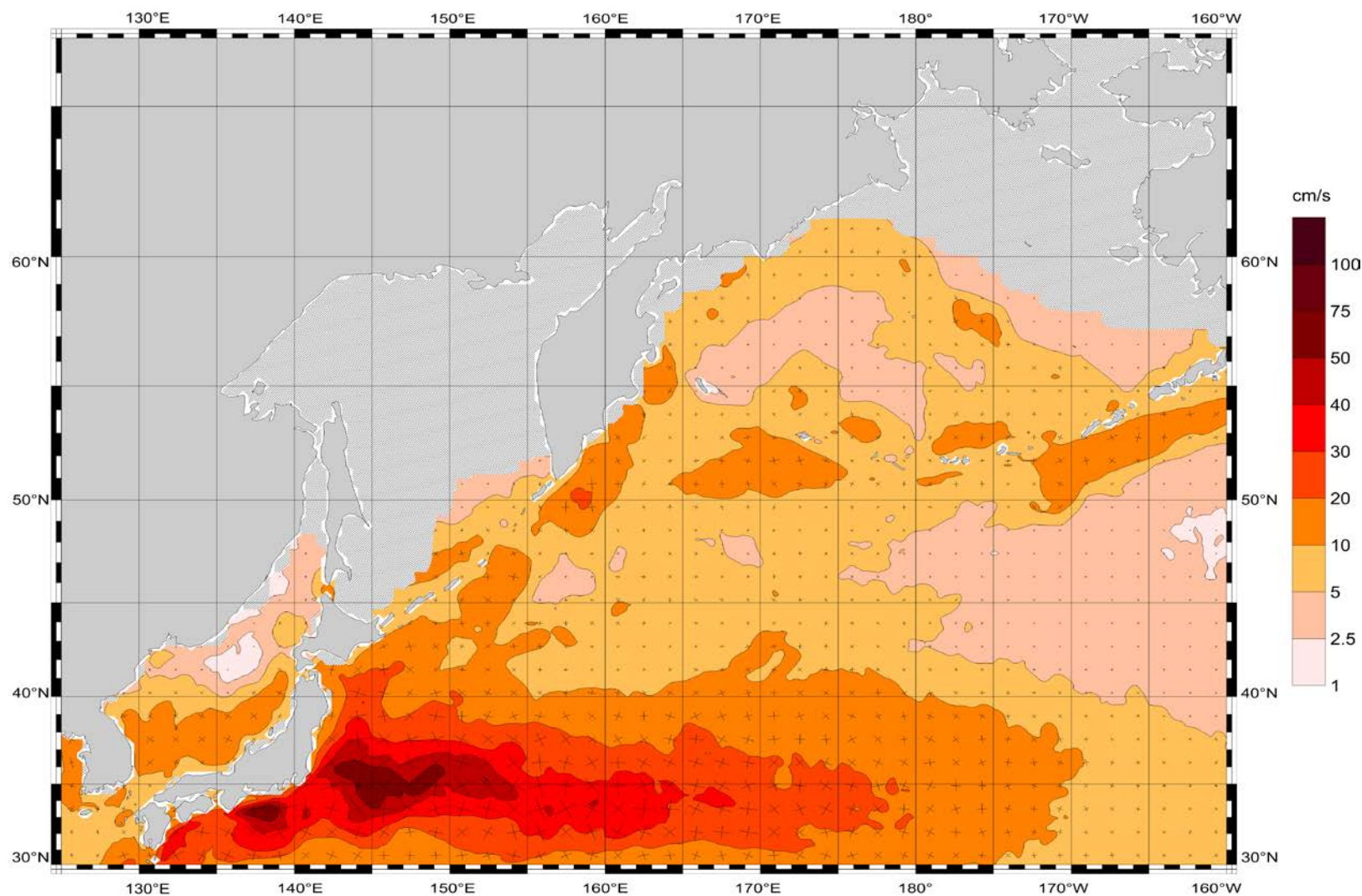
Соотношение больших и малых осей эллипса среднеквадратических отклонений течений примерно одинаково по всей акватории: соотношение $\frac{\sqrt{\lambda_2}}{\sqrt{\lambda_1}} \leq 0.5$ встречается лишь в прибрежных зонах Алеутского архипелага и побережья Японии в указанных прибрежных зонах, большие оси эллипсов среднеквадратических отклонений направлены вдоль береговой линии.

Коэффициент вариации среднемноголетних течений, рассчитанных по абсолютной динамической топографии поверхности моря (карта 4.1.3) как отношение среднеквадратического отклонения к среднему значению, показывает, что у берегов Японии, где значения коэффициента вариации невелики и не превышают 0.25, течение Кюросио практически струйное, в то время как после отклонения его на восток вдоль 35 широты коэффициент вариации равен 1, что означает, что изменчивость течения сопоставима с модулем среднего течения. Отметим, что по краям этого течения изменчивость в несколько раз (до 10) превышает модуль постоянного течения, что, скорее всего, вызвано сильным меандрированием течения Кюросио в этом районе.

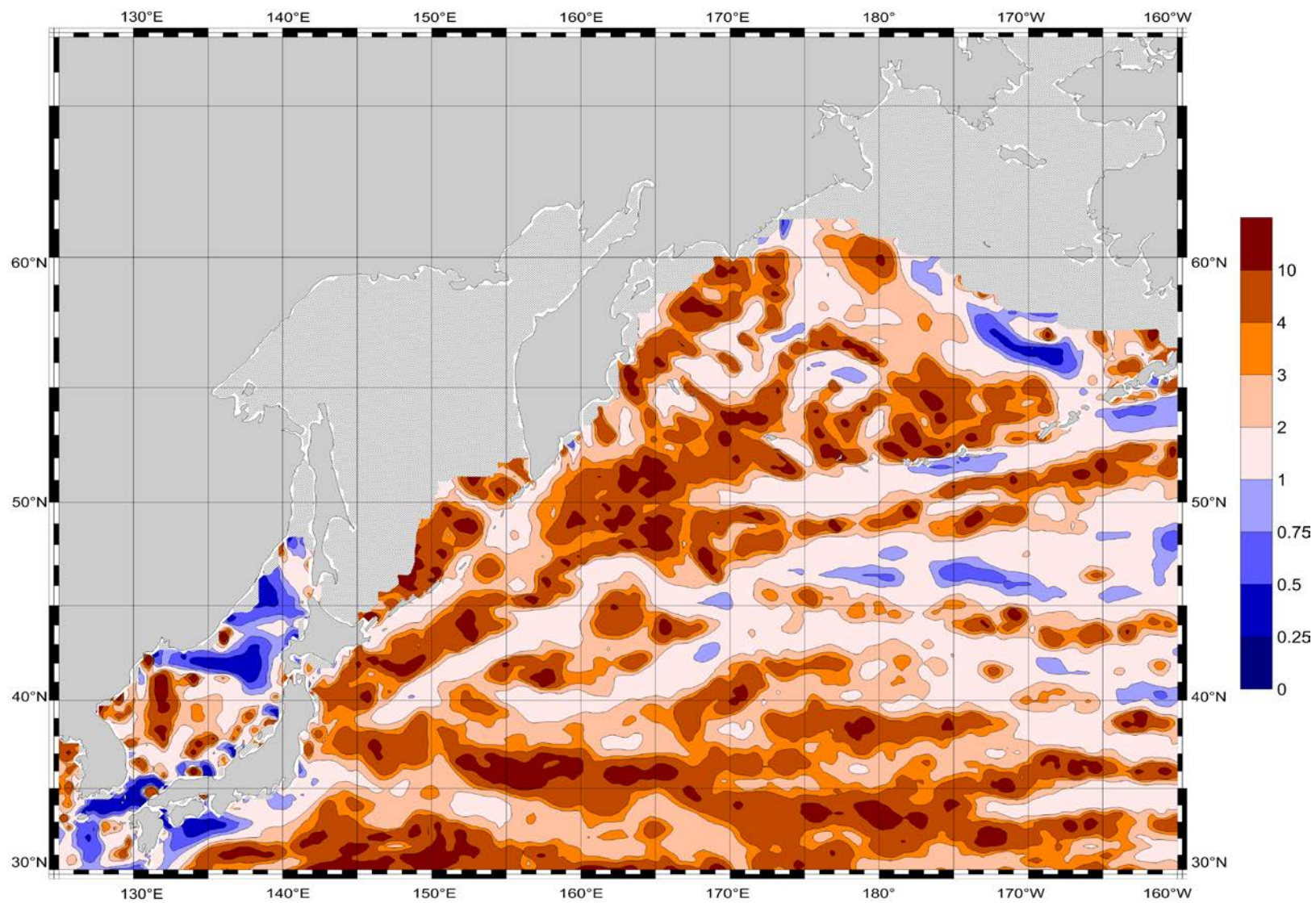
Среднемноголетние геострофические течения, рассчитанные по относительной динамической топографии, преимущественно дают информацию о квазистационарных вихрях. На рис. 4.1.4 представлены осредненные за промежуток 1992-2007 гг. значений аномалий геострофических скоростей выделяется множество циклонических и антициклонических круговоротов. Три крупнейших квазистационарных вихря расположены в зоне действия Кюросио: один циклонический с центром в районе 33°с.ш., 138° в.д. и два антициклонических с центрами на 35°с.ш., 145° в.д. и 36°с.ш., 151° в.д. Вихри выделяются на всем протяжении потока Продолжение Кюросио, но интенсивность их уменьшается к востоку.



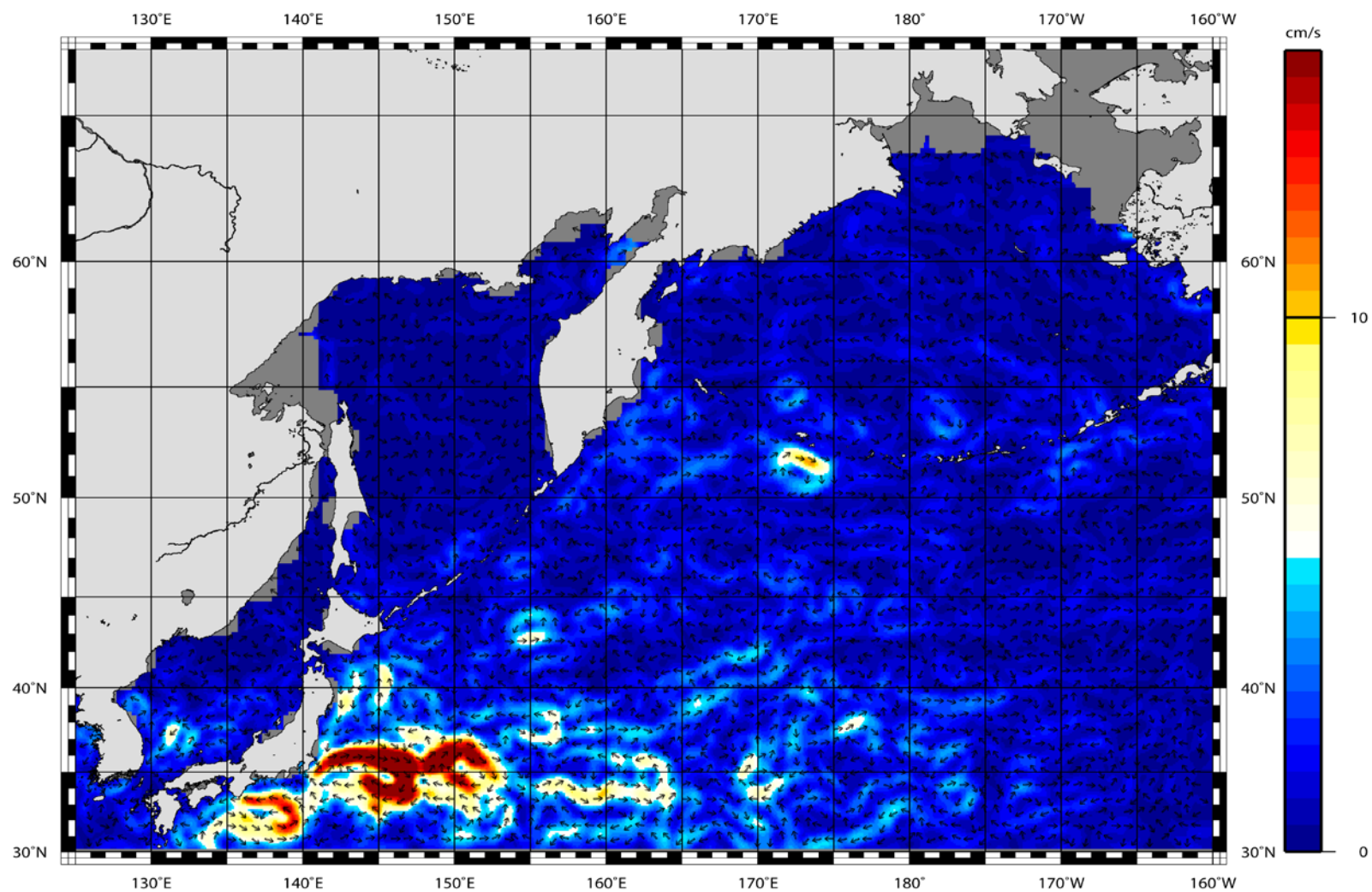
4.1.1. Среднегодовые течения, рассчитанные по абсолютной динамической топографии поверхности моря.



4.1.2. Эллипсы среднеквадратических отклонений среднемноголетних течений, рассчитанных по абсолютной динамической топографии поверхности моря; цветом дано значение большой полуоси эллипса среднеквадратических отклонений (см/с).



4.1.3. Коэффициент вариации среднемноголетних течений, рассчитанных по абсолютной динамической топографии поверхности моря.



4.1.4. Среднегодовые геострофические течения, рассчитанные по относительной динамической топографии поверхности моря.

4.2. Среднегодовые течения, рассчитанные по абсолютной и относительной динамической топографии поверхности моря

Межгодовая и сезонная изменчивость циркуляции СЗТО неоднократно исследовалась, получены обобщающие результаты множества натурных данных и модельных расчетов (см. обзор литературы в [5]) . В «Атласе» [6] приводятся карты, отражающие межгодовую и сезонную изменчивость геострофической циркуляции на основании обобщенных за пятнадцатилетний период альтиметрических данных об абсолютной и относительной динамической топографии.

Межгодовая изменчивость абсолютной геострофической циркуляции проявляется в существенной изменчивости положения и интенсивности основных струйных потоков. Отметим основные черты этой изменчивости. Сравнение соответствующих карт позволяет выделить годы, для которых характерна большая относительно других лет интенсивность течений, в частности, выделяется 1992 г., а также 2000-2003 гг., в которые все струйные течения региона проявились наиболее ярко. В отдельные годы в Куро시오 наблюдаются многочисленные меандры, которые, отрываясь от основного потока, создают множество рингов: в этом отношении выделяется 2001 г, в то время как в другие годы рингов почти нет. Продолжение Куро시오 во все годы сохраняет свою интенсивность до 170° з.д., изменяя лишь положение основного стрежня. Алеутское течение проявляется наиболее сильно в отдельные годы: 1992 и 2000-2002 гг., в нем возникают квазистационарные вихри со скоростями течений, до 35 см/с. В частности, районе 52° с.ш., 173° в.д. в Алеутском течении образуется вихрь, развивающийся с 1999 г. до 2007 г. Квазистационарные вихри образуются также и в районе Камчатского течения, проявляющиеся на картах Атласа в 1992, 1994, 1999, 2001 и 2007 гг. Северо-Курильское течение и Ойясио существенно слабее других струйных течений, при сравнении карт можно проследить межгодовую изменчивость их структуры. Первая ветвь Ойясио, омывающая Хоккайдо, в отдельные

годы достигает Хонсю, а положения второй и третьей ветвей Ойясио с круговоротами между ними (их центры в районах 43° с.ш., 145° в.д. и 44° с.ш., 150° в.д.) очень неустойчивы.

Сравнение циркуляции среднегодовых течений, рассчитанных по относительной динамической топографии поверхности моря, позволяет выделить 1995 год, когда во всех системах течений региона вихревые образования были мало выражены по сравнению с другими годами, как, например, в промежуток с 1999 - 2005 гг. По картам можно проследить межгодовую изменчивость вихревых структур в системе течений. Некоторые из них проявляются лишь в отдельные годы, например, в 1992, 1994, 1999, 2001, 2007 вихрь, расположенный юго-западнее Камчатки, в другие годы он значительно слабее. Отмечается также крупный антициклонический крупный вихрь Алеутского течения (центр 52° с.ш., 172° в.д.) южнее Алеутской гряды, который интенсифицируется в промежуток с 2000 до 2007 гг., а также менее интенсивные вихри севернее Алеутских островов. В 1997-1998 гг. выделяется также антициклонический вихрь в Камчатском течении (с центром 55° с.ш., 163° в.д.), а вихри Алеутского течения были ярче всего в 2006 и 2007 гг. Для дальневосточных морей характерна наибольшая интенсивность вихревых структур в Японском море в 1992, 2002, 2003 и 2007 гг.

На рис. 4.2.1 и 4.2.2 в качестве примера приведены расчеты геострофических течений по данным абсолютной и относительной динамической топографии в СЗТО для 2001 г., расчеты для другие лет представлены в [6].

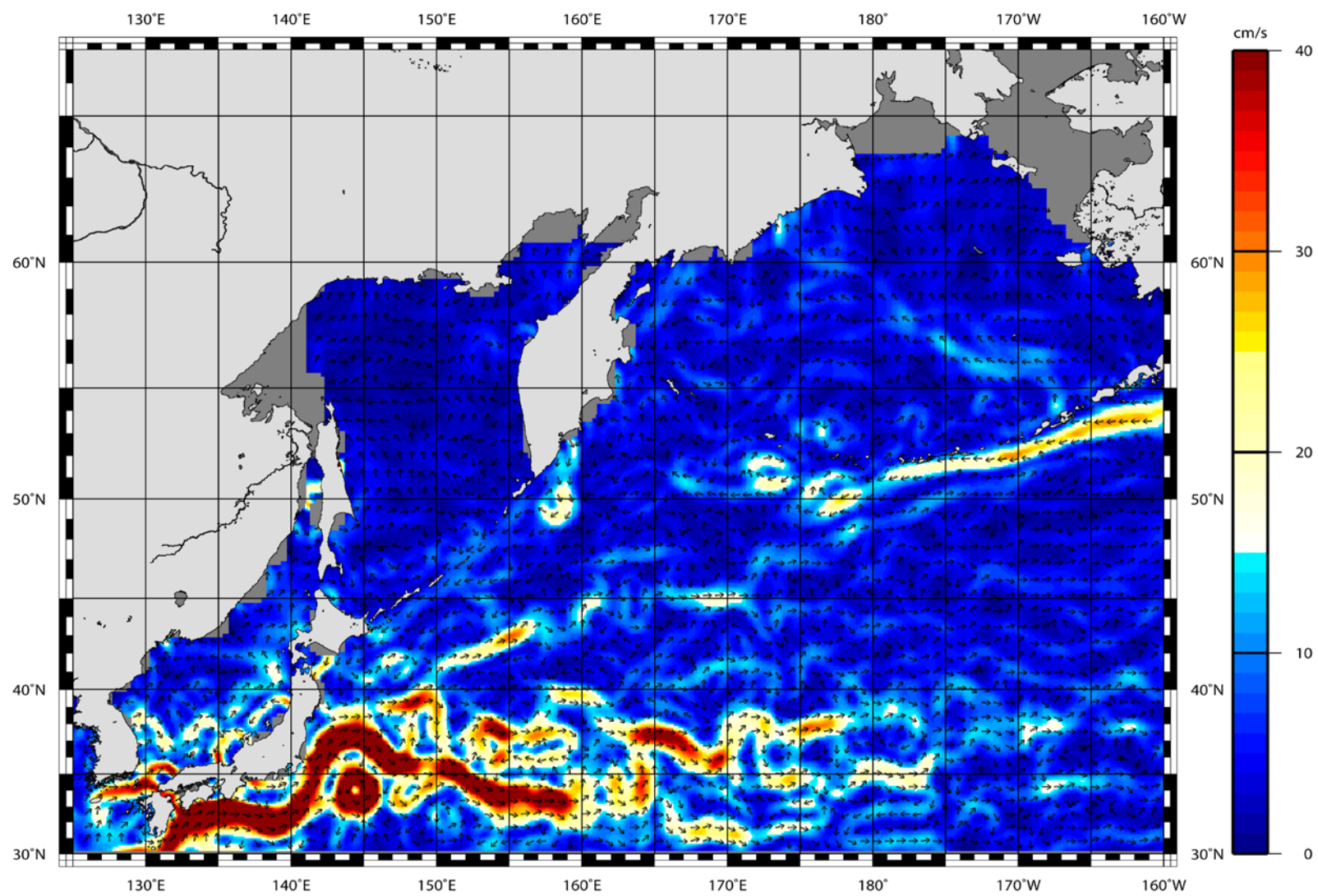


Рис. 4.2.1. Среднегодовые течения, рассчитанные по данным абсолютной динамической топографии поверхности моря для 2001 г..

