В.М. Грузинов Е.В. Борисов
А.В. Григорьев

# ПРИКЛАДНАЯ
# ОКЕАНОГРАФИЯ

**Под редакцией докт. геогр. наук, проф.
В.М. Грузинова**

Москва
2012

УДК 551.466+551.467
ББК 91.99+26.23+26.221

**В.М. Грузинов, Е.В. Борисов, А.В. Григорьев**
*Под редакцией д.г.н., проф. В.М. Грузинова*
Г90 Прикладная океанография. – Обнинск: Изд-во «Артифекс», 2012. – 384 с., ил.

Монография содержит описание основных процессов, формирующих гидрологический режим океанов, окраинных и внутренних морей, включая шельфовые зоны, и методов расчета параметров морской среды.
Монография рассчитана на специалистов, связанных с практическими расчетами параметров морской среды и их приложениями в различных областях морской деятельности, студентов и аспирантов высших учебных заведений гидрометеорологического профиля.

ISBN 978-5-9903653-3-9

# Аннотация

Монография содержит описание основных процессов, формирующих гидрологический режим океанов, окраинных и внутренних морей, включая шельфовые зоны, и методов расчета параметров морской среды, применяемых в практической работе в различных отраслях деятельности, связанных с морем. К их числу относятся методы и приемы расчета параметров ветровых волн, морских течений, уровня, приливов и длинных волн. В книгу включены разделы, связанные с локальными моделями переноса примесей и процессами перемешивания. Особое место уделено важному разделу современной прикладной океанографии – технологии усвоения данных наблюдений в численных моделях расчета морских течений. Полученные результаты проиллюстрированы примерами численных экспериментов с усвоением информации в моделях синоптической динамики океана.

Монография рассчитана на специалистов, связанных с практическими расчетами параметров морской среды и их приложениями в различных областях морской деятельности, студентов и аспирантов высших учебных заведений гидрометеорологического профиля.

## Abstract

The book contains short physical descriptions of basic processes forming hydrological regime of oceans, marginal and internal seas including shelf areas as well as of methods for evaluation of parameters of the marine environment used in various practical applications related to the sea. That refers to methods for the evaluation of parameters of wind waves, sea currents, sea level, tides and long waves. The book includes also sections related to local modeling of pollutants transport and of vertical mixing processes. Particular attention is paid to one important item of modern applied oceanography – to data assimilation technology in digital modeling of sea currents. Some results of the use of this technology are illustrated by examples of experiments with data assimilation in synoptic modeling of sea currents.

The monograph is intended for the use by specialists in applied and operational oceanography as well as for students and postgraduates of higher education institutions of hydrometeorological profile.

## От авторов

Идея подготовки этой книги пришла к нам довольно давно. Дело в том, что работая длительное время в Государственном океанографическом институте им. Н.Н. Зубова, головном морском научно-исследовательском учреждении Гидрометслужбы (Росгидромета), мы постоянно сталкивались с проблемами морского гидрометобеспечения различных отраслей экономики и обороны страны.

По сути, вся деятельность института всегда, с момента его основания и до сегодняшнего дня, была связана с ответами на практические запросы судостроения, нефтяной и газовой промышленности, мореплавания, рыбного хозяйства, энергетики, экологических организаций и даже космонавтики.

Созданный в июне 1943 г. ГОИН сразу же приступил к гидрометеорологическому обслуживанию боевых действий на морских акваториях и в прибрежных зонах морей. ГОИН`у было поручено обеспечивать гидрометеорологической информацией военные действия на морях и морских побережьях. После войны задачи института расширились и он перешел от исследования отечественных морей и устьев рек к изучению отдельных районов океанов, а затем к океанографическим и гидрохимическим (включая загрязнения) исследованиям Мирового океана в целом.

В частности, здесь можно отметить, что необходимость послевоенного расширения продовольственной базы страны потребовала освоения новых рыбопромысловых районов Мирового океана. С этой целью в 1946 г. ГОИН вместе с Всесоюзным научно-исследовательским институтом морского рыбного хозяйства и океанографии (ВНИРО) начал исследования в северной части Атлантического океана, а в 1947 г. приступил к систематическим исследованиям в Антарктике на судах китобойной флотилии «Слава».

Позже к задачам института добавились три важных проблемы: изучение процессов взаимодействия океана и атмосферы, в том числе в связи с необходимостью разработки надежных методов прогнозов погоды и изменений климата; исследование процессов загрязнения и самоочищения морских вод и донных отложений и разработка методов расчетов гидрологических и гидрохимических характеристик.

В задачу ГОИН`а входили организация и осуществление службы изучения уровня, течений, волнения, термики, химических загрязнений; разработка научных принципов и основ комплексной автоматизации сбора, обработки и доведения до потребителей морской информации; разработка технических средств и методов получения информации о состоянии океанов и морей, в том числе с использованием авиационных и космических средств.