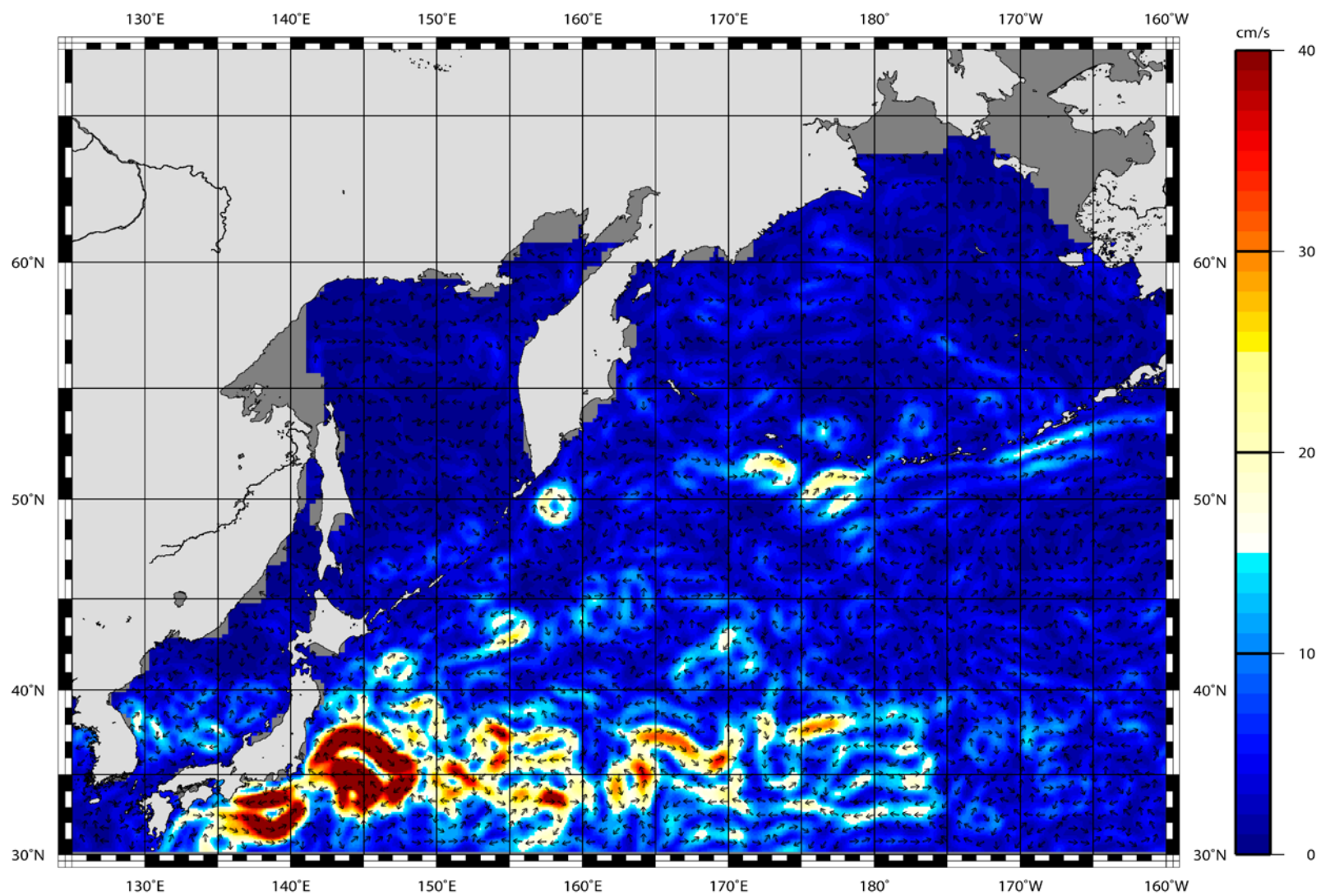


Рис. 4.2.2. Среднегодовые течения, рассчитанные по данным относительной динамической топографии поверхности моря для 2001 г.

4.3. Среднемесячные течения, рассчитанные по абсолютной и относительной динамической топографии поверхности моря

Рассчитанные по абсолютной динамической топографии геострофические течения по среднемесячным данным фиксируют поток Кюросио, которая четко выделяется вблизи берегов Японии (рис. 4.3.1-4.3.4). Здесь скорости течений достигают 95 см/с. Далее отклоняясь вправо от берегов Японии, Кюросио в разные месяцы значительно различается как шириной струи, так и расположением меандров. В Продолжении Кюросио, достигающем в отдельные месяцы меридиана 180° в.д., интенсивность течения также изменяется, и по-разному образуются разветвления, вихри, а зоны высоких значений скоростей перемещаются с запада на восток или в обратном направлении. Северо-восточная ветвь Кюросио, отделяясь от основного потока в районе 37° с.ш. 144° в.д., также проявляется на всех картах, сохраняется и разветвление ее на два потока и затем опять дальнейшее слияние в единый поток, как и на карте среднемноголетней абсолютной геострофической циркуляции. Ойясио, Северо-Курильское и Камчатское течения наиболее интенсивны зимой, скорости достигают 20-25 см/с. К марту интенсивность уменьшается, что отражается на картах уменьшением зон высоких скоростей течения. В мае скорости течения не превышают 15 см/с. Существенно изменяется в различные сезоны и Алеутское течение. Оно также наиболее интенсивно в зимний период, когда скорости течения достигают 30-40 см/с. В зимние месяцы интенсифицируются также течения Японского и Охотского морей, в частности, Цусимское и Приморское течения.

На картах среднемесячных течений, рассчитанные по относительной динамической топографии поверхности моря, отражена сезонная (от месяца к месяцу) изменчивость квазистационарных вихревых образований. На картах наблюдаются как антициклонические, так и циклонические вихри. Для каждой части акватории, для которой характерно наличие такой вихревой структуры можно проследить процесс зарождения вихря, изменение его

интенсивности и перемещения центра. Некоторые вихри проявляются только в отдельные месяцы, как, например, антициклонический вихрь в Сангарском проливе, который, зарождаюсь в августе, наибольшей интенсивности достигает в сентябре, а к ноябрю затухает.

Все карты течений, представленные в данной главе и в [6], рассчитанные по абсолютной и относительной топографии, не противоречат сложившимся представлениям о циркуляции вод в бассейнах Японского, Охотского и Берингова морей. На рис. 4.3.1- 4.3.5 приведены в качестве примера расчеты геострофических течений по данным абсолютной динамической топографии поверхности моря СЗТО для каждого сезона и одна карта геострофических течений, рассчитанные по данным относительной динамической топографии поверхности моря СЗТО за июль.

Приведенные для СЗТО примеры наглядно доказывают, что спутниковые альтиметрические методы не только расширяют существующие возможности в изучении изменчивости океанографических полей и предоставляют возможность непрерывного мониторинга уровня океана, но и открывают замечательные перспективы оценки полей скоростей течений. Спутниковый сервис обеспечивает возможность комплексного использования всех видов имеющихся данных, которые могут ассимилироваться различными вихреразрешающими гидродинамическими моделями, как локальными, так и глобальными. Применительно к СЗТО это направление только начинает развиваться (Дианский и др., 2012).

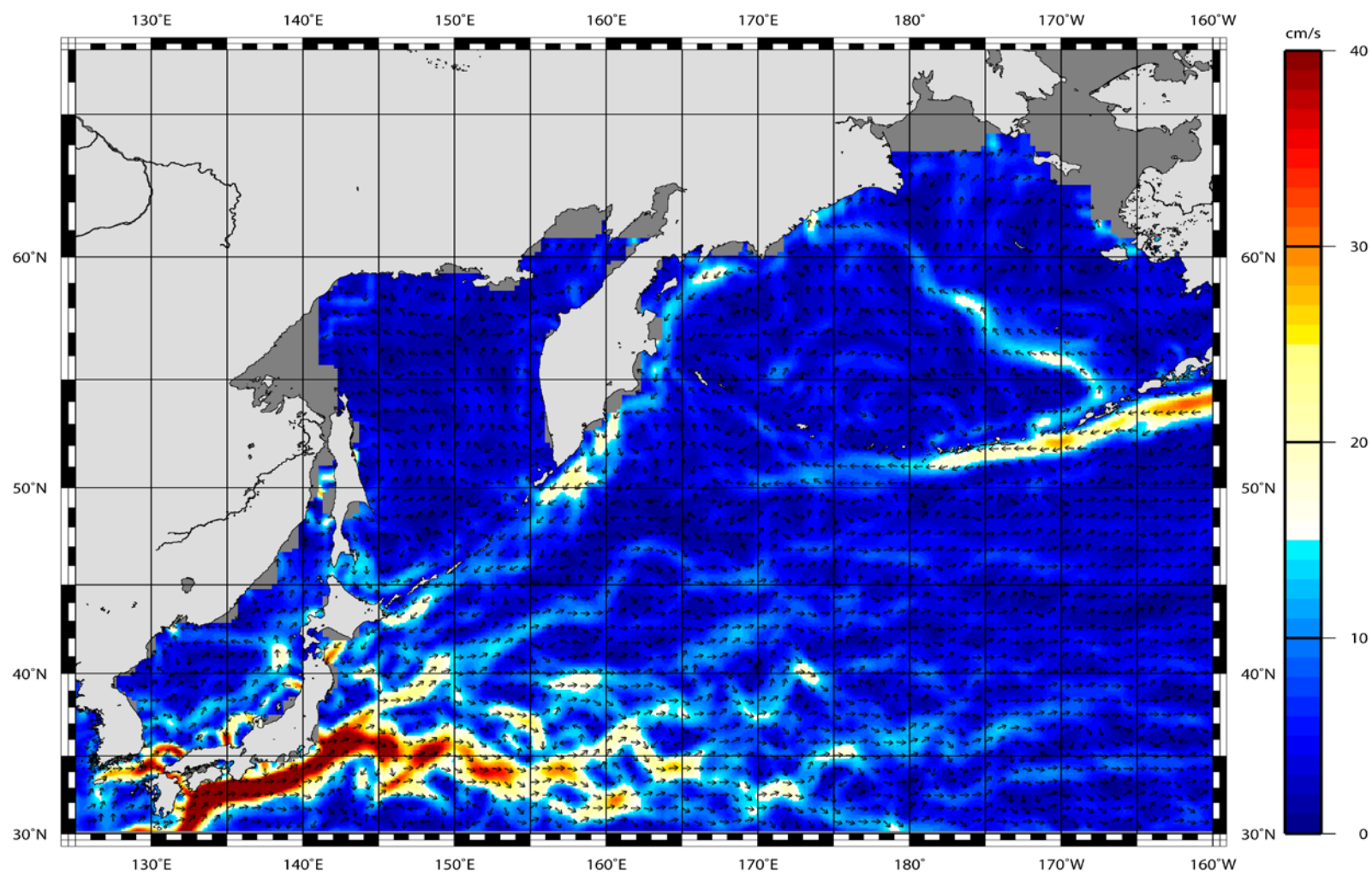


Рис. 4.3.1. Геоострофические течения, рассчитанные по данным абсолютной динамической топографии поверхности моря СЗТО за январь.

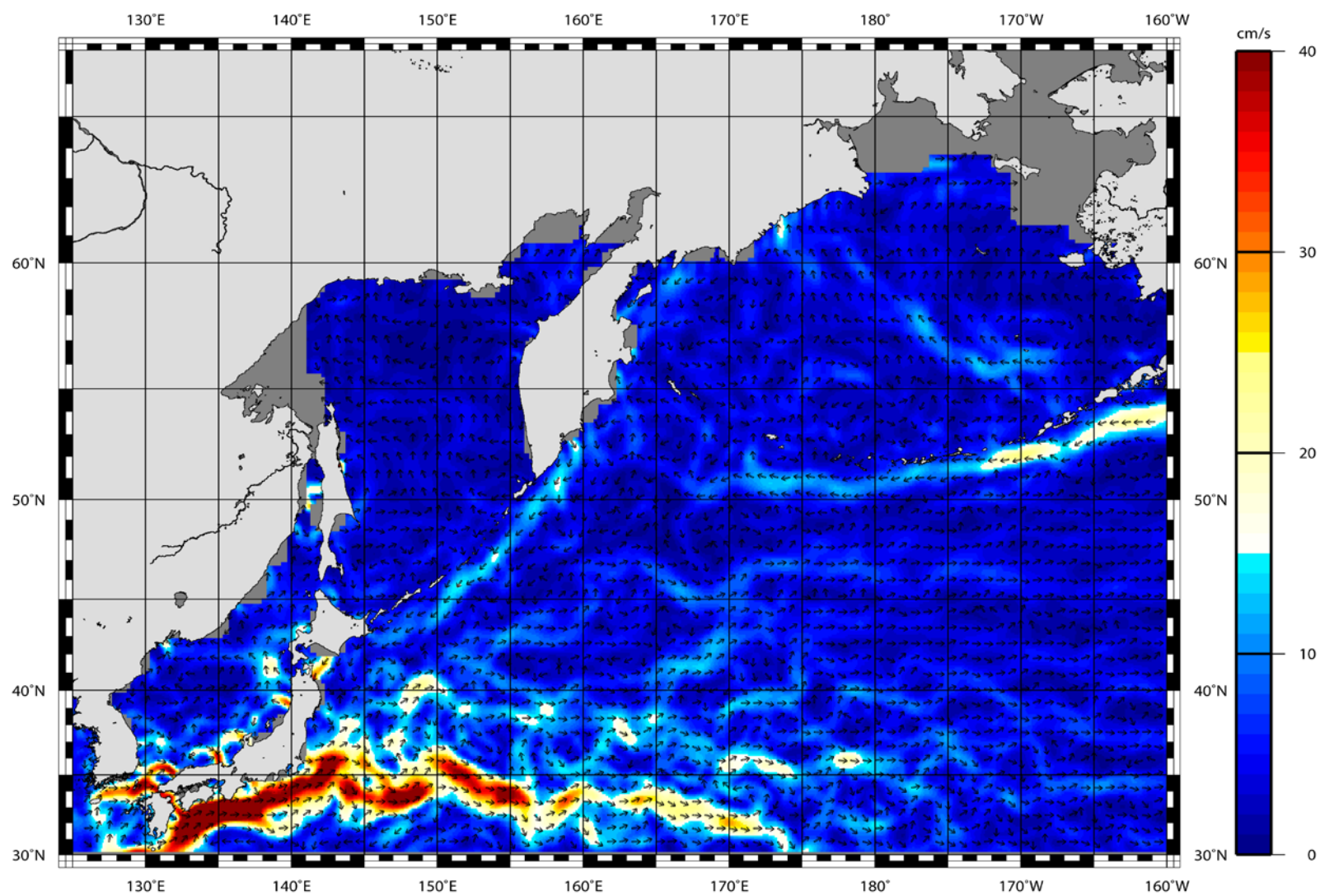


Рис. 4.3.2. Геоострофические течения, рассчитанные по данным абсолютной динамической топографии поверхности моря СЗТО за апрель.

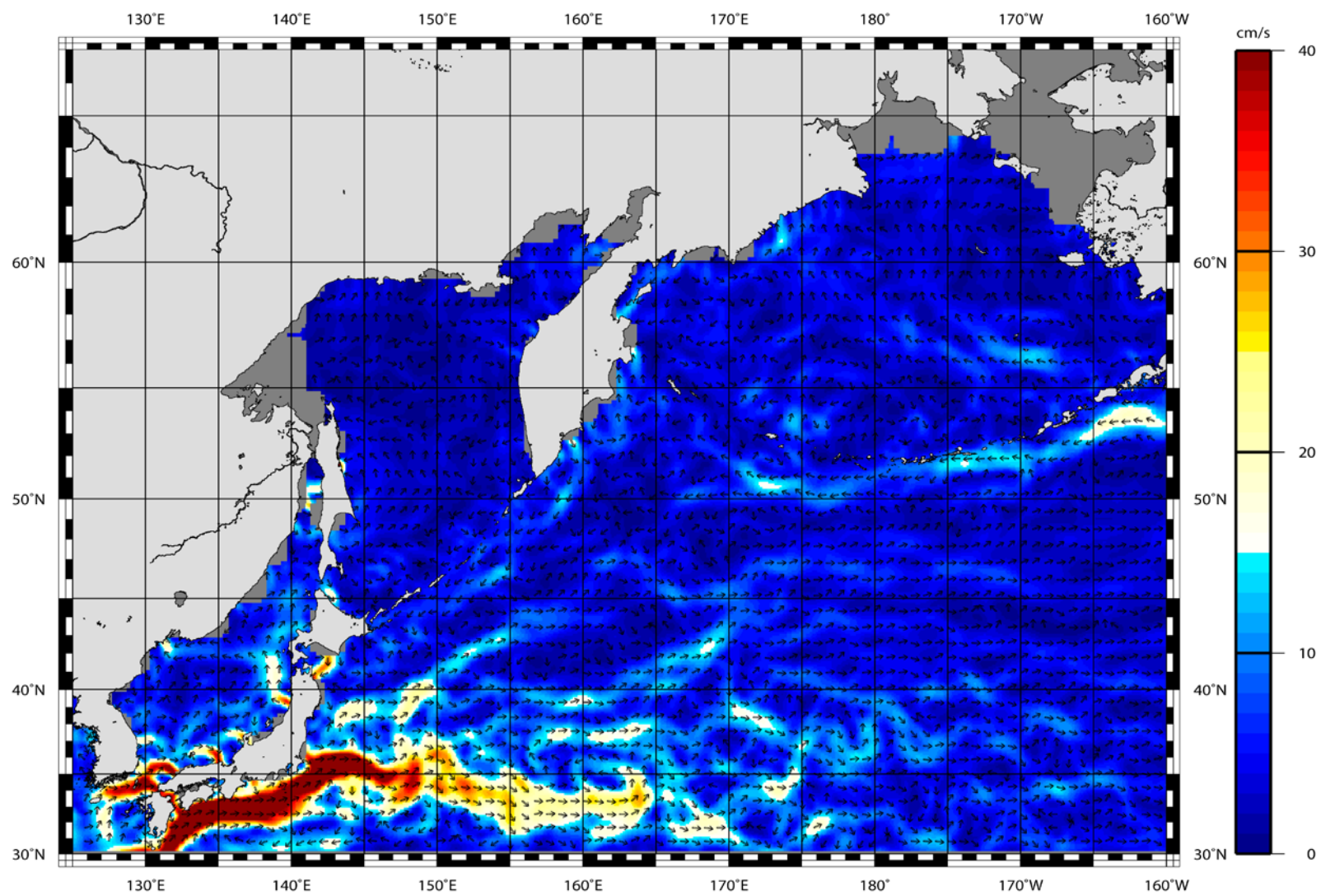


Рис. 4.3.3. Геоострофические течения, рассчитанные по данным абсолютной динамической топографии поверхности моря СЗТО за июль.

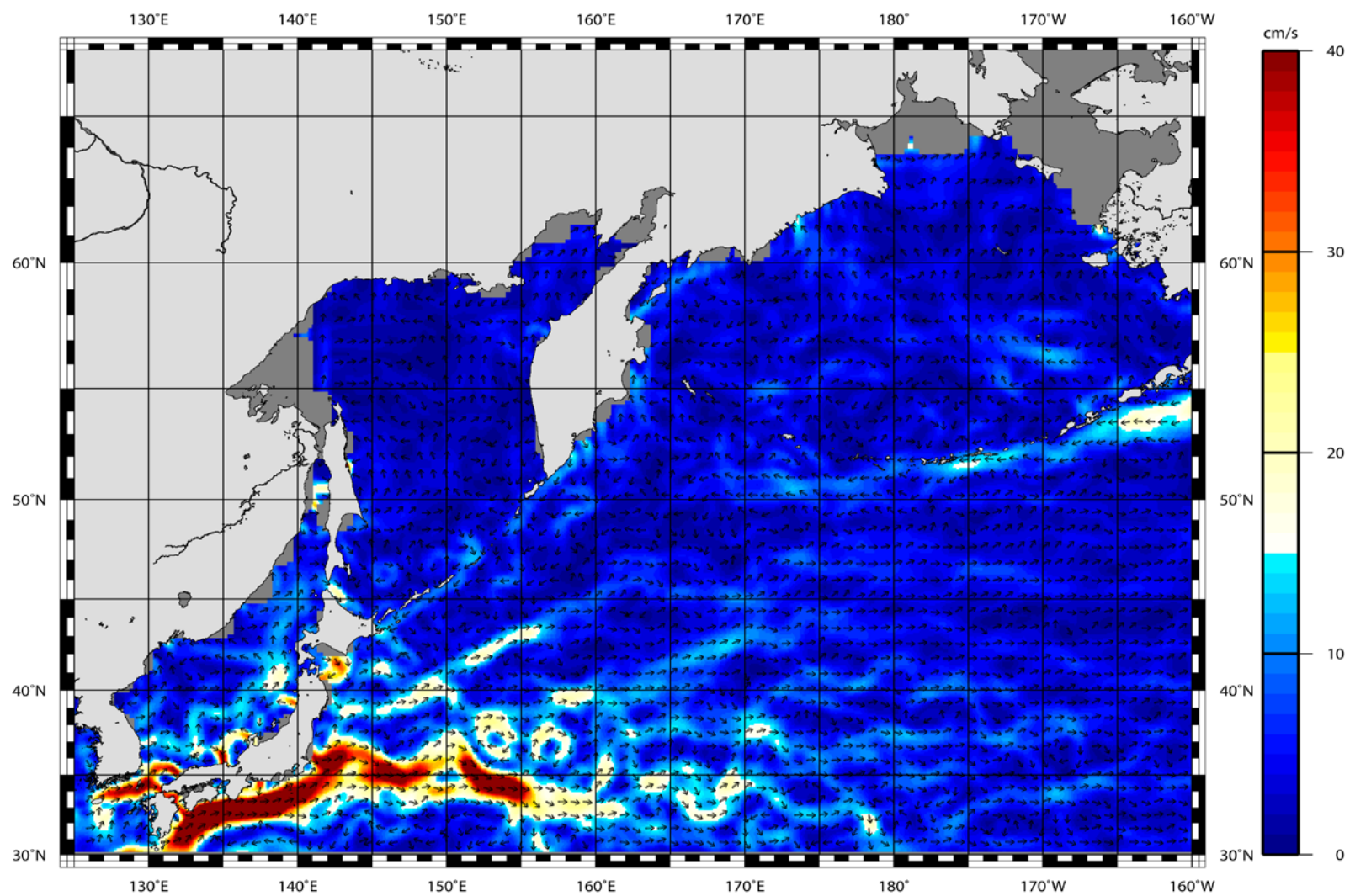


Рис. 4.3.4. Географические течения, рассчитанные по данным абсолютной динамической топографии поверхности моря СЗТО за октябрь.

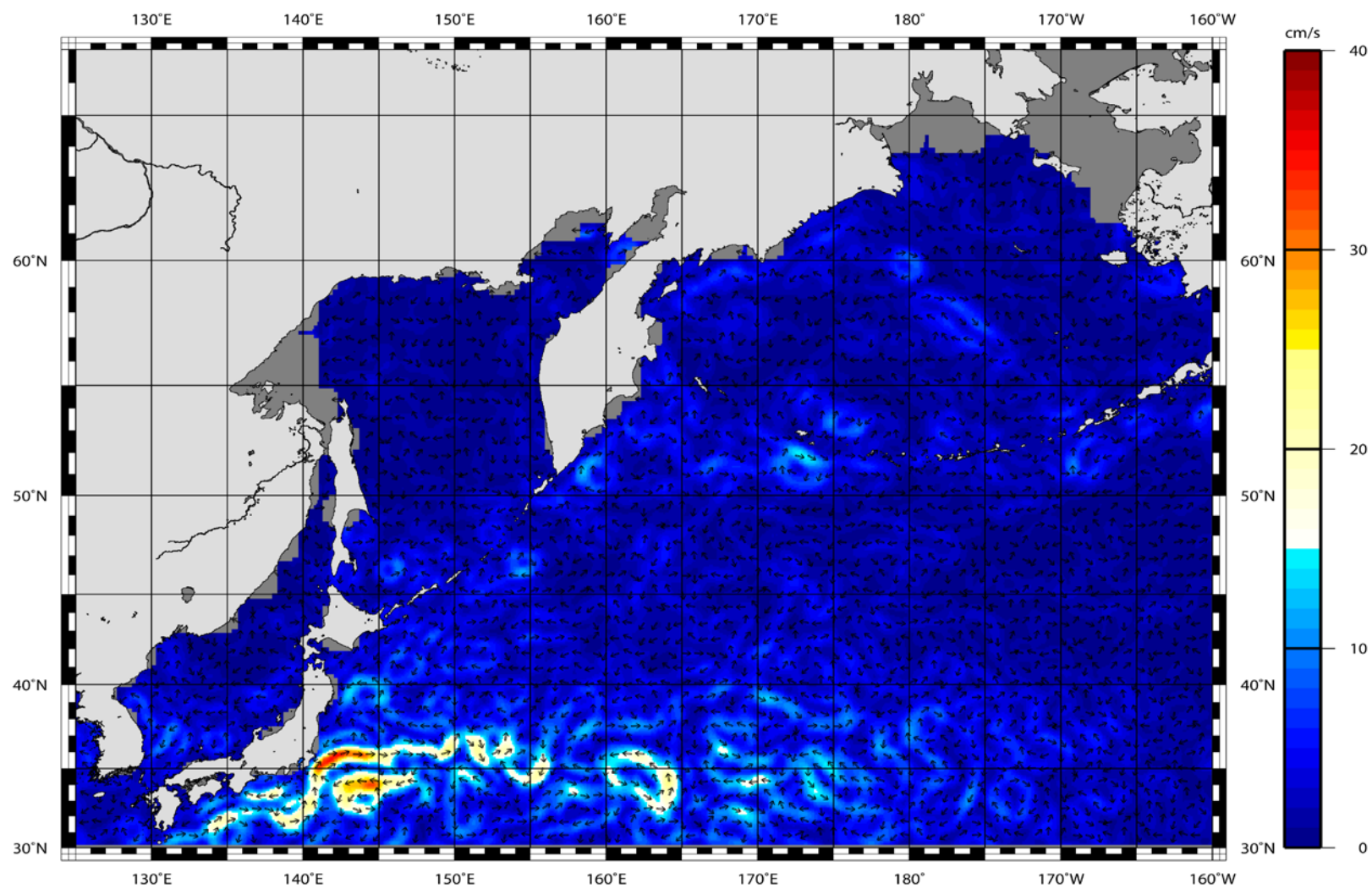


Рис. 4.3.5. Географические течения, рассчитанные по данным относительной динамической топографии поверхности моря СЗТО за июль.

ПРИЛОЖЕНИЕ

В приложении представлены зональные пространственно-временные разрезы (Hovmoller diagram) для СЗТО, построенные по данным различных сенсоров. Ниже указывается источник данных и их краткое описание.

Данные о концентрации хлорофилла-а (Chl-a) загружаются с бесплатного архива спутниковых данных NOAA Oceancolor ¹. Данные представляют собой продукты уровня обработки Level 3, полученные с помощью стандартных алгоритмов коррекции по измерениям радиометра MODIS-Aqua в оптическом диапазоне. Данные доступны с 2002 по 2013 года и имеют пространственное разрешение 4 км. Временное разрешение 8 дней. Карты с разрешением более одного дня определяются с помощью среднего по всем безоблачным данным, полученным за соответствующий период.

Данные о температуре морской поверхности (SST) загружаются с бесплатного архива спутниковых данных REMSS ² NASA. Данные представляют собой продукты уровня обработки Level 3 версии 7, полученные по измерениям пассивных микроволновых радиометров AMSR (Advanced Microwave Scanning Radiometer). Облачность прозрачна для измерений в микроволновом диапазоне. Данные доступны с 2002 по 2011 года и имеют пространственное разрешение $0.25^{\circ} \times 0.25^{\circ}$ и временное разрешение 1 день. Данные AMSR недоступны в прибрежной зоне (<40 км от берега), поскольку в этой зоне на форму сигнала значительно влияет суша.

Данные о солености морской поверхности (SSS) спутника Aquarius ³ загружаются с бесплатного архива Jet Propulsion Laboratory California Institute of Technology⁴. Данные за период: август 2011 по сентябрь 2013 представляют

¹ <http://oceancolor.gsfc.nasa.gov/>

² <http://www.remss.com/>

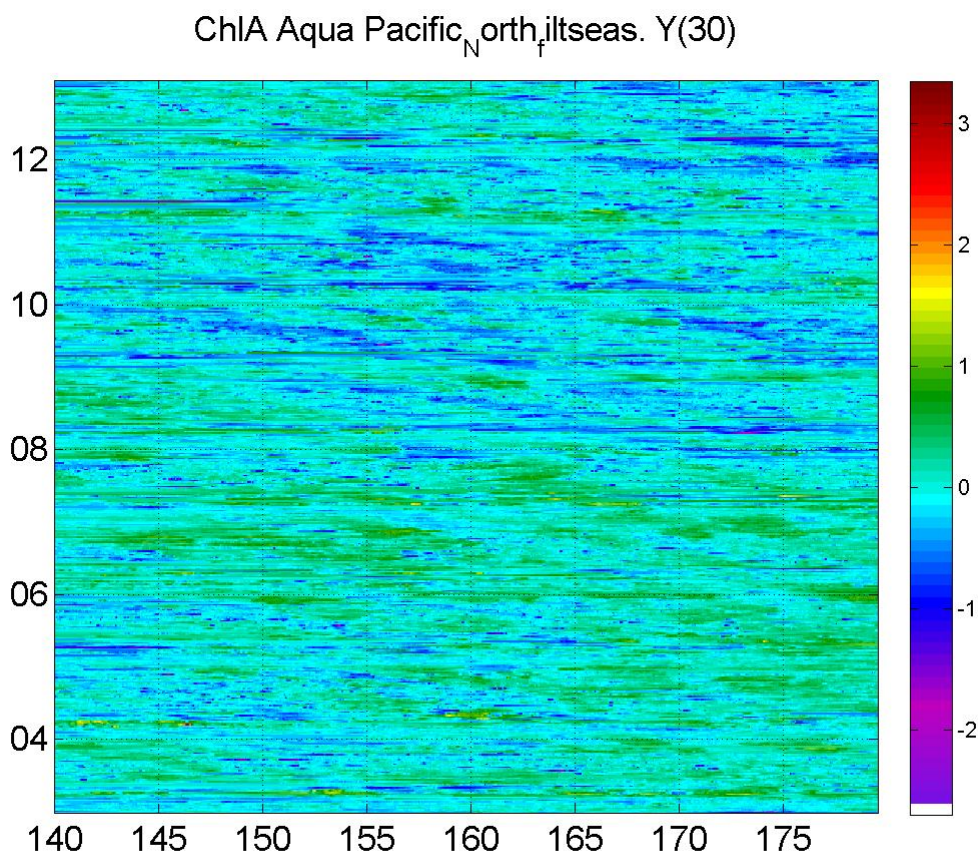
³ QUARIUS/SAC-D satellite, a collaborative effort between NASA and the Argentinian Space Agency Comision Nacional de Actividades Espaciales (CONAE)

⁴ <http://podaac.jpl.nasa.gov/aquarius>

собой продукт обработки Level 3 с пространственным разрешением $1^\circ \times 1^\circ$ и временной дискретностью 7 дней.

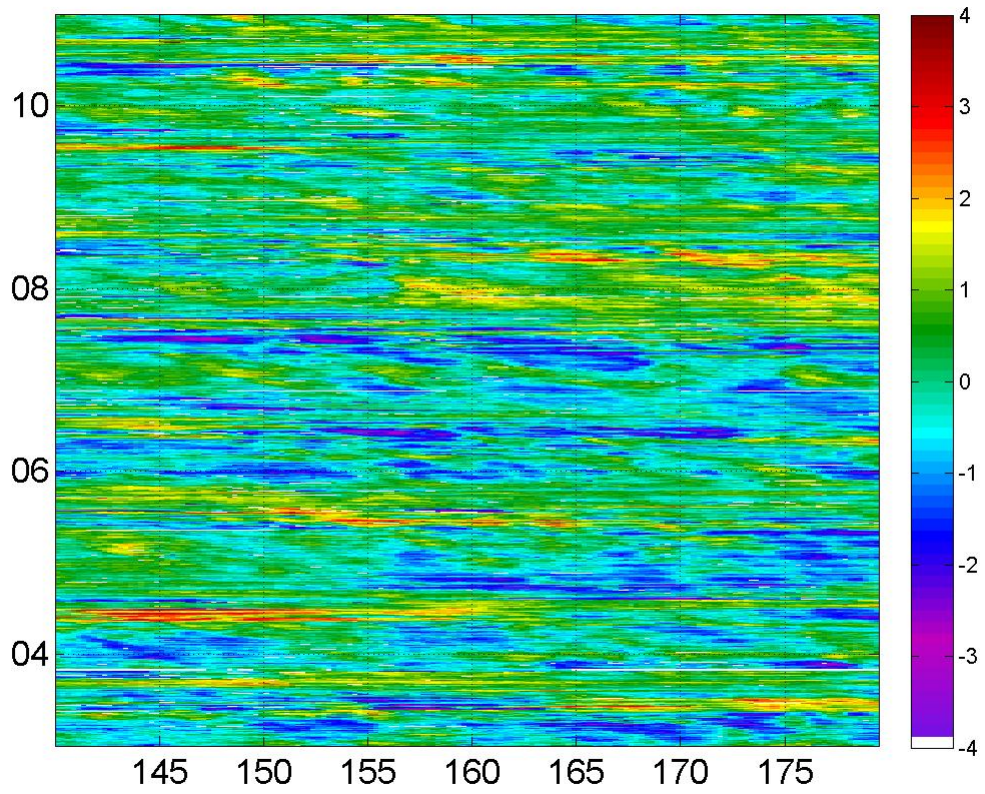
Данные AVISO (ADT)⁵, проанализированные здесь за промежуток 2002-2013 гг. с временной дискретностью 7 суток и пространственным разрешением $0.25^\circ \times 0.25^\circ$. Описание данные представлены в параграфе 1.1.

Ниже в качестве примера представлены зональные пространственно-временные разрезы для СЗТО, построенные по данным различных сенсоров для 30° с.ш. Остальные графики даны в приложении на диске.

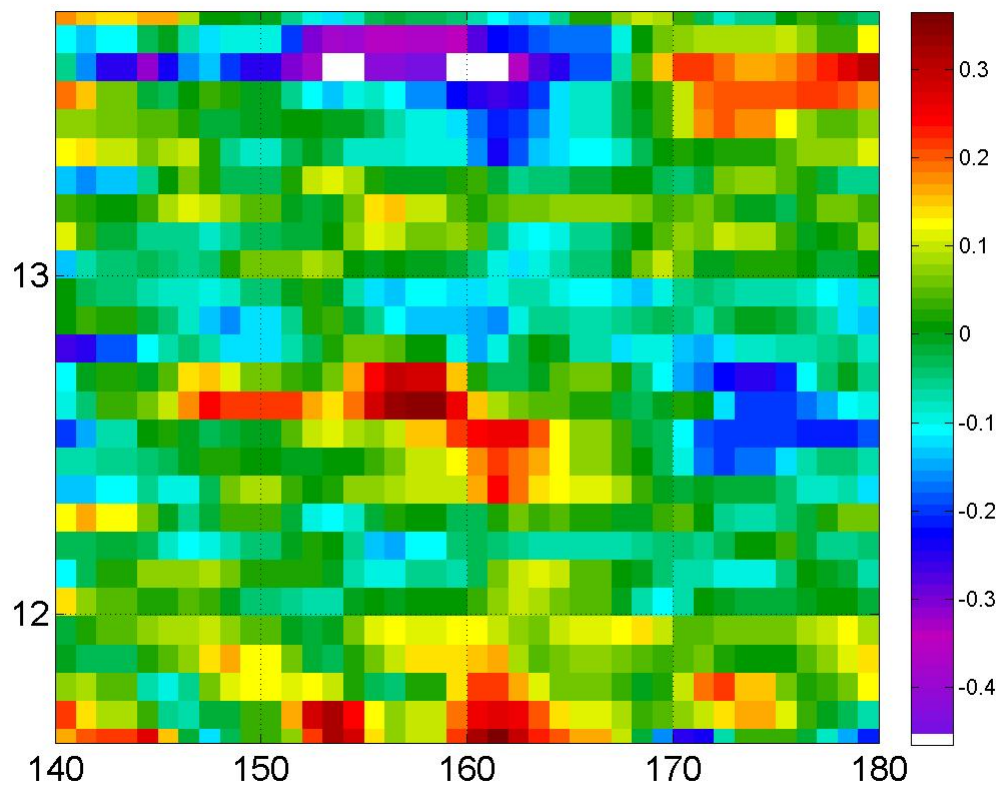


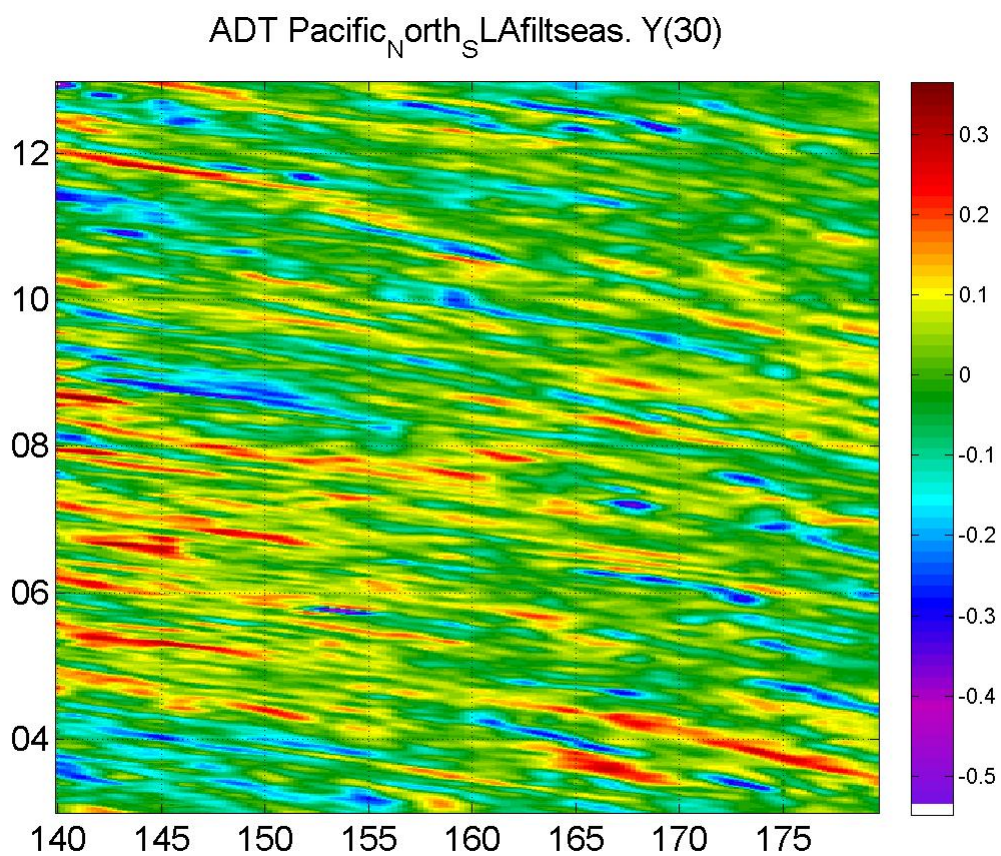
⁵ <http://www.aviso.oceanobs.com/>

SST AMSRE Pacific_North_filtseas. Y(30)



SSS Aquarius Pacific_North_filtseas. Y(30)





Зональные пространственно-временные разрезы СЗТО, построенные по данным различных сенсоров для 30° с.ш. Аналогичные графики для 25-50° с.ш. даны в приложении на диске.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Развитие спутниковой альтиметрии дает принципиально новые, уникальные возможности исследований полей уровня Мирового океана в широком диапазоне пространственно-временных масштабов, в том числе, и СЗТО. Альтиметрия даёт почти глобальное покрытие морской поверхности и высокую точность измерений. Для уточнения альтиметрических данных широко используются измерения уровня моря на береговых станциях, по которым имеются длительные ряды наблюдений, в то время как история альтиметрических наблюдений начинается с запуска спутника Topex/Poseidon в 1992 году.

Анализировались альтиметрические измерения абсолютной и относительной топографии. Абсолютная динамическая топография позволяет исследовать изменчивость крупномасштабных пространственно-временных неоднородностей, связанных с циркуляцией океанских течений, обусловленных крупномасштабными динамическими процессами в океане, в то время как изменчивость относительной динамической топографии отражает процессы синоптического масштаба в поле уровня океана.

На примере СЗТО в работе обобщаются основные методы обработки и интерпретации спутниковой альтиметрической информации, которые позволяют на качественно новом уровне исследовать крупномасштабную низкочастотную изменчивость уровня океана и ее физические механизмы.

К основным результатам исследования относятся следующие:

На примере СЗТО в работе обобщаются основные методы обработки и интерпретации спутниковой альтиметрической информации, которые позволяют на качественно новом уровне исследовать крупномасштабную низкочастотную изменчивость уровня океана и ее физические механизмы.

Доказанные закономерности крупномасштабной изменчивости уровня по данным спутниковых альтиметрических измерений свидетельствует о

выраженной нестационарности и статистической неоднородности синоптической, сезонной и межгодовой изменчивости уровня в СЗТО. В диссертации дается представительное описание пространственного распределения статистических характеристик изменчивости уровня СЗТО, которое генерализовано в виде карт математического ожидания, среднеквадратического отклонения, коэффициента вариации, полученных при различных масштабах осреднения, а также линейных и квадратичных трендов изменения уровня в СЗТО. Приводятся оценки сравнительного вклада в изменчивость уровня СЗТО межгодовых, сезонных и синоптических колебаний и проводится исследование эволюции компонент разного масштаба изменчивости уровня в отдельных пунктах СЗТО.

Показано, что при помощи вейвлет-анализа можно исследовать нелинейные потоки энергии и их перераспределение по различным масштабам.

В СЗТО дивергенция и конвергенция уровня достигают своих экстремальных значений в зоне основных геострофических течений данного региона, прежде всего в стрежне Куроисио и его рингах, а также Курильском течении, течении Ойясио и Алеутском течении. Области дивергенции (понижение уровня) в зоне Куроисио расположены преимущественно южнее 35° с.ш., в то время как области конвергенции (рост уровня) расположены большей частью на 35° параллели, либо севернее ее. Абсолютные значения экстремумов уменьшаются в восточном направлении в соответствии с тенденцией к ослаблению потока Куроисио и становятся практически незначимыми восточнее 175° з.д. Северо-восточная ветвь Куроисио выражена слабо. Выделяются обширные области повышенных значений дивергенции и конвергенции в районе Алеутского течения, причем области конвергенции примыкают к Алеутской гряде, а южнее расположены дивергенции. На участке Камчатского, Северо-Курильского течения и Ойясио расположены небольшие по площади области дивергенции потоков.

Диапазон изменчивости по площади акватории среднегодовы́х значений математического ожидания абсолютной динамической топографии поверхности океана от 120 до 260 см. В целом по региону изменение этой характеристики происходит зонально с тенденцией к увеличению значений в южном направлении. Наибольшие значения абсолютной динамической топографии достигаются в зоне активности Куросио – в полосе широт от 30 до 35° с.ш. и 130 – 160° в.д. К востоку от 160° в.д. в этой же полосе значения абсолютной динамической топографии постепенно уменьшаются до 200-210 см на 160° з.д. Севернее 40° с.ш. значения абсолютной динамической топографии достигают 120-170 см, причем область минимальных значений расположена в центральной части акватории южнее 50° с.ш. В Беринговом море севернее Алеутской гряды отмечается некоторое увеличение значений до 170-180 см, что может быть отражением Аляскинского и Алеутского течений.

В межгодовой изменчивости уровня СЗТО выделяются 1997-1998 гг., и 2002-2003 гг., когда площадь, занимаемая высокими значениями среднегодового уровня (>160 см) несколько увеличена по сравнению с другими годами.

Особенностью среднегодовы́х сезонного хода является следующее: площадь, занимаемая максимальными значениями уровня, минимальна в марте. В этот период значения уровня не превышают 230 см. К сентябрю площадь максимальных значений уровня увеличивается, и эти величины достигают 260 см. Аналогичные особенности имеют оценки среднегодовы́х месячных значений абсолютной динамической топографии в Японском море в потоке Цусимского течения, где площадь максимальных значений также существенно увеличивается от марта к сентябрю. В Японском и Охотском морях заметно увеличение средних значений характеристики в осенние месяцы. Изолинии величины уровня носят приблизительно меридиональное прости́ание с тенденцией к увеличению значений в направлении с запада на восток.

Среднеквадратическое отклонение изменяется в диапазоне от нуля до 10 см. Наибольшие величины наблюдаются в динамически активных районах крупномасштабной океанической циркуляции, в частности, в полосе широт от 30 до 40-45° с.ш., включая Японское море, а также в районах Северо-Камчатского, Курильского и течения Ойясио, с южной стороны Алеутской гряды, в районе Куроиси значения максимальны. Повышенные значения среднеквадратического отклонения для северной части Берингова моря, очевидно, связаны с большой изменчивостью этой характеристики в связи с недостаточным качеством данных наблюдений из-за наличия льда в зимний период. В то же время для Охотского моря в целом характерны невысокие значения среднеквадратического отклонения: в среднем 2-4 см, несколько повышенные значения наблюдаются для южной части Охотского моря, примыкающей с севера к Курильской гряде, и в северной части моря, где также существуют проблемы с непрерывными альтиметрическими наблюдениями за уровнем из-за льда.

В межгодовой изменчивости среднеквадратического отклонения общие черты пространственного распределения этой характеристики сохраняются в целом для всего цикла наблюдений: прежде всего высокие значения в зоне действия Куроиси (до 10 см) и низкие (< 3 см) в центральной части Охотского моря, центральных районах Берингова моря и восточной части Тихого океана. Относительно высокие оценки среднеквадратического отклонения (> 6 см) можно обнаружить в районе, ограниченном с юга Алеутской грядой, в юго-восточной части Японского моря в зоне действия Цусимского течения и в северной части Берингова моря. В отдельные периоды 1996-1998 и 2002-2003 гг. отмечается увеличение этой характеристики в меридиональном направлении, которое может быть связано с увеличением интенсивности зональных переносов водных масс в периоды Эль-Ниньо 1997 и 2003 гг.

Анализ пространственного распределения среднеквадратического отклонения поверхности океана, позволяет выделить в СЗТО динамически

активные области с характерными особенностями временной изменчивости этой оценки. Это, прежде всего, обширная зона максимальных значений (до 10 см) в районе Субарктической конвергенции, а также районы действия основных струйных течений СЗТО и дальневосточных морей. В полях среднеквадратического отклонения уровня по альтиметрическим данным хорошо заметны не только крупномасштабные особенности, но и локальные очаги повышенных и пониженных значений. Так, например, в районе Императорских гор ($170 - 174^{\circ}$ с.ш.) постоянно наблюдаются неоднородности, вероятно, обусловленные топогенным фактором. Подобную картину можно обнаружить и в районе Западно-Камчатского шельфа в Охотском море. К особенностям сезонной изменчивости среднеквадратического отклонения можно отнести то обстоятельство, что зимой эта оценка и её горизонтальный градиент существенно выше, чем летом.

В СЗТО дивергенция и конвергенция уровня достигают своих экстремальных значений в зоне основных течений геострофической циркуляции данного региона, прежде всего в стрежне Куроисио и его рингов, а также Курильском течении, течении Ойясио и Алеутском течении. Области дивергенции (понижение уровня) в зоне Куроисио расположены преимущественно южнее 35° с.ш., в то время как области конвергенции (рост уровня) расположены большей частью на 35 параллели, либо севернее ее. Абсолютные значения экстремумов уменьшаются в восточном направлении в соответствии с тенденцией к ослаблению потока Куроисио и становятся практически незначимыми восточнее 175° з.д. Северо-восточная ветвь Куроисио выражена слабо. Выделяются обширные области повышенных значений дивергенции и конвергенции в районе Алеутского течения, причем области конвергенции примыкают к Алеутской гряде, а южнее расположены дивергенции. На участке Камчатского, Северо-Курильского течения и Ойясио расположены небольшие по площади области дивергенции потоков.

Переход от субтропической к субарктической водной массе в зоне Субарктической конвергенции реализуется в виде сложной системы крупномасштабных фронтов, составной частью которых являются с одной стороны фронты течений Куроисио и его Продолжения и фронты Алеутского, Курильского и Ойясио с другой. Фронтальным зонам соответствуют зоны конвергенции, доминирующей, хорошо выраженной и постоянно присутствующей крупномасштабной структурой является зона потока Куроисио, вытянувшаяся в зональном направлении в полосе между 33° - 36° с.ш. Положение и форма фронтов претерпевают значительные временные изменения, при которых в межфронтальных зонах формируется сложное вихревое поле с неоднородностями различных пространственных масштабов. Сопоставляя карты интенсивности дивергенции полных потоков, можно заметить, что основные максимумы (до $\pm 0,5$ см/сут.) наблюдаются к востоку от Японских островов до 160° с.ш., а за цепью Императорских гор интенсивность уменьшается на порядок. Одновременно к северу от стрежня Куроисио среднегодовая дивергенция потоков уменьшается до минимальных значений. Однако, в районе между 50° и 52° с.ш. (Алеутское течение) и с восточной стороны Курильской гряды (течение Ойясио) она вновь увеличивается. В отдельные годы, например, в 1995 г. и отчасти в 2005 г. выражено доминирование областей дивергенции, в то время как области конвергенции проявляются больше в 2006 г.

В зимний период доминирует конвергенция с минимальными значениями скоростей изменения уровня океана. В летний период преобладают процессы конвергенции с максимальными значениями скоростей изменения уровня океана в июле и августе. В межсезонье области дивергенций и конвергенций проявляются в районах крупномасштабных геострофических течений, в то время как поле дивергенции центральной и восточной частей рассматриваемого района в эти периоды остаётся мало градиентным. В зимние месяцы

наблюдается значительное смещение динамического фронта Куроисио к югу до 33° с.ш.

Показано, что изменчивость поля скоростей течений на акватории "Мегаполигона" обусловлена не столько фронтальными вихрями, сколько низкочастотными волновыми возмущениями.

На основе спутниковой альтиметрической информации в СЗТО получены эмпирические оценки параметров волн Россби. Средние длины волн находятся в промежутке от 134 до 879 км, периоды изменяются от 95 до 259 сут., а фазовая скорость уменьшается к северу от 7.4 см/с (на 30° с.ш.) до 1.3 см/с (на 55° с.ш.), что соответствует теоретическим оценкам по дисперсионным соотношениям.

На основе выдвинутой гипотезы о том, что в океане доминируют не поступательные, а стояче-поступательные градиентно-вихревые волны типа волн Россби, дано описание кинематики баротропных стояче-поступательных волн Россби. Эти волны выделяются при анализе спутниковых альтиметрических карт в виде системы узловых линий, где уровень океана не меняется, а фаза колебаний уровня скачкообразно меняется на противоположную. Узловые линии образуют систему ячеек, поступательные волны типа волн Россби распространяются между узлами этих ячеек.

Дано теоретическое обоснование адвективного механизма проявления волн Россби в полях хлорофилла. При анализе спутниковой информации в некоторых случаях это дает основание рассматривать пассивную примесь в качестве индикатора планетарных волн. Когда градиенты в среднем зональном поле течений значительно меньше, чем градиенты меридиональных возмущений, идет перенос пульсационным полем средних градиентов характеристик.

На основе упрощенной математической модели показано, что в низкочастотном диапазоне изменчивости характеристики распространяющихся на запад волн Россби являются также и характеристиками волновых

возмущений в поле температуры. Выделены квазидвух-трех-летние, квазишестилетние и 10-летние циклы, которые характеризуют также и низкочастотную изменчивость температуры воды в СЗТО.

Для Курильского района СЗТО изменчивость стерических колебаний уровня невелика: 2 – 6 см, наибольшие значения достигаются осенью, наименьшие – поздней весной. Максимальные значения стерического уровня достигаются в Японском море (до 11 см), при направлении роста с юга на север, увеличение фазового сдвига в океане происходит в направлении от восточной границы области к японскому архипелагу. В открытом океане значительно меньше (4-8 см). Коэффициенты взаимной корреляции показывают выраженную связь между стерическим уровнем и температурой воды на поверхности океана, причем максимальные значения коэффициентов достигаются на сдвигах от 1 до 4 месяцев. Для Курильского района СЗТО значения стерического уровня невелики. При оперативном прогнозе стерических колебаний уровня по ИК-съемкам температуры поверхности воды следует учитывать запаздывание (сдвиг) стерического уровня относительно изменений температуры поверхности воды.

На основе спутниковой альтиметрической информации для СЗТО получены эмпирические оценки параметров волн Россби. Средние длины волн находятся в промежутке от 134 до 879 км, периоды изменяются от 95 до 259 сут, а фазовая скорость уменьшается к северу от 7.4 см/с (на 30° с.ш.) до 1.3 см/с (на 55° с.ш.).

Показано, что в океане доминируют не поступательные, а стояче-поступательные градиентно-вихревые волны типа волн Россби, дано описание кинематики баротропных стояче-поступательных волн Россби. Эти волны выделяются при анализе спутниковых альтиметрических карт в виде системы узловых линий, где уровень океана не меняется, а фаза колебаний уровня скачкообразно меняется на противоположную. Узловые линии образуют

систему ячеек, поступательные волны типа волн Россби распространяются между узлами этих ячеек.

На основе упрощенной математической модели показано, что в низкочастотном диапазоне изменчивости характеристики распространяющихся на запад волн Россби являются также и характеристиками волновых возмущений в поле температуры. Выделены квазидвух-трехлетние, квазишестилетние и 10-летние циклы, которые характеризуют также и низкочастотную изменчивость температуры воды в СЗТО.

Установлено, что главной особенностью градиентно-вихревых волн в СЗТО является их стояче-поступательный характер, проявляющийся на спутниковых альтиметрических картах в виде устойчивой сетки узловых линий, поступательные волны типа волн Россби распространяются внутри этих ячеек.

Дано теоретическое обоснование адвективного механизма проявления волн Россби в полях хлорофилла. При анализе спутниковой информации в некоторых случаях это дает основание рассматривать пассивную примесь в качестве индикатора планетарных волн. Когда градиенты в среднем зональном поле течений значительно меньше, чем градиенты меридиональных возмущений, идет перенос пульсационным полем средних градиентов характеристик.

Список публикаций по теме диссертации

Монографии:

1. **Белоненко Т.В.**, Фукс В.Р., Мичурин А.Н., А.А.Бобков, Д.К.Старицын, Стучевский М.А., Рудаков Ю.А., Самко Е.В., Ребенкова О.А., Григоркина Р.Г. Истоки Ойясио. Под ред. В.Р.Фукса, А.Н.Мичурина. Санкт-Петербург. Изд-во «Полис». 1997. 247 с.
2. **Белоненко Т.В.**, Захарчук Е.А., Фукс В.Р. Градиентно-вихревые волны в океане. СПб.: Издательство С.-Петербургского ун-та, 2004. 215 с.
3. **Белоненко Т.В.** Северо-западная часть Тихого океана. Исследование изменчивости уровня океана в системе вод Куроисио - Ойясио на основе спутниковой альтиметрической информации. LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. 2010. 228 с.
4. **Belonenko T.V.**, Foux V.R., Zakharchuk E.A. "Gradient-vorticity waves in the World ocean". Монография. LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. 2010. 408 с.
5. **Белоненко Т.В.**, Колдунов В.В., Старицын Д.К., Фукс В.Р., Шилов И.О. Изменчивость уровня Северо-западной части Тихого океана. Издательство СММО-ПРЕСС, СПб, 2009. 309 с.
6. **Белоненко Т.В.**, Колдунов А.В., Колдунов В.В., Май Р.И., Рубченя А.В., Старицын Д.К., Фукс В.Р. Атлас изменчивости уровня Северо-западной части Тихого океана. Санкт-Петербург. Издательство СММО-ПРЕСС. 2011. 304 с.

Статьи в журналах из списка ВАК:

7. **Белоненко Т.В.**, Фукс В.Р. Дисперсионные соотношения шельфовых и планетарных волн в океане// Вестник ЛГУ. Сер.7. Вып.3 (№ 21). 1987. С.107-110.
8. **Белоненко Т.В.** Шельфовые волны на постоянном течении// Вестник ЛГУ. Сер.7. Вып. 4 (№ 28). 1988. С. 101-104.
9. **Белоненко Т.В.** Передаточная функция анемобарического воздействия

на низкочастотные волновые движения в океане // Вестник ЛГУ. Сер.7. Вып. 1 (№ 7). 1988. С. 98-101.

10. **Белоненко Т.В.** О возможности нерезонансного возбуждения в океане крупномасштабных волновых движений // Вестник ЛГУ. Сер.7. Вып.1 (№ 7). 1990. С. 74-83.

11. **Белоненко Т.В.**, Старицын Д.К. Крупномасштабные волновые возмущения в поле температуры поверхности океана // Вестник ЛГУ. Сер.7. Вып.3 (№ 21). 1990 С. 93-97.

12. **Белоненко Т.В.**, Лавренов И.В., Шариков Ю.Д. Пространственная неоднородность поля ветрового волнения как индикатор скоростей течений в океане // Известия РАН. Физика атмосферы и океана. Т.28. № 2. 1992. С. 185-195.

13. **Белоненко Т.В.** Пространственно-временные спектры в поле температуры поверхности океана // Вестник СПбГУ. Сер.7. Вып.2 (№14). 1996. С. 74-84.

14. **Белоненко Т.В.**, Фукс В.Р. Передаточная функция динамической системы атмосфера-океан в диапазоне градиентно-вихревых волн // Вестник СПбГУ. Сер.7. Вып.2 (№14). 1998. С. 97-101.

15. **Белоненко Т.В.**, Захарчук Е.А., Фукс В.Р. Волны или вихри? // Вестник СПбГУ. Сер.7. Вып.3 (№21). 1998. С. 37-44.

16. **Белоненко Т.В.**, Радченко А.А., Фукс В.Р. Опыт оценки низкочастотной изменчивости поля скорости течения северо-западной части Тихого океана по альтиметрическим данным // Вестник СПбГУ. Сер. 7. Вып. 2 (№ 15). 2001. С. 123-129.

17. **Белоненко Т.В.**, Фукс В.Р. Годовые и полугодовые возмущения уровня северо-западной части Тихого океана // Метеорология и гидрология. № 8. 2001. С. 69-77.

18. **Белоненко Т.В.** Градиентно-вихревые волны в северо-западной части Тихого океана // Вестник СПбГУ. Сер 7. Вып. 3 (№ 23). 2001. С. 93-98.

19. **Белоненко Т.В.**, Колдунов А.В. Взаимосвязь колебаний уровня и

температуры воды в северо-западной части Тихого океана // Известия ТИНРО. Т. 140. 2005. С. 273-280.

20. **Белоненко Т.В.**, Колдунов А.В. Стерические колебания уровня в Курильском районе Тихого океана // Вестник СПбГУ. Сер. 7. Вып. 3. 2006. С. 81-88.

21. **Белоненко Т.В.**, Колдунов В.В. Межгодовая изменчивость альтиметрических измерений уровня океана на восточно-Сахалинском шельфе // Вестник СПбГУ. Сер. 7. Вып. 2. 2007. С. 128-135.

22. **Белоненко Т.В.**, Колдунов А.В. Стерические изменения уровня в Северо-западной части Тихого океана при различных климатических сценариях // Изв. РГО. Т. 141. № 1. 2009. С. 29-33.

23. **Белоненко Т.В.**, Колдунов А.В. Исследование спутниковой информации о первичной продукции в Азорском регионе при помощи вейвлет-анализа // Вестник СПбГУ. Сер. 7. Вып. 2. 2010. С. 109-116.

24. **Белоненко Т.В.**, Май Р.И., Старицын Д.К. Геострофические течения северо-западной части Тихого океана по альтиметрическим данным. Изв. РГО. 2010. Т.142. № 3. С. 26-36.

25. **Белоненко Т.В.**, Колдунов В.В. К оценке трендов и штормовых нагонов в колебаниях уровня северной части Тихого океана // Общество, среда, развитие. № 4 (17). 2010. С. 232-236.

26. **Белоненко Т.В.**, Колдунов А.В., Фукс В.Р. Адвекция хлорофилла волнами Россби // Вестн. С.-Петербург. Ун-та. Сер.7. Вып. 4. 2011. С. 106-109.

27. **Белоненко Т.В.**, Колдунов В.В., Фукс В.Р. О стояче-поступательных волнах Россби в море и океане // Вестн. С.-Петербург. Ун-та. Сер.7. Вып. 2. 2012. С. 91-103.

28. **Белоненко Т.В.**, Колдунов В.В. Об изменчивости уровня океана и повторяемости штормовых нагонов по данным мареографных постов северо-западной части Тихого океана // Метеорология и гидрология. № 4. 2012. С. 45-53.

29. **Белоненко Т.В.**, Блошкина Е.В. Температура поверхности Японского

моря по спутниковым данным // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Т.9. №1. 2012. С. 199-205.

30. **Белоненко Т.В.** Наблюдения волн Россби в северо-западной части Тихого океана // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Т.9. № 3. 2012. С. 209-215.

31. **Белоненко Т.В.** Связь низкочастотной изменчивости адвекции тепла и уровня в Северо-западной части Тихого океана // Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Т.9. № 5. 2012. С. 260-269.

32. Denis L. Volkov, **Tatyana V. Belonenko**, Victor R. Foux. Puzzling over the dynamics of the Lofoten Basin - a sub-Arctic hot spot of ocean variability. GEOPHYSICAL RESEARCH LETTERS. Vol. 40, Issue 4, 2013. P. 738–743. doi:10.1002/grl.50126.

33. **Белоненко Т.В.**, Колдунов В.В., Фукс В.Р. Кинематика стояче-поступательных волн Россби в море и океане // Фундаментальная и прикладная гидрофизика. Т. 6. № 1. 2013. С. 23-31.

34. Bashmachnikov I., **Belonenko T.V.**, Koldunov A.V. Intra-annual and interannual non-stationary cycles of chlorophyll concentration in the North-East Atlantic // Remote Sensing of Environment. Vol. 137. 2013. P. 55–68. <http://dx.doi.org/10.1016/j.rse.2013.05.025>.

35. Старицын Д.К., Фукс В.Р., **Белоненко Т.В.** Зависимость изменчивости физических и биотических процессов в океане от скорости вращения Земли // Вестн. С.-Петербург. Ун-та. Сер.7. Вып. 2. 2013.С. 128-133.

36. Белоненко Т.В.,Bloшкина Е.В., Махотин М.С. Динамико-стохастическая модель температуры поверхности Японского моря по данным спутниковых измерений. Вестн. С.-Петербург. Ун-та. 2013. Сер.7. Вып. 3. С. 104-114.

37. **Белоненко Т.В.** Спутниковая альтиметрия Северо-западной части Тихого океана. Известия РГПУ им. А.И.Герцена. № 163. 2013. С. 120-128.

Прочие:

38. **Белоненко Т.В.**, Фукс В.Р. Нестационарные фронтальные зоны в

океане, вызванные волновой адвекцией // В сб. «Физическая океанология и проблемы биологической продуктивности». 1992. С. 5-22.

39. **Belonenko T.V.**, Foux V.R. Experience of Estimation of Low-Frequency Variability Fields of Currents Velocity at the Northwest Part of the Pacific Ocean from Altimetric Data. PORSEC 2002 BALI Proceedings. 2002. P. 281-286.

40. **Белоненко Т.В.**, Фукс В.Р., Шилов И.О. Опыт применения вейвлет-анализа для исследования изменчивости океанологических процессов в Курильском районе // В сб. «Теория и практика эколого-географических исследований». Санкт-Петербург. Издательство «ТИН». 2005. С.150-164.

41. **Белоненко Т.В.**, Фукс В.Р., Шилов И.О. Вейвлет-анализ межгодовой изменчивости уровня // Доклады XII съезда РГО (Кронштадт). Санкт-Петербург. 2005. С. 91-96.

42. **Белоненко Т.В.**, Фукс В.Р., Шилов И.О. Опыт применения вейвлет-анализа для исследования изменчивости океанологических условий промысла (на примере уровня океана) // В сб. «Материалы XIII международной конференции по промысловой океанологии». Калининград, 2005. С.34-37.

43. **Белоненко Т.В.** Вейвлет-анализ индекса Тихоокеанской декадной осцилляции и температурных индексов Эль-Ниньо // Вопросы промысловой океанографии. Вып. 2. Москва. 2005. С. 189-205.

44. **Белоненко Т.В.**, Фукс В.Р. Проблемы использования спутниковой информации о концентрации хлорофилла для оценки биотических условий промысла нагульной рыбы // Вопросы промысловой океанографии. «Вопросы промысловой океанологии». Вып. 3. Москва. 2006. С. 241-263.

45. **Белоненко Т.В.** Нестационарность биотических циклов первичной продукции в Азорском регионе Атлантики. «Вопросы промысловой океанологии». Вып.5. № 2. 2008. С. 185-207.

46. Башмачников И.Л., **Белоненко Т.В.**, Колдунов А.В. Северо-Атлантическое колебание и его влияние на формирование биотических циклов в Азорском регионе // Вопросы промысловой океанологии. Вып. 6. №

2. Москва. 2009. С. 48-70.

47. **Белоненко Т.В.**, Колдунов В.В., Колдунов А.В., Старицын Д.К., Фукс В.Р. Спутниковая альтиметрия северо-западной части Тихого океана // Мореходство и морские науки-2009. Избранные доклады Второй Сахалинской региональной морской научно-технической конференции. Под ред. В.Н. Храмушина. Южно-Сахалинск. СахГУ. 2010. С. 105-119.

48. **Белоненко Т.В.**, Захарчук Е.А., Колдунов А.В., Смирнов К.Г., Старицын Д.К., Тихонова Н.А, Фукс В.Р. Опыт использования спутниковой информации для оценки и прогноза биологической и промысловой продуктивности различных районов Мирового океана // Вопросы промысловой океанологии. Вып. 7. № 1. Москва. 2010. С. 206-226.

49. **Белоненко Т.В.**, Колдунов В.В. Изменчивость уровня северной части Тихого океана // Вопросы промысловой океанологии. Вып. 7. № 2. Москва. 2010. С. 136-156.

50. **Белоненко Т.В.**, Фукс В.Р. Баротропные стояче-поступательные волны Россби // В сб. "Потоки и структуры в жидкостях: физика геосфер". Владивосток. Издательство ДВГУ. 2011. С. 255-259.

51. **Белоненко Т.В.**, Шевченко Г.В. Методика оценки характеристик штормовых нагонов в различных районах океана // Мореходство и морские науки. Избранные доклады Третьей Сахалинской региональной морской научно-технической конференции. Южно-Сахалинск. 2011. С. 142-155.

52. **Белоненко Т.В.**, Колдунов В.В., Май Р.И. Тренд в изменении уровня северо-западной части Тихого океана // Вопросы промысловой океанологии. Вып. 8. № 1. 2011. С. 204-223.

53. **Belonenko Tatyana**, Foux Victor. What are they: eddies or waves? International Multidisciplinary Scientific GeoConference. SGEM 2012. Conference Proceedings. Volume II. P. 661-668.

54. **Belonenko Tatyana**, Foux Victor. Kinematics of the standing-progressive waves of Rossby in the sea and ocean. // Proceedings Pan Ocean Remote Sensing Conference (PORSEC), Section «Satellite-based research on Oceanic Planetary

Waves: Recent advances and open questions». Kochi, Kerala, India. 2012. P. 602-610.

55. **Belonenko T.V.**, Foux V.R., Koldunov V.V. Barotropic standing-progressive Rossby waves // Fluxes and structure in fluids. Physics of Geospheres. Selected Papes. 2012. P. 18-22.

56. **Белоненко Т.В.**, Колдунов В.В. Анализ пространственно-временной изменчивости годовых и полугодовых колебаний уровня северо-восточной части Атлантического океана по данным спутниковых альтиметрических измерений // В сб. «Материалы XI Всероссийской конференции по проблемам рыбопромыслового прогнозирования, посвященной 150-летию со дня рождения Н.М.Книповича». Мурманск: Издательство ПИНРО. 2012. С. 32-41.

57. Фукс В.Р., **Белоненко Т.В.** Адвекция в поле стояче-поступательных градиентно-вихревых волн. // Современные проблемы географии и геоэкологии. Санкт-Петербург. 2012. С. 338-346.

58. **Белоненко Т.В.**, Фукс В.Р. Опыт картирования характеристик уровня северо-западной части Тихого океана на основе спутниковой информации. // Мореходство и морские науки. Избранные доклады Четвертой Сахалинской региональной морской научно-технической конференции. Южно-Сахалинск. 2012. С. 166-181.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- 1) Астафьева Н. М. Вейвлет-анализ: основы теории и примеры применения // Успехи физических наук. 1998. Т. 166. № 11. С. 1145–1170.
- 2) Атлас по океанографии Берингова, Охотского и Японского морей. Т. 2. Тихоокеанский океанологический институт им. В.И. Ильичева ДВО РАН г. Владивосток. 2001.
- 3) Атлас эксперимента «Мегаполигон». Том 2. Течения зоны субарктического фронта в северо-западной части Тихого океана. М., 1992 г.
- 4) Атмосфера. Справочник. Л., ГИМИЗ, 1991, 221 с.
- 5) Белоненко Т. В., Захарчук Е. А., Фукс В. Р. Градиентно-вихревые волны в океане. СПб, 2004.
- 6) Белоненко Т. В., Колдунов В. В., Колдунов А. В., Старицын Д. К., Фукс В. Р. Спутниковая альтиметрия северо-западной части Тихого океана. Мореходство и морские науки-2009: избранные доклады Второй Сахалинской региональной морской научно-технической конференции (23 сентября 2009 г.) / Под ред. В. Н. Храмушина. – Южно-Сахалинск: СахГУ, 2010. – 292 с. (стр. 105-119).
- 7) Белоненко Т.В., Захарчук Е.А., Колдунов А.В., Смирнов К.Г., Старицын Д.К., Тихонова Н.А., Фукс В.Р. Опыт использования спутниковой информации для оценки и прогноза биологической и промысловой продуктивности различных районов Мирового океана. Вып. 7. № 1. Москва. 2010. С. 206-226.
- 8) Белоненко Т.В., Фукс В.Р., Старицын Д.К. и др., «Истоки Ойясио», СПб., 1997. 248 с.
- 9) Белоненко Т.В. «Северо-западная часть Тихого океана. Исследование изменчивости уровня океана в системе вод Куроисио - Ойясио на основе спутниковой альтиметрической информации. Монография. 228 с. LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. 2010.

- 10) Белоненко Т.В. Вейвлет-анализ индекса Тихоокеанской декадной осцилляции и температурных индексов Эль-Ниньо. В сб. «Вопросы промысловой океанографии». Вып. 2. Москва. 2005. С. 189-205 .
- 11) Белоненко Т.В. Градиентно-вихревые волны в северо-западной части Тихого океана// Вестник Санкт-Петербургского университета. Сер.7. 2001. Вып. 3 (№ 23), с. 93-98.
- 12) Белоненко Т.В. О возможности нерезонансного возбуждения в океане крупномасштабных волновых движений. // Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. 7: Геология, география.. 1990. Вып.1 (№7).
- 13) Белоненко Т.В. О возможности нерезонансного возбуждения в океане крупномасштабных волновых движений. // Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. 7: Геология, география.. 1990. Вып.1 (№7).
- 14) Белоненко Т.В. Передаточная функция анемобарического воздействия на низкочастотные волновые движения в океане // Вестн. Ленингр. ун-та. Сер. 7: Геология, география. 1988. Вып.1 (№7).
- 15) Белоненко Т.В., «Градиентно-вихревые волны в северо-западной части Тихого океана», Вестник Санкт-Петербургского университета, 2001. Сер. 7. Вып. 3 (№ 23), с. 93-98.
- 16) Белоненко Т.В., Захарчук Е.А., Фукс В.Р. «Градиентно-вихревые волны в океане». Санкт-Петербург. Издательство С.-Петербургского ун-та. 2004.
- 17) Белоненко Т.В., Захарчук Е.А., Фукс В.Р. 2004. Градиентно-вихревые волны в океане. СПб.: Изд-во СПбГУ. 215 стр.
- 18) Белоненко Т.В., Захарчук Е.А., Фукс В.Р. Волны или вихри? // Вестн. С.-Петерб. ун-та. Сер. 7: Геология, география. 1998. Вып. 3 (№ 21).
- 19) Белоненко Т.В., Колдунов А.В. Взаимосвязь колебаний уровня и температуры воды в Северо-западной части Тихого океана. «Известия ТИНРО». Т. 140. 2005. С. 273-279

- 20) Белоненко Т.В., Колдунов А.В. Стерические колебания уровня в северо-западной части Тихого океана. Вестник СПбГУ. Сер. 7. 2006. Вып. 3. С. 81-88.
- 21) Белоненко Т.В., Колдунов А.В. Стерические колебания уровня океана в северо-западной части Тихого океана при различных климатических сценариях. ИЗВЕСТИЯ РГО. 2009. Т.141. Вып.1. С. 29-33.
- 22) Белоненко Т.В., Колдунов А.В., Фукс В.Р. Адвекция хлорофилла волнами Россби.// ВЕСТНИК САНКТ-ПЕТЕРБУРГСКОГО УНИВЕРСИТЕТА. СЕРИЯ 7: ГЕОЛОГИЯ, ГЕОГРАФИЯ. 2011. Вып. 4. С. 106-109.
- 23) Белоненко Т.В., Колдунов А.В., Колдунов В.В., Май Р.И., Рубчenea А.В., Старицын Д.К., Фукс В.Р. Атлас изменчивости уровня Северо-западной части Тихого океана. Санкт-Петербург. Издательство СМИО-ПРЕСС. 2011. 304 с.
- 24) Белоненко Т.В., Колдунов В.В. «К оценке трендов и штормовых нагонов в колебаниях уровня северной части Тихого океана». Люди, общество, развитие. 2010. № 4 (17), С. 232-236.
- 25) Белоненко Т.В., Колдунов В.В. Межгодовая изменчивость альтиметрических измерений уровня океана на восточно-Сахалинском шельфе. Вестник СПбГУ. Сер. 7, 2007, вып. 2. С. 128-135.
- 26) Белоненко Т.В., Колдунов В.В., Старицын Д.К., Фукс В.Р., Шилов И.О. Изменчивость уровня Северо-западной части Тихого океана. СМИО-ПРЕСС. 2009. 309 с.
- 27) Белоненко Т.В., Колдунов В.В., Фукс В.Р. О стояче-поступательных волнах Россби в море и океане. Вестн. С.-Петербург. Ун-та. 2012. Сер.7. Вып. 2. С. 91-103.
- 28) Белоненко Т.В., Май Р.И., Старицын Д.К. Геострофические течения северо-западной части Тихого океана по альтиметрическим данным. "Изв.РГО". 2010. Т.142. Вып.3. С. 27-37.

- 29) Белоненко Т.В., Фукс В.Р. Баротропные стояче-поступательные волны Россби. В сб. "Потоки и структуры в жидкостях: физика геосфер". Тезисы докладов. Владивосток. Издание Дальневосточного федерального университета. 2011 С. 255-259.
- 30) Белоненко Т.В., Фукс В.Р. Годовые и полугодовые волновые возмущения уровня северо-западной части Тихого океана. «Метеорология и гидрология», 2001, № 8, с. 69-77.
- 31) Белоненко Т.В., Фукс В.Р. и др. «Истоки Ойясио». Под ред. В.Р.Фукса, А.Н.Мичурина. СПб. 1997. 247 с.
- 32) Белоненко Т.В., Фукс В.Р. Нестационарные фронтальные зоны в океане, вызванные волновой адвекцией // Физическая океанология и проблемы биологической продуктивности. СПб., 1992.
- 33) Белоненко Т.В., Фукс В.Р. Нестационарные фронтальные зоны в океане, вызванные волновой адвекцией // Физическая океанология и проблемы биологической продуктивности. СПб., 1992.
- 34) Белоненко Т.В., Фукс В.Р., Старицын Д.К. и др. /Шельфовые и планетарные волны в системе вод Ойясио//. "Истоки Ойясио//. Отв. ред. А.Н.Мичурин. СПб., 1997.
- 35) Белоненко Т.В., Фукс В.Р., Шилов И.О. Опыт применения вейвлет-анализа для исследования изменчивости океанологических процессов в Курильском районе. В сб. «Теория и практика эколого-географических исследований». СПб, Издательство «ТИН». 2005. С.150-164.
- 36) Белоненко Т.В. Старицын Д.К. Крупномасштабные волновые возмущения в поле температуры поверхности океана. «Вестник ЛГУ». Сер. 7. Вып. 3 (№ 21), 1990.
- 37) Белоненко Т.В. Фукс В.Р. Дисперсионные соотношения шельфовых и планетарных волн в океане. «Вестник ЛГУ», Сер. 7, вып. 3 (№ 21), 1988.
- 38) Белоненко Т.В. Шельфовые волны на постоянном течении. «Вестник ЛГУ», сер. 7. 1989, № 4.

- 39) Бельшев А.П., Клеванцов Ю.П., Рожков В.А. Вероятностный анализ морских течений. Л.,1983.
- 40) Бендат Дж. Пирсол А. Применение корреляционного и спектрального анализа. Пер. с англ. под ред. И.Н. Коваленко. М. 1983.
- 41) Боков В.Н., Клеванцов Ю.П., Рожков В.А., Смирнова А.И., Фукс В.Р. Годовая ритмика колебаний уровня Балтийского моря // Труды Государственного океанографического института, выпуск 207, 2000.
- 42) Бондаренко А.Л., Жмур В.В. О природе и возможности прогнозирования явления Эль-Ниньо – Ла-Нинья. Метеорология и гидрология. 2004. № 11. С. 39-52.
- 43) Бондаренко А.Л., Филиппов Ю.Г. Течения в Каспийском море, обусловленные свободными низкочастотными волнами// Метеорология и гидрология. 2004. № 8. С.73-77.
- 44) Булатов Н.В. 2000. Исследования по использованию космической информации в изучении океана и рыбном промысле. Сб. ТИНРО – 75 лет. Владивосток: ТИНРО-Центр. С. 209-218.
- 45) Булатов Н.В. Некоторые черты синоптической и межсезонной изменчивости в системе вод Куро-Оси по данным метеорологических спутников Земли // Тр. ДВНИГМИ, 1980, вып. 80, с.34-45.
- 46) Булатов Н.В. Особенности формирования циклонических меандров и вихрей в зоне Субарктического фронта. //Исследования Земли из космоса , 1982, N3, с.53-58.
- 47) Булатов Н.В. Рекомендации по использованию спутниковых снимков в океанологических исследованиях / Владивосток, ТИНРО, 1984, 44 с.
- 48) Булатов Н.В., Лобанов В.Б. Исследование мезомасштабных вихрей восточнее Курильских островов по данным метеорологических спутников Земли. //Исследование Земли из космоса. 1983. N 3.

- 49) Бурков В.А. Общая циркуляция вод Тихого океана. - М.: Наука, 1972. 196 с.
- 50) Витязев В.В. Вейвлет-анализ временных рядов. Учебное пособие. Издательство С.-Петербургского университета. 2001
- 51) Власова Г.А. Сезонная изменчивость циркуляции вод Берингова моря.// в кн.Дальневосточные моря России. Книга 1 Океанологические исследования. Под ред. В.А.Акуличесва. М., Наука, 2007, с.266-277.
- 52) Войнов Г.Н., Захарчук Е.А. Долгопериодные приливы и шельфовые волны в Чукотском море. Метеорология и гидрология. 1999. № 12. С. 65.
- 53) Вольф Й.О., Ивченко В.О., Клепиков А.В., Олбер Д. О динамике зональных потоков в океане. Докл. СССР. Т. 313, №3, с.705-710. 1990.
- 54) Воробьев В. И., Грибунин В. Г. Теория и практика вейвлет-преобразования. СПб.: Изд-во ВУС, 1999. 208 с.
- 55) Воробьев В.Н., Кочанов С.Ю., Смирнов Н.П. Сезонные и многолетние колебания уровня морей Северного Ледовитого океана. - СПб: изд. РГГМУ, 2000. - 114 с.
- 56) Галеркин Л.И. Проблемы, связанные с изучением колебаний уровня Мирового океана // Океанология. 1961. Т.1, № 6. с. 1108-1115.
- 57) Гарбук С.В., Гершенсон В.Е. Космические системы дистанционного зондирования Земли. М., изд-во А и Б, 1997. 296 с.
- 58) Герман В.Х. Левиков С.П. Вероятностный анализ моделирование колебаний уровня моря. Л. Гидрометеиздат. 1988.
- 59) Гидрология Тихого океана. М., Изд-во «Наука», 1968.
- 60) Гидрометеорология и гидрохимия морей, том X, Берингово море; Гидрометеиздат, 1999 г.
- 61) Гилл А.Е. Динамика атмосферы и океана. М.: Мир, 1986. Ч. 1, 2.
- 62) Гирс А.А. Макроциркуляционный метод долгосрочных метеорологических прогнозов. //Л.: Гидрометеиздат, 1974. 485 с.

- 63) Гирская Э.И. Полугодовые колебания атмосферного давления. Труды ГГО, 1976, вып. 378.
- 64) Глобальное потепление. Доклад ГРИНПИС. М., Изд-во МГУ, 1993.
- 65) Григоркина Р.Г., Фукс В.Р. О приливном происхождении полугодовой периодичности гидрометеорологических процессов в Северной Атлантике. В кн.: Атлантический океан. Рыбопоисковые исследования, вып.3, Калининград, 1970, с. 152-165.
- 66) Григоркина Р.Г. Фукс В.Р. Воздействие тайфунов на океан. Л. Гидрометеиздат, 1986.
- 67) Григоркина Р.Г., Губер П.К. Фукс В.Р. Прикладные методы корреляционного и спектрального анализа крупномасштабных океанологических процессов. Л.: Изд-во ЛГУ, 1973.
- 68) Григоркина Р.Г., Мичурин А.Н., Провоторов П.П. и др. Краткопериодная изменчивость океанологических условий в промысловых районах вод Куроисио (часть 1). – «Изв. ТИНРО», 1969, т. 68, с. 45-66.
- 69) Губер П.К. Казарьян В.В. Эмпирический корреляционный и спектральный анализы океанологических процессов. В сб. «Краткопериодная изменчивость океанологических условий в промысловых районах системы вод Куроисио (II—V части)». Под ред. И.В. Кизеветтера. М. 1972.
- 70) Гусев А.К., Захарчук Е.А., Фукс В.Р. и др. «Динамика вод Балтийского моря в синоптическом диапазоне пространственно-временных масштабов». Санкт-Петербург, Гидрометеиздат. 2007. Монография. 356 с.
- 71) Дианский Н.А., Гусев А.В., Фомин В.В. Особенности распространения загрязнений в Северо-западной части Тихого океана. Изв. РАН. Физика атмосферы и океана. 2012. Том 48, № 1, с. 1–20.
- 72) Дикий Л.А. Теория колебаний земной атмосферы. Л., 1969, 390 с.

- 73) Динамика океана. /Под ред. А.В. Некрасова, Е.Н. Пелиновского. СПб, 1992.
- 74) Дмитриев А.А. и др. Макромасштабные атмосферные процессы и среднесрочные прогнозы погоды в Арктике.// Л.: Гидрометеиздат, 1989, 253 с.
- 75) Дремин И.М., Иванов О.В., Нечитайло В.А.. Вейвлеты и их использование// УФН. Т. 171. no. 5. 2001. 465-501.
- 76) Дуванин А.И. 1956. Уровень моря. Л.: Гидрометеиздат. 59 стр.
- 77) Дьяконов В.П. Вейвлеты. От теории к практике. М.:СОЛОН-Р,- 2002.448 с.
- 78) Ефимов В.В., Куликов Е.А., Рабинович А.Б., Файн И.В. Волны в пограничных областях океана. Л., 1985. 280 с.
- 79) Ефимов В.В. Динамика волновых процессов в пограничных слоях атмосферы и океана. Киев, 1981.
- 80) Ефимов В.В. Куликов Е.А. Применение методов адаптивной оценки пространственно-временных спектров к анализу захваченных волн. Изв. АН СССР, ФАО, 1978, т. 14, № 7.
- 81) Ефимов В.В. Рабинович А.Б. Влияние краевых волн на формирование приливов в северо-западной части Тихого океана. В сб.: Поверхностные и внутренние волны. Севастополь, МГИ АН УССР, 1978.
- 82) Ефимов В.В. Рабинович А.Б. О резонансных приливных течениях и их связи с континентальными шельфовыми волнами в северо-западной части Тихого океана. Изв. АН СССР, ФАО, 1980, т. 16, № 10.
- 83) Жмур В.В. Мезомасштабные вихри океана. Москва. ГЕОС. 2011. 289 с.
- 84) Захарчук Е.А. Крупномасштабные волновые возмущения в системе антарктического циркумполярного течения. Автореферат канд. дисс. СПб, 1997.

- 85) Захарчук Е.А. Синоптическая изменчивость уровня и течений в морях, омывающих северо-западной и арктическое побережья России. Санкт-Петербург. «Гидрометеиздат». 2008. 362 с.
- 86) Захарчук Е.А., Тихонова Н.А., Фукс В.Р. Свободные низкочастотные волны в Балтийском море. – Мет. и гидрол. № 8, 2004.
- 87) Захарчук Е.А., Фукс В.Р. О вкладе волн Россби и струйных волн в изменчивость Антарктического Циркумполярного течения// Вестник Санкт-Петербургского университета. Сер.7. 1999, вып.1(N.7) С. 85-89.
- 88) Иванов И.А. Янковский А.Е. Длинноволновые движения в Черном море. Киев: Наукова думка. 1992.
- 89) Иванов Ю.А., Корт В.Г., Монин А.С. О мезомасштабных неоднородностях океана // Докл. АН СССР. 1986. Т. 286, № 3. С. 706-709.
- 90) Изменчивость физических полей в атмосфере над океанами. М., Наука, 1983.
- 91) Ильичев В.И., Лобанов В.Б., Митник Л.М. Вихревые образования в океане и атмосфере. Результаты исследований в северо-западной части Тихого океана//Материалы семинара "Атмосфера-океан-космос". Препринт N 72. М., ОБМ АН СССР, 1984.
- 92) Инструкция. Критерии опасных гидрометеорологических явлений и порядок подачи штормового сообщения: РД 52.04.563-2002. Приказ Росгидромета от 23.08.2002. 12 стр.
- 93) Калацкий В.И. Моделирование вертикальной термической структуры деятельного слоя океана. Л.: Гидрометеиздат, 1978.
- 94) Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С. Синоптические вихри в океане. Л., 1982.
- 95) Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С., «Синоптические вихри в океане», Л., 1982. 264 с.
- 96) Каменкович В.М. Основы динамики океана. Л. 1973.

- 97) Каредин Е.П. Старицын Д.К. Экспериментальные измерения температуры воды на поверхности ИК-радиометром для целей краткосрочного прогноза промышленной обстановки. Изв. ТИНРО, 1984, т. 109.
- 98) Карклин В.П., Гасюков П.С. Годовая волна атмосферного давления на земном шаре. Метеорология и гидрология, 1969, № 7, с. 94-97.
- 99) Карклин В.П. Полугодовые колебания среднего уровня в Атлантическом океане и их причины. – Океанология, Изд-во «Наука», М., 1967, Т. 7, № 6.
- 100) Ким Дж.-О., Клекка У.Р., Мюллер Ч.У. и др. Факторный, дискриминантный и кластерный анализ. //М., Финансы и статистика, 1989, 215 с.
- 101) Клепиков В.В. Изменчивость теплового баланса поверхности океана в районе Куро-Сио. – «Изв.ТИНРО», 1972, т. 85, с. 88-98.
- 102) Клепиков В.В., Фукс В.Р. Межсуточная изменчивость теплового баланса поверхности океана на станции погоды «Танго». – «Изв.. ТИНРО», 1973, т. 89, с. 123-127.
- 103) Колдунов В.В. Выделение полугодовой периодичности в колебаниях уровня моря. Сборник научных статей «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса: Физические основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов». Выпуск 6. Том I. – М.: ООО «Азбука-2000», 2009. - 500 с. (стр. 386-392).
- 104) Колдунов В.В. Межгодовые и сезонные колебания уровня северной части Тихого океана // Вестник СПбГУ. Серия 7: геология, география. 2007. Вып. 2. С. 142-148.
- 105) Колдунов В.В., Старицын Д.К., Фукс В.Р. 2007. Изменчивость уровня Японского и Охотского морей по данным спутниковых альтиметрических измерений. В кн.: Дальневосточные моря России: в 4х

- книгах. Кн.1: Океанологические исследования. ТОИ ДВО РАН. М.: Наука. С.184-231.
- 106) Коняев К.В., Сабинин К.Д. Волны внутри океана. СПб., Гидрометеиздат. 1992. 271 с.
- 107) Коняев В.К. Спектральный анализ случайных океанологических полей. Л.: Гидрометеиздат, 1981.
- 108) Коротаев Г.К., Михайлова Э.Н., Шапиро Н.Б. Теория экваториальных противотечений в Мировом океане. Киев, 1986.
- 109) Краснопевцев А.Ю. Виноградова К.Г. Кузьмина Н.П. О пространственной изменчивости поля температуры в поверхностном слое океана. Мезомасштабная изменчивость поля температуры в океане. Под редакцией К.Н. Федорова. М. 1977.
- 110) Крауфорд Ф. Берклеевский курс физики. Том 3. Волны. М.: Наука, 1974.
- 111) Куликов Е. А. Шевченко Г.В. Генерация шельфовых волн движущимся циклонами. Препринт. Южно-Сахалинск, 1986.
- 112) Куликов Е.А. Генерация шельфовых волн атмосферными возмущениями. Изв. АН СССР, ФАО, т. 23, № 7, 1987.
- 113) Куликов Е.А. Рабинович А.Б. Харви Р.Р. Глубоководные исследования приливов в северо-западной части Тихого океана. Труды СахКНИИ, 1977, вып. 54, Владивосток.
- 114) Куликов Е.А. Христофоров Г.Н. Некоторые особенности структуры геофизических полей на шельфе северо-западной части Тихого океана. Труды СахКНИИ, 1976, вып. 50.
- 115) Лабзовский Н.А. Непериодические колебания уровня моря. 1971. Л.: Гидрометеиздат,. 237 стр.
- 116) Лаппо С.С., Скрипник А.В., Рабинович А.Б., «О связи атмосферного давления и уровня северо-западной части Тихого океана», Метеорология и гидрология, 1978. № 12, с. 50-55.

- 117) Лаппо С.С. О связи полей атмосферного давления и уровня океана у побережья Курильских островов. Изв. АН СССР. Сер. физ. атмосферы и океана. 1982. Т. 18, № 10.
- 118) Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане// Пер.с англ. под ред В.А.Городцова, А.И.Леонтьева, М., Мир, 1981. Т.1,2. 853 с.
- 119) Лебедев С.А. Возможности диагностического анализа динамики океана по данным спутниковой альтиметрии: Диссертация на соискание ученой степени канд. физ.-мат. наук. – М., 1997. – 132 с.
- 120) Лебедев С.А., Костяной А.Г. Спутниковая альтиметрия Каспийского моря. Москва. 2005.
- 121) Левасту Т., Хела И. Промысловая океанография. Пер. с англ. Л.: ГИМИЗ. 1974.
- 122) Левкович-Маслюк, Дайджест вейвлет-анализа, Компьютерра, №8, 1998. Электронный вариант номера доступен по адресу <http://www.computerra.ru/offline/1998/236/>.
- 123) Левшин А.Л. Поверхностные и каналовые сейсмические волны. М.: Наука, 1973.
- 124) Леонов А.К. Региональная океанография. Ч.1, ГИМИЗ, Л., с765, 1960
- 125) Лихачева О.Н. Вынужденные колебания у берегов Курильской гряды в синоптическом диапазоне частот. Океанология. 1984. Т. XXIV, вып. 2.
- 126) Лобанов В. Б., Рогачёв К. А., Булатов Н. В., А. Ф. Ломакин, К. П. Толмачёв. Долгопериодная эволюция теплого вихря Куроисио // Докл. АН СССР. 1991. Т. 317, № 4. С. 984-988.
- 127) Лобанова П.В., Фукс В.Р. Оценка межгодовой изменчивости уровня Берингова моря на основе спутниковой альтиметрической информации. // Тез. докл.: Семинар «Математическое моделирование и информационные

- технологии в исследованиях биоресурсов Мирового океана». ТИНРО, Владивосток. 2004.
- 128) Лучин В.А., Плотников В.В., Варлатый Е.П., Черанев М.Ю. Океанологическая изменчивость в Славянском заливе (Японское море) в августе 2005 г. Известия ТИНРО. 2006. Т. 147. С. 224-240.
- 129) Максимихин Д.И., Фукс В.Р. Опыт дешифрирования фронта Ойясио по спутниковым инфракрасным съемкам. «Ученые записки Ленингр. ун-та», 1975, № 379. Сер. геогр. наук, вып. 24, с. 100-109.
- 130) Максимов И.В. Геофизические силы и воды океана. Л., ГИМИЗ, 1976.
- 131) Максимов И.В. Долгопериодные лунно-солнечные приливы в океане.- «Океанология», 1966, т.6, №1, с.36-37.
- 132) Максимов И.В., Саруханян Э.М., Смирнов Н.П. Океан и космос. Л., ГИМИЗ, 1970.
- 133) Малинин В.Н. 2009. Изменчивость глобального водообмена в условиях меняющегося климата. Водные ресурсы, Т. 36, №1. С. 15-28.
- 134) Малинин В.Н. Уровень океана: настоящее и будущее. – СПб.: РГГМУ, 2012. – 260 с.
- 135) Малинин В.Н., Шевчук О.И. 2008. Эвстатические колебания уровня Мирового океана в современных климатических условиях. Изв. РГО., т.140, вып. 4. С. 20–30.
- 136) Мамаев О.И. TS-анализ вод мирового океана. Л., Гидрометеиздат, 1970.
- 137) Мамаев О.И. Морские течения. Изд-во МГУ, 1986.
- 138) Мамаев О.И. Океанографический анализ в системе α -T-S-P. М., 1963.
- 139) Миропольский Ю.З. Динамика внутренних гравитационных волн в океане. Л., Гидрометеиздат, 1981, 301 с.

- 140) Митник Л.М. Булатов Н.В. Лобанов В.Б. Океанологические явления на спутниковых радиолокационных изображениях. В кн.: Радиолокация поверхности Земли из Космоса. Сост. М. Назиров и др. Л.: Гидрометеиздат, 1990.
- 141) Монин А.С., Жихарев Г.М., «Океанские вихри», Успехи Физических наук, 1990. Т. 160. № 5. С. 1-47.
- 142) Монин А.С. Каменкович В.М. Корт В.Т. Изменчивость Миового океана. Л.: Гидрометеиздат, 1974.
- 143) Наставление гидрометеорологическим станциям и постам. Вып.3, ч.I. Метеорологические наблюдения на станциях. - Л.: Гидрометеиздат, 1985.
- 144) Нейман Г.Н. Океанские течения. ГИМИЗ. 1973.
- 145) Нелезин А.Д. Изменчивость положения фронта Курошио в 1965-1991 гг. 1993. Океанология. Том 33, № 4. С. 495-500.
- 146) Новиков И.Я., Стечкин С.Б. Основы теории всплесков // Успехи матем. наук. №.6: 53-128. 1998.
- 147) Новиков Л. В. Основы вейвлет-анализа сигналов: Учебное пособие. СПб.: Изд-во ООО "МОДУС+", 1999. 152 с.
- 148) Одулло А.Б. Вертикальная структура планетарных волн в стратифицированном океане. – «Морские гидрофизические исследования», 1971, №6, с. 82-94.
- 149) Озмидов Р.В. Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане. М.: Наука, 1968.
- 150) Океан наступает. Парниковый эффект и поднятие уровня моря . Пер. с англ. М., 1989.
- 151) Океанографический атлас Южно-Курильского района Тихого океана / Межправительственная океанографическая комиссия Юнеско. Под ред. В.Р. Фукса, Л.Н. Карлина. СПб., Издательство санкт-Петербургского университета. 1998. 218 с.

- 152) Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика. В 2-х томах. Москва. «Мир». 1984, с.811.
- 153) Пересыпкин В. И., 1982; Аналитические методы учёта колебаний уровня воды. Гидрометеиздат, 1982. Л. 287 с
- 154) Петухов А.П. Введение в теорию базисов всплесков: Учебное пособие. СПб: Изд-во СПбГТУ, 1999. 132 с.
- 155) Плотников В.В. Изменчивость ледяного покрова Берингова моря. Метеорология и гидрология. 1997. № 7. С. 53.
- 156) Победоносцев С.В., Лупачев Ю.В. Метод влияния плотности морской воды на изменение уровенной поверхности моря. //Труды гос. океаногр. ин-та. 1979. С. 44-48.
- 157) Победоносцев С.В., Лупачев Ю.В. Плотностные изменения уровня моря. //В кн. Колебания уровня моря. М., 1982.
- 158) Предстоящие изменения климата. Л., Гидрометеиздат, 1991.
- 159) Привальский В.Е. Методы анализа географических процессов, зависящих от многих случайных факторов. В кн.: Математические методы и география. М. 1968.
- 160) Провоторов П.П. Стерические колебания уровня моря. В сб. «Колебания уровня в морях». 2003. С 129-138.
- 161) Промысловая океанография. 1986. (Под. ред. Д. Е. Гершановича.) М.: Агропромиздат. 336 стр.
- 162) Прошутинский А.Ю. Колебания уровня Северного Ледовитого океана. СПб, 1993.
- 163) Прудмэн Дж. Динамическая океанография. Пер. с англ., М., 1957. 418 с.
- 164) Пясковский Р.В., Померанец К.С., Чернышева Е.С. Повторяемость наводнений в Петербурге. Журнал «Природа» 2003 № 9 (21).
- 165) Рогачев К.А. Особенности структуры антициклонических рингов фронтальной зоны Ойясио. Докл. АН СССР. 1991. 316, № 5.

- 166) Рожков В.А. Теория и методы статистического оценивания вероятностных характеристик случайных величин и функций. С гидрометеорологическими примерами. Книга II. //СПб, Гидрометиздат, 2002, 780с.
- 167) Романов Ю.А. О связи полугодовых колебаний давления и ветра с сезонными смещениями барических систем. Метеорология и гидрология. 1970, № 10.
- 168) Романов Ю.А. Особенности атмосферной циркуляции в тропической зоне океанов. СПб, 1994.
- 169) Савельев А.В. Непериодические колебания уровня. Гидрометеорология и гидрохимия морей. Т.10, Берингово море, вып.1, СПб: Гидрометеоиздат, с.161-193, 1999
- 170) Саломатин А.С., Юсупов В.И., Савельева Н.И., Семилетов И.П. Вейвлет-анализ: Примеры обработки акустических и гидрометеорологических данных (Тихий океан, Северо-азиатский регион). Труды Арктического регионального центра, т. 2. 2000, с.202-211.
- 171) Самко Е.В. Новиков Ю.В. Термическая структура эпипелагиали вод в районе Южных Курильских островов. // Изв. ТИНРО-Центра, 1998, т.124, с. 682-707.
- 172) Саркисян А.С. и др. Методы и результаты расчета циркуляции вод Мирового океана. Л., 1986.
- 173) Седаева О.С., Шевченко Г.В. О взаимосвязи сезонных вариаций уровня моря и атмосферного давления в районе Курильской гряды. В Сб. «Динамические процессы на шельфе Сахалина и Курильских островов». Южно-Сахалинск. 2001. С. 81-94.
- 174) Седов В.Е. Полугодовые колебания атмосферного давления на уровне моря во внетропических широтах Северного полушария. Метеорология и гидрология. 1990, № 6. С.45-51.

- 175) Смирнов А.Н., Смирнов Н.П. Колебания климата и биота Северной Атлантики. СПб, изд. РГГМУ, 1998, 149 с.
- 176) Смирнов Н.П., Воробьев В.Н. Северо-Тихоокеанское колебание и динамика климата в северной части Тихого океана, РГГМУ, СПб, 2002
- 177) Смирнов Н.П., Воробьев В.Н., Кочанов С.Ю. Северо-Атлантическое колебание и климат. СПб, изд. РГГМУ, 1998, 121 с.
- 178) Смирнов Ч.П., Вайновский П.А., Титов Ю.Э. Статистический диагноз и прогноз океанологических процессов. // СПб, Гидрометиздат, 1992г., 200 с.
- 179) Смоленцев Н.К. Основы теории вейвлетов. Вейвлеты в MATLAB. Кемерово. 2003.
- 180) Старицын Д. К., Филатов В. Н, Фукс В. Р. Опыт использования спутниковой альтиметрической информации для оценки океанологических условий промысла сайры// Известия Тихоокеанского ин-та рыбн. х-ва и океанологии, 2004. Т. 3.
- 181) Старицын Д.К. Опыт выделения динамического и термодинамического фронтов в Японском и Охотском морях по данным спутниковых альтиметрических измерений. В сборнике научных статей «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса». Выпуск 6. Том I. М.: ООО «Азбука-2000», 2009. - 500 с. (стр. 477-484).
- 182) Старицын Д.К. Опыт оценки скорости изменения стерических колебаний уровня в дальневосточных морях и возможность ее прогноза. // Вестник СПбГУ. Сер. 7, 2007. Вып. 1. С. 108-117.
- 183) Старицын Д.К., Фукс В.Р. Межгодовая изменчивость уровня Японского и Охотского морей по данным спутниковых альтиметрических измерений.// Вестник СПбГУ. Сер.7, 2007, вып. 2.

- 184) Старицын Д.К., Фукс В.Р. Сезонная изменчивость уровня Японского моря (по данным альтиметрических измерений).// Вестник СПбГУ. Сер. 7. 2004, (№ 31).
- 185) Старицын Д.К., Фукс В.Р. Анализ особенностей океанологических условий северо-западной части Тихого океана в 2002-2004 гг. на основе спутниковых вдольтрековых альтиметрических измерений. Вестник СПбГУ. Сер. 7, № 2. 2005. С.32-39.
- 186) Старицын Д.К., Фукс В.Р. Нелинейность трендов в колебаниях уровня Японского и Охотского морей по данным спутниковых альтиметрических измерений. Известия РГО. 2011. С. 55-65.
- 187) Талсепп Л.А. О захваченных топографических волнах в Балтийском море. «Океанология», 1983, т. XXIII, вып. 6.
- 188) Тареев Б.А. Динамика бароклинных возмущений в океане. М., 1974, 187 с.
- 189) Тихий океан. М., Изд-во «Мысль», 1982.
- 190) Файн И.В. Генерация и распространение захваченных волн. Автореферат на соискание уч. степени к. физ.-мат. наук. Севастополь, 1985.
- 191) Файн И.В. Расчет захваченных волн для района Курильской гряды. В сб.: Волновые процессы в северо-западной части Тихого океана. Владивосток, ДВНЦ АН СССР, 1980.
- 192) Федоров К.Н. Физическая природа и структура океанических фронтов. Л.:Гидрометеиздат, 1987. 512с.
- 193) Федоров К.Н. О причинах полугодовой периодичности в атмосферных и океанических процессах. Изв. АН СССР, сер. геогр., 1959, № 4.
- 194) Физика океана./Отв.ред. В.М.Каменкович, А.С.Монин М., Наука. 1978. Т.1; Т.2. 455 с.

- 195) Фомин А.И. Теоретические основы динамического метода и его применение в океанологии. М., 1961.
- 196) Фофанов Н.П. Динамика океанических течений.- В кн.:Море. Пер. с англ. Л., 1865, с. 255-345.
- 197) Фрик П.Г. Турбулентность: подходы и модели// Москва,2003,с.292;
- 198) Фукс В.Р. Введение в теорию волновых движений. Л.: Изд-во ЛГУ, 1982.
- 199) Фукс В.Р. Гидродинамические основы интерпретации альтиметрических съёмок морской поверхности. Колебания уровня в морях, сб. науч. трудов, СПб, Гидрометеиздат, 2003.
- 200) Фукс В.Р. Гидродинамические основы интерпретации альтиметрических съёмок морской поверхности. Сб. науч. трудов: Колебания уровня в морях. 2003. СПб, Гидрометеиздат. С. 79-92.
- 201) Фукс В.Р. О возможности оценки положения фронтальных зон в океане по данным спутниковых измерений. Фундаментальная и прикладная гидрофизика 2009 1 3 Сб. научных тр. – СПб.: Наука, 2009. С.29-34.
- 202) Фукс В.Р. Планетарные волны в океане. Л.: Изд-во ЛГУ, 1977.
- 203) Фукс В.Р. Уровень Мирового океана как индикатор глобального потепления. 2005. Сб. География и современность. СПб. Вып.10. С. 73–93.
- 204) Фукс В.Р. Уровень Мирового океана как индикатор глобального потепления. Сборник «География и современность». Издательство СПбГУ. Вып. 10. 2005. С. 73-93.
- 205) Фукс В.Р., «Планетарные волны в океане», Л., 1977. 176 с.
- 206) Фукс В.Р., Блошкина Е.В. «Кинематический анализ спутниковых вдольтрековых альтиметрических измерений». Труды ГОИН, т.210, 2007. С. 199-208.

- 207) Фукс В.Р., Губер П.К. Особенности корреляционного и спектрального анализа океанологических процессов со значительной сезонной составляющей // Изв. ТИНРО. 1973. Т. 89.
- 208) Фукс В.Р., Здоровеннова Г.Э. Уровень северо-западной части Тихого океана как предиктор абиотических условий. Вестник СПбГУ. Сер.7, 2001, вып. 1 (№ 7).
- 209) Фукс В.Р. Низкочастотные волны в экваториальной и тропической зонах Тихого океана. Вестн. С.-Петербург. Ун-та, Сер.7, Вып.3 (№ 23), 2003
- 210) Хайруллина Г. Р., Астафьева Н. М.. Квазидвухлетние колебания в атмосфере Земли. Обзор: наблюдение и механизмы формирования. Инст. косм. исследований РАН (ИКИ РАН), Москва, 2011, Препринт 2163, 60 стр. <http://www.twirpx.com/file/822608/>.
- 211) Храпченков Ф.Ф. Сезонная изменчивость верхнего квазиоднородного слоя северо-западной части Тихого океана и циркуляции вод Дальневосточных морей.// в кн. Дальневосточные моря России. Книга 1 Океанологические исследования. Под ред. В.А.Акуличесва. М., Наука, 2007, с.253-265.
- 212) Храпченков Ф.Ф. Исследование вихрей у побережья Камчатки летом 1985 г. // Океанология. 1987. Т.27(3). С. 391-396.
- 213) Храпченков Ф.Ф. Особенности гидрологической структуры вод в районе Авачинского залива зимой 1989 г. // Океанология. 1991. Т.31, № 6. С. 949-954.
- 214) Храпченков Ф.Ф. Сезонная изменчивость циркуляции вод Берингова моря// Метеорология и гидрология. 1999. №7 с.58-65.
- 215) Храпченков Ф.Ф., Дмитриева Е.В. Сезонная изменчивость поверхностного однородного слоя в северо-западной части Тихого океана// Тез. Докл. Конф. ОИР'2002. Обнинск, 2002. с80-81.

- 216) Челпанова О.М. Годовой ход и межгодовая изменчивость давления воздуха над океанами. – Труды ГГО, вып. 360. Гидрометеиздат, Л., 1973.
- 217) Шатилина Т.А. Долгопериодная изменчивость атмосферной циркуляции над дальневосточным регионом и ее влияние на термический режим и динамику вод // Изв. ТИНРО-Центра, 1998, т.124, с. 681-707.
- 218) Шевченко Г.В. Влияние особенностей топографии океана на генерацию и диссипацию длинных волн на шельфе. Автореферат диссертации на соискание уч. степени к. физ.мат. наук. Владивосток, 1987.
- 219) Шилов И.О. Межгодовая изменчивость уровня Берингова моря на основе спутниковых данных. // В сб. «Теория и практика эколого-географических исследований». СПб, Издательство «ТИН». 2005.
- 220) Эксперимент “Мегаполигон”. Гидродинамические исследования в северо-западной части Тихого океана. М., 1992.
- 221) «Atmospheric forcing and large-scale fluctuations in the Pacific ocean», AVISO altimetry, 1998. № 6. P. 60.
- 222) «The impact of first mode baroclinic planetary waves on western boundary currents», AVISO altimetry, 1998. № 6. P. 40.
- 223) Allen J.S. Continental shelf waves and alongshore variations in kotton topography and coastline. J. Phys. Oceanogr. 6, 1976.
- 224) Allen J.S. Smith R.L. On the dynamics of wind- driven shelf currents. Phil. Trans. Roy. Soc. London, A 302, 1981.
- 225) Antonov, J. I., Levitus, S. & Boyer, T. P. 2002. Steric sea level variations during 1957–1994: importance of salinity. J. Geophys. Res. 107, 8013. (doi:10.1029/2001JC000964).
- 226) Atmospheric forcing and large-scale fluctuations in the Pacific ocean// AVISO altimetry, april 1998, № 6, p.60.
- 227) AVISO/Altimetry 1996, "AVISO User Handbook for Merged TOPEX/POSEIDON products", AVI-NT-02-101, Edition 3.0.

- 228) Battisti D.S. and B.M.Hickey — Application of remote wind-forced coastal trapped wave theory to the Oregon and Washington coasts. J. Phys. Oceanogr. 9, 1984.
- 229) Beg G. Orlic M. Topografski rošbyevi w jadrany. Geofizika (SFRJ). 1990. 7.
- 230) Belonenko T. V., Foux V.R., Zakharchuk E.A. "Gradient-vorticity waves in the World Ocean" Монография. 408 с. LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. 2010.
- 231) Belonenko T. V., Foux V.R., Zakharchuk E.A. "GRADIENT-VORTICITY WAVES IN THE WORLD OCEAN". LAP LAMBERT Academic Publishing GmbH & Co. 2010. 408 pp.
- 232) Bender C.M. Orszag S.A. Advance Mathematical Methods for Scientists and Engineers. Chapter 10, McGraw-Hill, 1978.
- 233) Biondi F., Gershunov A., Cayan D. North Pacific Decadal Climate Variability since 1661 // Journal of Climate, 2001. Vol. 14. № 1. P. 5-10.
- 234) Bloomfield, P. (1976). Fourier analysis of time series: An introduction. New York: John Wiley & Sons, 258 pp.
- 235) Blumberg A. F., Mellor G.L. and others. A Three-Dimensional, Primitive Equation, Numerical Ocean Model (Princeton Ocean Model) <http://www.aos.princeton.edu/WWWPUBLIC/htdocs.pom/>
- 236) Blumberg, A. F., Mellor G. L., 1987: A description of a three-dimensional coastal ocean circulation model. In Three Dimensional Coastal Ocean Models, Vol. 4, Edited by N. Heaps, American Geophysical Union, Washington, DC, pp.208.
- 237) Bond, N.A., J.E. Overland, M. Spillane, and P.J. Staben (2003): Recent shifts in the state of the North Pacific. Geophys. Res. Lett., 30 (23), 2183.
- 238) Born G., Leben R, Fox C., and Tierney C. Wave monitoring and analysis in the Pacific: AVISO, № 6, April 1998.

- 239) Brink K.N., Allen J.S. On the effect of bottom friction on barotropic motion over the continental Shelf. // J. Phys. Oceanogr., Vol. 8. 1978.
- 240) Brink K.H. Propagation of barotropic continental shelf waves over irregular bottom topography. J.Phys.Oceanogr. 10, 1980.
- 241) Brink K.H. Scattering of long coastal-trapped waves over irregularities. Dyn. Atmos. Oceans, 10, 1986.
- 242) Brink K.H. The effect of bottom friction on low-frequency coastal trapped waves. J. Phys. Oceanogr. 12, 1982.
- 243) Brink K.N. A compasion of long coastal trapped wave theory with observations off Peru. J.Phys.Oceanogr. 12, 1982.
- 244) Bruce C. Douglas, Robert E. Cheney, Laury Miller, Russell W. Agreen, William E. Carter, Douglas S. R. 1990. Greenland Ice Sheet: Is It Growing or Shrinking? Science, New Series, Vol. 248, No. 4953 (Apr. 20, 1990), pp. 288-289.
- 245) Bryden H. L. The Southern Ocean. // Eddies in marine science. 1981.
- 246) Buchwald V.T. Adams J.K. The propagation of continental shelf waves. Proc. Roy. Soc. London, 1968, Ser. A, vol. 305.
- 247) Cabanes, C., Cazenave, A. & Le Provost, C. 2001. Sea level rise during past 40 years determined from satellite and in situ observations. Science 294, 840–842. (doi:10.1126/science.1063556).
- 248) Cane M.A., Sarachic E.S. Forced baroclinic ocean motions. III. The linear equatorial basin case. J. Mar. Res.. 1979. V. 37, p. 355-398.
- 249) Castruccio F., Verron J, Gourdeau L., Brankart J.-M., Brasseur P. «Joint altimetric and in-situ data assimilation using the GRACE mean dynamic topography: a 1993–1998 hindcast experiment in the Tropical Pacific Ocean», Ocean Dynamics, 2008. Vol. 58. Is. 1. P. 43-63.

- 250) Cazenave, A et al. 2002. Sea level variations in the Mediterranean Sea and Black Sea from satellite altimetry and tide gauges. *Global and Planetary Change*, Vol. 34 (1-2), Sept. 2002, pp. 59-86.
- 251) Cazenave, A. & Nerem, R. S. 2004. Present-day sea level change: observations and causes. *Rew. Geophys.* 42, RG3 001.
- 252) Cazenave, A. et al. 1998. Global mean sea level changes observed by Topex–Poseidon and ERS-1. *Phys. Chem. Earth* 23 , pp. 1069–1075.
- 253) Chalikov D. and Rainchik S. Coupled Numerical Modelling of Wind and Waves and the Theory of the Wave Boundary Layer. *Boundary-Layer Meteorol* (2011) 138:1–41.
- 254) Challenor, P. G., P. Cipollini, D. Cromwell, K. L. Hill, G. D. Quartly, I. S. Robinson, "Global characteristics of Rossby wave propagation from multiple satellite datasets", *International Journal of Remote Sensing* , vol. 25, no. 7-8, pp. 1297-1302, 2004.
- 255) Chambers, D., J. Ries, C. Shum, and B. Tapley. 1998. On the use of tide gauges to determine altimeter drift. *J. Geophys. Res.* 103(C6):12885–890.
- 256) Chelton D., de Szoëke R., «The dynamics of low-frequency variability of the large-scale ocean circulation», *AVISO*, 1998. № 6.
- 257) Chelton D.B. and M.G.Schlax. Global observations of oceanic Rossby waves// *Science*, 272. 1996. PP.234-238.
- 258) Chelton D.B. and R.A. deSzoëke: The dynamics of low-frequency variability of the large-scale ocean circulation: *AVISO*, № 6, April 1998.
- 259) Chelton D.B., Schlax M.G., Samelson R.M., de Szoëke R.A. Global observations of westward energy propagation in the ocean. *Geophysical Research Letters*. Vol. 34, Issue 15. 2007. DOI: 10.1029/2007GL030812.
- 260) Chen J.L., Wilson C.R., Tapley B.D., Pekker T. Contributions of hydrological processes to sea level change // *Physics and Chemistry of the Earth*, 27, 2002

- 261) Chen, J.L., C.K. Shum, C.R. Wilson, and D.P. Chambers, B.D. Tapley, Seasonal Sea Level Change from TOPEX/Poseidon Observation and Thermal Contribution, *Journal of Geodesy*, Vol. 73, 638-647, 2000.
- 262) Chen, J.L., C.R. Wilson, B.D. Tapley, and T. Pekker, Contributions of Hydrological Processes to Sea Level Change, *Physics and Chemistry of the Earth*, Vol. 27, 1439-1443, 2002.
- 263) Cheney R.E., Miller L. Mapping the 1986-1987 El Nino with GEOSAT altimeter data// *Eos Trans., Amer. Geophys.Union*. 1988, 69. PP.754-755.
- 264) Cheney, R. et al. 1994. TOPEX/POSEIDON: The 2 cm solution. *J. Geophys. Res.*, 99, 24, 555-24, 563.
- 265) Cipollini P., Challenor P. G. and Colombo S., «A method for tracking individual planetary waves in remotely sensed data», *IEEE Trans. Geosc. Rem. Sens.*, 2006. Vol. 44. P. 159–166.
- 266) Cipollini, P., Cromwell, D., Jones, M. S., Quartly, G. D., & Challenor, P. G. (1997). Concurrent altimeter and infrared observations of Rossby wave propagation near 34°N in the Northeast Atlantic. *Geophysical Research Letters*, 24, 889–892.
- 267) Cipollini, P., Cromwell, D., Quartly, G. D., & Challenor, P. G. (2000). Remote sensing of oceanic extra-tropical Rossby waves. In David Halpern (Ed.), *Satellites, oceanography, and society* (pp. 99–123). New York: Elsevier.
- 268) Cipollini, P., D. Cromwell, P. G. Challenor and S Raffaglio, "Rossby waves detected in global ocean colour data", *Geophysical Research Letters*, Vol. 28 , No. 2, pp. 323-326, 2001.
- 269) Clarke A.J. Gorder S.V. A method for estimating wind driven frictional, time-dependent, stratified shelf and slope water flow. *J.Phys. Oceanogr.* 16, 1986.
- 270) Curch J.A. Freeland H.J. Smith R. Coastal-trapped waves on the east australian continental shelf. P.I.: Propagation of Modes. «*J.Phys.Oceanogr.*», 1986, 16.

- 271) Church J.A., White N.J. Sea-Level Rise from the Late 19th to the Early 21st Century // *Surv. Geophys.* 2011. DOI 10.1007/s10712-011-9119-1.
- 272) Church J.A., White N.J. A 20th century acceleration in global sea-level rise // *Geophysical Res. Letters*. 2006. Vol. 33. N 1. L01602.
- 273) Church J.A., N.J. White, R. Coleman, K. Lambeck, J.X. Mitrovica. Estimates of the regional distribution of sea level rise over the 1950-2000 period// *Journal of Climate*. 2004. 17, 2609-2625.
- 274) Daubechies I., *Ten Lectures on Wavelets* // SIAM, Philadelphia, 1992.
- 275) Delcroix T.J. Picaut, Eldin G. Equatorial Kelvin and Rossby waves evidenced in the Pacific Ocean through GEOSAT sea level and surface current anomalies//*J.Geophys.Res.* 1991, 96 (suppl.). PP.3249-3262.
- 276) Denker, D., and R.H, Rapp. 1990. Geodetic and Oceanographic Results from the Analysis of One Year of Geosat Data. *J. Geophys. Res.*, 95 (C8), 13151-168.
- 277) Dijkstra, H. A. *Nonlinear physical oceanography*. Dordrecht (The Netherlands), 2000. 480 pp.
- 278) Dong, S. and K.A. Kelly, 2004: Heat budget in the Gulf Stream region: the importance of heat storage and advection, *J. Phys. Ocean.*, 34, 1214-1231.
- 279) Doodson A.T. The Harmonic Development of the tide generating potential.- *Proc. Roy. Soc. A.*, 1921, vol.100, N A-704. London, p. 305-329.
- 280) Douglas, B. C. & Peltier, W. R. 2002. The puzzle of global sea-level rise. *Phys. Today* 55, 35–40.
- 281) Douglas, B. C. 1992. Global sea level acceleration. *J.Geophys. Res.* 97, 12699–706.
- 282) Ducet N., Le Traon P.-Y., Reverdin G. Global high resolution mapping of ocean circulation from TOPEX/Poseidon and ERS-1/2. *J. Geophys. Res.*, 105, p.19477-19498, 2000.

- 283) Egbert G., Bennett A., Foreman M. TOPEX/Poseidon tides estimated using a global inverse model, *J. of Geophys. Res.*, vol. 99, No C12, 1994, pp. 24, 821 - 24, 852.
- 284) Egbert G., Erofeeva S. Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, vol.19, N2, 2002.
- 285) Egbert G.D., Ray R.D., Bills B.G. 2004. Numerical modeling of the global semidiurnal tide in the present day and in the last glacial maximum. *J. Geophys. Res.* 109: C03003, DOI 10.1029/2003JC001973.
- 286) Egbert, G.D., S.Y. Erofeeva. 2002. Efficient inverse modeling of barotropic ocean tides. *J. Atm. Oceanic Technol.*, 19 (2), 183-204.
- 287) Einfeld D.B. Allen J.S. On the structure and dynamics of monthly mean sea level anomalies along the Pacific Coast of North and South America. *J. Phys. Oceanogr.* 10, 1980.
- 288) Einfield D.B. and J.S.Allen, The generation and propagation of sea level variability along the Pacific coast of Mexico. *J.Phys.Oceanogr.* 13, 1983.
- 289) Fofonoff, P. and R. C. Millard Jr. Algorithms for computation of fundamental properties of seawater. *Unesco Technical Papers in Marine Sciences* 44, 53 pp. 1983.
- 290) Foreman M.G.G. Manual for tidal heights analysis and prediction. *Pacific Marine Science Report* 77-10. 1996. 58 p.
- 291) Frederic Vivier, Kathryn A. Kelly, LuAnne Thompson. The contributions of wind forcing, waves, and surface heating to sea surface height observations in the Pacific ocean. 2004.
- 292) Fu L, Cazenave A (eds.). *Satellite altimetry and earth sciences: a handbook of techniques and applications// Intern. Geophys. Series.* 2001.
- 293) Fu L.-L., Vazquez J., Perigaud C. Fitting Dynamic Models to the Geosat Sea Level Observations in the Tropical Pacific Ocean. Part I: A Free Wave Model// *J.Phys.Oceanogr.* 1991. Vol.21.

- 294) Fu, L.-L. and Cazenave, A. 2001. Satellite Altimetry and Earth Sciences. A handbook of techniques and Applications. Ac. Press, San Diego. 463 pp.
- 295) Fu, L.-L. et al. 1994. TOPEX/POSEIDON mission overview. J. Geophys. Res. 99 (C12): 24369–381.
- 296) Gaspar P., Wunsch C. Estimates from altimeter data of barotropic Rossby waves in the northwestern Atlantic Ocean// J.Phys.Oceanogr. 1989, 19, pp.1821-1844.
- 297) Gerges A.M. Manzella G.M.R. Picco P. On the importance of Rossby waves in the large scale circulation of the eastern Mediterranean sea. Bull oceanol. teor. ed. appl. 1990. 8, № 2.
- 298) Gill A.E., Schuman T.H. The generation of long shelf Waves by the wind. J. Phys. Oceanogr., Vol. 7. 1974.
- 299) Goodrich G.B. Influence of the Pacific Decadal Oscillation on Arizona Winter Precipitation during Years of Neutral ENSO/ Weather and Forecasting. 2004г. Vol. 19 N 5. (стр.950-953)
- 300) Greatbatch, R.: 1994, A note on the representation of steric sea level in models that conserve volume rather than mass, J. Geophys. Res. 99, 12,767–12,771.
- 301) Grimshaw R. The effects of variable Coriolis parameter, coastline curvature and variable bottom topography on continental shelf waves. J. Phys. Oceanogr. 7, 1977.
- 302) Haines, B., G. et al. 1998. The Harvest experiment: TOPEX/POSEIDON absolute calibration results from years of continuous data. Aviso Altimetry Newsletter No. 6. P. 2–5.
- 303) Hall, P. Early Warning Systems: reframing the discussion, The Australian Journal of Emergency Management, Vol. 22 No.2, May 2007. Presented at the Australasian Natural Hazards Management Conference, held in Brisbane, Australia, 2 July 2007.

- 304) Hall, P., Climate Change and Low-Lying Pacific Islands, 8 February 2008.
http://www.faeberhall.com/papers_enviro/pdf/Sea%20Level%20Rise.pdf
- 305) Halliwell G.R. and J.S.Allen Large-scale sea level response to atmospheric forcing along the west coast of North America, Summer 1973. J. Phys. Oceanogr.14, 1984.
- 306) Hamon B.V. Continental shelf waves and the effects of atmospheric pressure and wind stress on sea level. J. Geophys. Res. 1966, vol. 71, № 12.
- 307) Hamon B.V. The spectrums of mean sea level at Sydney, Coff's Harbour, and Lord Howe Island. J. Geophys. Res. 1962, vol. 67.
- 308) Hardle W., Kerkycharian G., Picard D., Tsybakov A. Wavelets, Approximation and Statistical Applications. Seminaire Paris-Berlin. 1997. Рус. перевод: В. Хардле, Ж. Крекьячарян, Д. Пикар и А. Цыбаков. Вейвлеты, аппроксимация и статистические приложения.
- 309) Hare S. R., Low frequency climate variability and salmon production: Ph. D. dissertation. Seattle, 1996.
- 310) Hare, S.R. and R.C. Francis. 1995. Climate Change and Salmon Production in the Northeast Pacific Ocean. In: R.J. Beamish [ed.] Ocean climate and northern fish populations. Can. spec. Pub. Fish. Aquat. Sci. 121, pp. 357-372
- 311) Hernandez F., Schaeffer P. Altimetric Mean Sea Surfaces and Gravity Anomaly maps Inter-Comparisons. AVISO Technical Report. AVI-NT-011-52420-CLS. Toulouse. 2000.
- 312) Hill, K. L., Robinson, I. S., & Cipollini, P. (2000). Propagation characteristics of extratropical planetary waves observed in the ASTR global sea surface temperature record. Journal of Geophysics Research, 105, 21927–21945.

- 313) Hirose1, N. and Ostrovskii, A.G. 2000. Quasi-biennial variability in the Japan Sea. *J. Geophys. Res.* 105 (C6). June 15, 2000, pp. 4,011–14,027, doi:10.1029/2000JC900046.
- 314) Hogg N. Topographic waves along 70 grad. w on the continental rise. *J. Mar. Res.* 39, 1981.
- 315) Holland, W.R. The role of mesoscale eddes in the general circulation of the ocean – numerical experiments using wind driven quasi-geostrophic model. *J. Geoph. Oceanogr.* 1978. Vol.8, N3.
- 316) Huthnance J.M. On trapped waves over continental shelf. *J. Fluid Mech.* 1975, vol. 69, № 4.
- 317) IPCC, 2001. *Climate Change 2001: The Scientific Basis. Contribution of Working Group I to the Third Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change* [Houghton, J.T., et al. (eds.)]. Cambridge University Press. 881 pp.
- 318) IPCC, 2007. *Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Intergovernmental Panel on Climate Change Fourth Assessment Report Climate Change 2007.* [Bernstein L., et al. (eds.)]. Cambridge University Press. 940 pp.
- 319) Isoguchi O., Kawamura H, Kono T. A study on wind-driven circulation in the subarctic North Pacific using Topex/Poseidon altimeter data// *J. Geophys. Res.* 1997. Vol. 102.
- 320) Jacobs, G. A., Born, G. H., Parke, M. E., and Allen, P. C., The global structure of the annual and semiannual sea surface height variability from Geosat altimeter data. *J. Geophys. Res.*, 97, 17,813-17,828, 1992.
- 321) Janet Sprintall et all. A semiannual Indian Ocean forced Kelvin wave observed in the Indonesian seas in May 1997. *Journal of geophysical research*, vol. 105, no. c7, pages 17217-17230, July 15, 2000.
- 322) Johnson, E. R. and S. R. Clarke 2001. Rossby Wave Hydraulics. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 33, 207-230.

- 323) Kathryn A. Kelly and Shenfu Dong. The Relationship of Western Boundary Current Heat Transport and Storage to Midlatitude Ocean-Atmosphere Interaction. In Monograph "Ocean-Atmosphere Interaction and Climate Variability". 2004.
- 324) Kawamiya, M., & Oschlies, A. (2001). Formation of a basin-scale surface chlorophyll pattern of Rossby waves. *Geophysical Research Letters*, 28, 4139–4142.
- 325) Keith Haines and Peili Wu. 1998. GCM studies of intermediate and deep waters in the Mediterranean. *J. Marine Systems*, Vol. 18 (1-3), pp.197-214.
- 326) Killworth P.D., D.B.Chelton and R.A. de Szoeko. The speed of observed and theoretical long extratropical planetary waves// *Journal of Physical Oceanography*. 1997.Vol.27. PP.1946-1966.
- 327) Killworth, P. D., P. Cipollini, B. M. Uz, J. R. Blundell, "Physical and biological mechanisms for planetary waves observed in sea-surface chlorophyll", *J. Geophys. Res.*, 109, C07002, doi:10.1029/2003JC001768, 2004.
- 328) Kistler, Robert et al. 1999. The NCEP/NCAR 50-year reanalysis. Revision 12 June,. Submitted to the Bulletin of the American Meteorological Society. <http://www.cpc.ncep.noaa.gov/products/wesley/reanalysis.html>
- 329) Knauss JA. Introduction to physical oceanography. 1978.
- 330) Koblinsky C., Wang L., Howden S., «Mid-latitude seasonal-to-interannual variability observed by TOPEX/POSEIDON», *AVISO altimetry*, 1998. № 6. P. 65.
- 331) Koblinsky C.J., L. Wang and S. Howden. Mid-latitude seasonal-to-interannual variability observed by TOPEX/POSEIDON// *AVISO altimetry*, april 1998, N 6, p. 65.
- 332) La Fonde E. Variations of sea level on the Pacific coast of the United States//*J. Mar. res.* 1939. 2-1. P. 73-79.

- 333) Lagerloef, Gary S.E., Mitchum, Gary T., Lukas, Roger B., Niiler, Pearn P. Tropical Pacific near-surface currents estimated from altimeter, wind and drifter data. *Journal of Geophysical Research*, Vol. 104, No. C10, Pages 23,313-23,326, October 15, 1999.
- 334) Landscheidt, T. (1983): Solar oscillations, sunspot cycles, and climatic change. In: McCormac, B. M., ed.: *Weather and climate responses to solar variations*. Boulder, Associated University Press, 293-308
- 335) Landscheidt, T. (1990): Relationship between rainfall in the northern hemisphere and impulses of the torque in the Sun's motion. In: K. H. Schatten and A. Arking, eds.: *Climate impact of solar variability*. Greenbelt, NASA, 259-266
- 336) Landscheidt, T. (1995): Global warming or Little Ice Age? In: Finkl, C. W., ed.: *Holocene cycles. A Jubilee volume in celebration of the 80th birthday of Rhodes W. Fairbridge*. Fort Lauderdale, The Coastal Education and Research Foundation (CERF), 371-382.
- 337) Latif, M. and Barnett, T. P. (1996): Decadal climate variability over the North Pacific and North America: Dynamics and predictability. *J. Climate* 9, 2407-2423
- 338) Le Traon P.Y. and G. Dibarboure, 1999: Mesoscale mapping capabilities from multiple altimeter missions. *J. Atmos. Oceanic Technol.*, 16, 1208-23.
- 339) Le Traon P.Y., G. Dibarboure, and N. Ducet, 2001. Use of a high-resolution model to analyze the mapping capabilities of multiple altimeter missions. *J. Atmos. Oceanic Technol.* 18, 1277-1288/
- 340) Le Traon, P.-Y., and J.-F. Minster, 1993: Sea level variability and semiannual Rossby waves in the South Atlantic subtropical gyre. *J. Geophys. Res.*, 98, 12 315–12 326.
- 341) Lee-Lueng Fu, Anny Cazenave. *Satellite altimetry and earth sciences. A handbook of techniques and applications// Academic press*, p. 1-36, 2001

- 342) LeGrand, P., Schrama, E.J.O. and Tournadre, J. 2003. An inverse modeling estimate of the dynamic topography of the ocean. *Geophys. Res. Letters*, 30(2). P. 1062-1065.
- 343) Levitus S., Burgett R., Boyer T.P. *World Ocean Atlas 1994, Vol.3: Salinity*. U.S. Dep. of Commer., Natl. Ocean. and Atmos. Admin., Washington, D.C., 1994.
- 344) Levitus S., Boyer T.P. *World Ocean Atlas 1994, Vol.4: Temperature*. U.S. Dep. of Commer., Natl. Ocean. and Atmos. Admin., Washington, D.C., 1994.
- 345) Lisitzin E. *Sea - level changes*. - Amsterdam: Elsevier Sci. Publ. Co., 1974. -286 p.
- 346) Longhet-Higgins M.S. On group velocity energy flux in planetary waves motions. *Deep-Sea Res.*, 1964b, vol. XI, p. 35-42.
- 347) Longhet-Higgins M.S. Planetary waves on a rotating sphere. *J. Proc. Roy. Soc.*, 1965a, A. 284, N 1396, p. 40-68.
- 348) Longhet-Higgins M.S. Some dynamical aspects of ocean currents. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 1965b, vol. 91, N 390, p. 425-451.
- 349) Longhet-Higgins M.S. The eigenfunctions of Laplace's tidal equations over a sphere. *Phil. Trans. Roy. Soc. London*, 1968, A 262, N 1132, p. 511-607.
- 350) Longhet-Higgins M.S. The free oscillations of fluid on a hemisphere bounded by meridians of longitude. *Trans. Roy. Soc. London*, 1970, A 266, p. 193-223.
- 351) Machu, E., Ferret, B., & Garçon, V. (1999). Phytoplankton pigment distribution from SeaWiFS data in the subtropical convergence zone south of Africa: A wavelet analysis. *Geophysical Research Letters*, 26, 1469–1472.
- 352) Mantua, N. J. (2000): The Pacific Decadal Oscillation and climate forecasting for North America.

- 353) Mantua, N. J., Hare, S. R., Wallace, J. M, and Francis, R. C. (1997): A Pacific decadal climate oscillation with impacts on salmon production. *Bull. Am. Meteor. Soc.* 78, 1069-1079
- 354) Mc Williams J. C. Stable jet modes: a special case of eddy and mean flow interaction. *J. Phys. Oceanogr.* 1979. Vol. 8, №3.
- 355) Mellor, G. L., 2003: Users guide for a threedimensional, primitive equation, numerical ocean model (June 2003 version), *Prog. in Atmos. And Ocean. Sci*, Princeton University, pp. 53.
- 356) Menkes, C., J.-P. Boulanger and A.J.Busalacchi. Evaluation of TOPEX and basin-wide Tropical Ocean Global Atmosphere – Tropical Atmosphere Ocean sea surface topographies and derived geostrophic currents. *J. Geophys. Res.*, 100, 25,087-25,099, 1995.
- 357) Middleton J.N. Foster T.D. Foldvic A. Diurnal shelf waves in the southern Weddells Sea. «*J.Phys. Oceanogr.*», 1987, 17, № 6.
- 358) Miller, L. and Douglas, B. 2006. On the rate and causes of twentieth century sea-level rise. *Phil. Trans. Roy. Soc. A.* 364, 805–820 doi:10.1098/rsta.2006.1738
- 359) Minobe, S. (1997): A 50 - 70 year climate oscillation over the North Pacific and North America. *Geophys. Res. Lett.* 24, 683-686.
- 360) Mitchum, G. T. 2000. An improved calibration of satellite altimetric heights using tide gauge sea levels with adjustment for land motion. *Marine Geodesy* 23: 145–166.
- 361) Mitchum, G. T., Cheney, R. & Fu, L.-L. 2001 The future of sea surface height observations. In *Observing the oceans in the 21st century* (ed. C. J. Koblinsky & N. R. Smith), p. 604. Melbourne, Australia: Bureau of Meteorology.
- 362) Mitchum, G., 1994: Comparison of TOPEX sea surface heights and tide gauge sea levels. *J. Geophys. Res.*, 99, pp.24541-553.

- 363) Mitshum G.T. Clarke A.J. Evaluation of frictional, wind-forced long-wave theory on the West Florida shelf. *J. Phys. Oceanogr.* 1986, 16, № 6.
- 364) Morris, C. S., and S. K. Gill. 1994. Evaluation of the TOPEX/POSEIDON altimeter system over the Great Lakes. *J. Geophys. Res.* 99(C12):24527–24539.
- 365) Munk W.H. Snodgrass F.E. Wimbush M. Tides off shore: Transition from California coastal deep-sea waters. *Geophys. Fluid Dyn.* 1970, vol. 1.
- 366) Munk, W. 2002. Twentieth century sea level: an enigma. *Proc. Nat. Ac. Sci.* 99, 6550–6555. (doi:10.1073/pnas.092704599)
- 367) Munk, W. 2003 Ocean freshening, sea level rising. *Science* 300, 2041–2043. (doi:10.1126/science. 1085534)
- 368) Napp J. The Bering Sea: Current status and recent events. PICES Press: vol 12, number 1, (<http://www.pices.int>), 2004
- 369) Nelisin A.D. 1996. Variability of Kuroshio Front in 1965 – 1991 //PICES Sci. Rep. №6. Pp. 124 – 130.
- 370) Nerem, R.S. et al. 1994. A preliminary evaluation of ocean topography from the TOPEX/POSEIDON mission. *J. Geophys. Res.*, 99(C12): 24565–583.
- 371) Niiler, P., Maximenko, N.A. and McWilliams, J.C. 2003. Dynamically balanced absolute sea level of the global ocean derived from near-surface velocity observations. *Geophys. Res. Letters*, 30(22): 2164-167.
- 372) Nomitsu T., Okamoto M. The causes of the annual variation of the mean sea level along the Japanese coast. //Mem. Coll. Sci., Univ. Kyoto. 1927. Ser. A-10-3. P. 1-161.
- 373) Oceanographic Atlas of the South Kurilean Region of the Pacific Ocean / Intergovernmental Oceanographic Commission UNESCO. Editors: Prof.V.R.Foux, Prof. L.G.Karlin. SPb. St. Petersburg University publishing. 1998. 218 p.

- 374) Pascual, A. et al. 2006. Improved description of the ocean mesoscale variability by combining four satellite altimeters. *Geophys. Res. Letters* 33 (2), No. L02611.
- 375) Patullo J., Munk W., Revelle R., Strong E. The seasonal oscillation in the sea level // *Journ. Mar. Res.* -1955. - Vol. 14, No 1. P. 88-155.
- 376) Philander S.G.H. Equatorial waves in the presence of the equatorial undercurrent. *J. Phys. Oceanogr.*, 1079, 9, N 2, p. 254-262.
- 377) Philander S.G.H. Forced oceanic waves. *Rev. Geophys. Space Phys.*, 1978, 16, N 1, p. 15-46.
- 378) Phillips, N. A., 1957: A coordinate system having some special advantages for numerical forecasting, *J. Meteorol.* 14, 184-185
- 379) Ping-Tung Shaw, Chern-Yuan Peng. A Numerical Study of the Propagation of Topographic Rossby Wave. *J. of Physical Oceanogr.* vol. 17, 1987.
- 380) Platzman G.W. Waves of Rossby. *Quart. J. Roy. Met. Soc.* 1968, vol.94, № 401.
- 381) Pugh D.T. Tides, Surges and Mean Sea-Level. John Wiley & Sons Ltd, Chichester. 1987, 472 p.
- 382) Pugh, D. T. 2004. Changing sea levels. Effects of tides, weather and climate. Cambridge University Press. 280 pp.
- 383) Qiu B., Miao W., Muller P., «Propagation and decay of forced and free baroclinic Rossby waves in off-equatorial oceans», *Journ. of Physical Oceanography*, 1997. Vol. 27. P. 2405-2417.
- 384) Quartly, G. D., P. Cipollini, D. Cromwell, P. G. Challenor, "Rossby waves: synergy in action", *Phil. Trans. R. Soc. London A*, 10.1098/rsta.2002.1108, 2003.
- 385) Rapp R.H. Past and Future Developments in Geopotential Modelling.// In: *Geodesy on the Move, Gravity, Geoid, Geodynamics and Antarctica* (Eds.

- R. Forsberg, M. Feissel and R. Dietrich). IAG Symposia V. 119. Springer. Berlin. 1998.
- 386) Rattray M. Time-depended motions in an ocean. A unified two-layer, beta-plane approximation. Stud. on Ocean, 1964, p. 19-29.
- 387) Reed R. K. Flow of the Alaskan Stream and its variations// Deep-Sea Res. 1984. Vol. 31.
- 388) Reverdin G., Verbrugge N., Valdimarsson H. Upper ocean variability between Iceland and Newfoundland, 1993-1998// J. Geophys. Res. 1999. Vol. 104.
- 389) Rio, M.-H. and Hernandez, F. 2004. A Mean Dynamic Topography computed over the world ocean from altimetry, in-situ measurements and a geoid model. J.Geophys.Res.109 (C12). C12032, doi:10.1029/2003J002226.
- 390) Ripa P. To What extent are sea level variations due to expansion or contraction on the water column? 13TH Conference on atmospheric and oceanic fluid dynamics. 4-8 June 2001 The Village at Breckenridge, Breckenridge, CO
- 391) Robinson A.R. Continental shelf waves and the response of sea level to weather systems. J. Geophys. Res. 69, 1964.
- 392) Rogachev K. A., Goryachev V. A. Mixing in warm-core rings of the Kuroshio // J. of Geophysical Res. 1991. V. 96. P. 8773-8777.
- 393) Rogachev K., E. Carmack. Evidence for the trapping and amplification of near-inertial motions in a large anticyclonic ring in the Oyashio // J. of Oceanography. 2002. V. 58. P. 673-682.
- 394) Sandwell, D. T., and W. H. F. Smith. 1997. Marine gravity anomaly from Geosat and ERS 1 satellite altimetry. J.Geophys.Res., 102 (B5), pp. 10039-54.
- 395) Schumann E.H. Brink K.H. Coastal-trapped propagation and current structures. J. Phys. Oceanogr. 1990. 20, № 8.

- 396) Smith R.L. Poleward propagation perturbations in currents and sea levels along the Peru coast. *J. Geophys. Res.* 83, 1978.
- 397) Smith, W. H. F., and D. T. Sandwell. 1997. Global seafloor topography from satellite altimetry and ship depth soundings. *Science*, vol. 277, pp. 1957-62.
- 398) Solomon H., K. Ahlnas. Eddies in the Kamchatka Current // *Deep-Sea Res.* 1978. V. 25, P. 403-410.
- 399) Spall M.A. Rossby wave radiation in the Verde frontal zone. *J. Phys. Oceanogr.* 1991. 21, № 4.
- 400) Stammer, D., 1997: Global characteristics of ocean variability from regional TOPEX/Poseidon altimeter measurements. *J. Phys. Oceanogr.*, **27**, 1743–1769.
- 401) Stammer, D., 1997: Steric and wind-induced changes in TOPEX/POSEIDON large-scale sea surface topography observations. *J. Geophys. Res.*, 102, 20,987–21,009.
- 402) Stocker T. Hutter K. «Lect. notes coast and estuarine stud.», 1987, 21.
- 403) Subrahmanyam, B., D.M. Heffner, D. Cromwell, J.F. Shriver, (2009). Detection of Rossby Waves in Multi-parameters in Multi-mission Satellite Observations and HYCOM simulations in the Indian Ocean, *Remote Sensing of Environment* , 113, 6, 1293-1303.
- 404) Sugimotohara N. Kitamura J. Long-term coastal upwelling over a continental shelf-slope. *J. Phys. Oceanogr.* 14, 1984.
- 405) Sugimotohara N. Propagation of coastal-trapped waves of low latitudes in a stratified ocean with continental shelf slope. *J. Phys. Oceanogr.* 11, 1981.
- 406) Tanimoto, Y.N., Iwasaka, N., Hanawa, K., and Toba, Y. (1993): Characteristic variations of sea surface temperature with multiple time scales in the North Pacific. *J. Climate* 6, 1153-1160.
- 407) Te Raa L.A. Internal variability of the thermohaline ocean circulation: PhD thesis. 2003.

- 408) The impact of first mode baroclinic planetary waves on western boundary currents// AVISO altimetry, april 1998, № 6, p.40.
- 409) Thierry, V., Treguier, A., Mercier, H., 2004. Numerical study of the annual and semi-annual fluctuations in the deep equatorial Atlantic Ocean. *Ocean Modelling* 6, 1–30.
- 410) Thomas R. Loughlin, Kiyotaka Ohtani. Dynamics of the Bering sea// PICES Press, p.1-28, 1999
- 411) Tokmakian, R. T., & Challenor, P. G. (1993). Observations in the Canary Basin and the Azores Frontal region using Geosat data. *Journal of Geophysics Research*, 98, 4761–4773.
- 412) Trenberth, K. E. and Hurrell, J.W. (1994): Decadal atmosphere-ocean variations in the Pacific. *Climate Dynamics* 9, 303
- 413) Uz, B. M., Yoder, J. A., & Osychny, V. (2001). Pumping of nutrients to ocean surface waters by the action of propagating planetary waves. *Nature*, 409, 597–600.
- 414) Verron, J., C. Le Provost. Response of eddy-resolved general circulation numerical models to asymmetrical wind forcing. //Dynamics of Atmospheres and Oceans. 1991. Vol.15.
- 415) Volkov D.L. (2004): Monitoring the sea level and surface circulation with satellite altimetry, Ph.D.thesis, ISBN: 9039338620, 152 pp.
- 416) Volkov D.L. Monitoring the variability of sea level and surface circulation with satellite altimetry. //Thesis dissertation, 2004, p.152
- 417) Volkov, D.L. and H.M. van Aken (1), Annual and interannual variability of sea level in the northern North Atlantic Ocean, *J. Geophys. Res.*, 108, 3204.
- 418) Volkov, D.L. and H.M. van Aken (2), Low frequency change of sea level in the North Atlantic Ocean as observed with satellite altimetry, In: *Satellite altimetry for geodesy, geophysics and oceanography* (eds. C.Hwang, C.Shum and L. Jiangcheng), International Association of Geodesy Symposia, Vol. 126, pp. 167-174, Springer- Verlag, 2003.

- 419) Webster I. Scattering of Coastally Trapped by Changes in Continental Shelf Width. J. Phys. Oceanogr. 1987, 17.
- 420) Wessel, P. and W. H. F. Smith. 1991. Free software helps map and display data. EOS Trans. AGU, 72, p.441.
- 421) White W. B. Tai C. K. Inferring interannual changes in global upper-ocean heat storage from TOPEX altimetry// J. Geophys. Res. 1995. Vol.100.
- 422) White W.B., Graham N., Tai C.-K. Reflection of annual Rossby waves at the maritime western boundary of the Tropical Pacific//J.Geophys.Res. 1990, 95. PP.3101-3116.
- 423) Wilkin J.L. and D.S.Charman. Scattering of Continental Shelf Waves of a Discontinuity in Shelf Width. J. Phys. Oceanogr. 17, 1987.
- 424) Woodworth P. L. The worldwide distribution of the seasonal cycle of mean sea level. Inst. of Oceanogr. Sci.: Rep.- Bidston, 1984. - No 190. 94 p.
- 425) Woodworth, P.L. Some important issues to do with long-term sea level change. Phil. Trans. R. Soc. A 364, 2006. Pp.787–803.
- 426) Wunsch C. The long-period tides. Rev. Geophys., 1967, v. 5, p. 447-476.
- 427) Xiaoyun Zang and Carl Wunsch. The Observed Relationship for North Pacific Rossby Wave Motions// Journal of Physical Oceanography. 1999.Vol.29.
- 428) Yeh, S.-W. and. Kirtman, B.P. Pacific decadal variability and decadal ENSO amplitude modulation. Geophysical Research Letters, VOL, 2005
- 429) Yndestad H. The Lunar nodal cycle influence on the Barents Sea // Doctoral Theses at NTNU 2004: 132 / Norwegian University of Science and Technology. Doctoral Theses for the degree of Doctor Philosophiae Faculty of Social Sciences and Technology Management. Department of Industrial Economics and Technology Management.
- 430) Young-Hyang Park. Mise en evidence d'ondes planetaires semi - annuelles baroclines au Sud de l'Ocean Indien par altimetre satellitare. C. R. Acad. Sci. Paris, 1990. T. 310, Serie II.

- 431) Yu Y. Determination of gridded mean sea surface from TOPEX, ERS-1, and Geosat altimeter data. // Report № 434. Dept. Geod. Sci. Surv. The Ohio State Univ. Columbus. USA. 1995.
- 432) Yu, Y., W. Emery, and R. Leben. Satellite altimeter derived geostrophic currents in the western tropical Pacific during 1992-1993 and their validation with drifting buoy trajectories. J. Geophys. Res., 100, 25,069-25,085, 1995.
- 433) Zang X., Wunsch C., «The observed dispersion relationship for North Pacific Rossby wave motions», Journ. of Physical Oceanography, 1999. Vol. 29. Is. 9. P. 2183-2190.
- 434) Zhang Y. and Wallace J.M. Is Climate variability over the North Pacific a Linear Response to ENSO // Journal of Climate. vol. 9, p. 1468-1478, 1996.