С целью обеспечения безопасности мореплавания в прибрежных водах ГОИН с 1945 года начал рассчитывать и готовить к изданию Таблицы приливов. И сейчас институт ежегодно готовит к изданию Таблицы приливов по отечественным европейским водам и зарубежным водам Северного Ледовитого, Индийского и Атлантического океанов. Работы по подготовке Таблиц приливов полностью автоматизированы и унифицированы. Все программное обеспечение для анализа и предвычисления приливов разработано на самом современном уровне.

ГОИН вместе с Производственным и научно-исследовательским институтом по инженерным изысканиям в строительстве (ПНИИС) разработал межведомственные нормативные документы по проведению гидрологических исследований и расчету элементов гидрологического режима в прибрежной зоне морей и в устьях рек при инженерных изысканиях. Созданная нормативно-методическая база сыграла большую роль в развитии отечественной морской нефтедобычи, позволила внести ряд принципиальных изменений в существующие конструкции морских сооружений и создать новое оборудование для освоения морских месторождений. Эти работы дали серьезный импульс развитию теоретических и практических исследований в области морского ветрового волнения, течений и определения их воздействия на гидротехнические сооружения, а также заложили основы системы гидрометеорологического обеспечения морских отраслей экономики страны.

Институт принимал непосредственное участие в обосновании крупнейших технических проектов: схемы комплексного использования и охраны водных ресурсов бассейна Азовского моря, технического проекта регулирующего сооружения в Керченском проливе, проекта защиты Ленинграда от наводнений, проекта сооружения водовода из р. Волги к Тенгизскому нефтегазовому месторождению в Казахстане и других.

Институт всегда был ведущим научным учреждением в области прикладной океанографии.

Большую роль в придании работам института практической направленности сыграл его многолетний директор А.А. Ющак.

Под его руководством были разработаны методы расчета параметров морского волнения и ветра над морем, которые впоследствии вошли в официальное Руководство, предназначенное для широкого круга специалистов, в том числе для инженеров, проектирующих гидротехнические сооружения на море. Под его руководством впервые в нашей стране были созданы методы определения и расчета загрязняющих веществ в море и создана система наблюдений за состоянием морской окружающей среды.

Разработанные институтом технологии интерактивных систем обработки информации позволили успешно решать прикладные задачи, в том числе оперативно реагировать на чрезвычайные ситуации в Северном Каспии, на российском побережье Черного и Азовского морей и в устьях рек.

Здесь следует упомянуть и разработанную в институте компьютерную информационно-справочную систему, основанную на глобальных, постоянно пополняемых данных дрифтерных наблюдений. Эта система позволяет в режиме реального времени получать разнообразную числовую, графическую и статистическую информацию о течениях и температуре в поверхностном слое любого района Мирового океана.

Большое практическое значение имеют созданные институтом совместно с другими научно-исследовательскими учреждениями и морскими территориальными управлениями Росгидромета справочные пособия по гидрометеорологии и гидрохимии морей, омывающих берега Российской Федерации.

Надо отметить большой вклад в создание новых методов расчетов гидрологических характеристик в морях и океанах Б.Х. Глуховского, Я.Г. Виленского, Г.В. Ржеплинского, Г .В. Матушевского, И.Н. Давидана, В.А. Рожкова (в области морского волнения), В.А. Цикунова (в области создания методов расчета перемешивания вод), И.С. Бровикова, П.С. Линейкина, Л.А. Сгибневу (в области создания методов расчета течений, включая приливные течения), И.В. Самойлова, С .С. Байдина, Н.А. Скриптунова, Н.П. Гоптарева, Н.А. Родионова (в области создания системного подхода к изучению внутренних морей и устьев рек), А.И. Дуванина, Л .Н. Иконникову, В.Х. Германа, С.П. Левикова, Е.А. Куликова, Г.Д. Совершаеву (уровень, приливы, цунами).

Большую роль сыграли ведущие сотрудники ГОИН`а А.И. Симонов, С.Г. Орадовский и их коллеги в разработке методов определения состояния морской окружающей среды, создании методов расчета предельно допустимых концентраций примесей. С.Н. Овсиенко с коллегами разработали современные методы расчета распространения нефти и нефтепродуктов в море в зависимости от гидрометеорологических условий.

Эти и другие сотрудники Государственного океанографического института им. Н.Н. Зубова своими трудами сделали институт по-настоящему головным в области прикладной океанографии.

При подготовке книги мы пользовались советами и консультациями акад. А.С. Саркисяна, докт. ф -м. наук К.Д. Сабинина, докт. ф-м. наук Н.А. Дианского, докт. геогр. наук И.М. Кабатченко. Всем им авторы приносят искреннюю благодарность.

Авторы благодарят О.В. Кузнецову за помощь в подготовке книги к изданию.

*30 мая 2012 г.*

## Введение

Прикладная океанография – это новое направление современной науки о море, изучающая процессы в морях и океанах и развивающая практические методы, приемы и технологии расчета параметров морской среды.

Разработка практических приемов расчета характеристик океанов и морей необходима для различных отраслей экономики и природопользования. Трудно перечислить все практические приложения океанологических расчетов, но можно сказать, например, что строительство в прибрежной зоне и на шельфе морей невозможно без точного знания скорости и направления течений и параметров волнения, судостроение должно ориентироваться на нагрузки, создаваемые ветром и волнами, крайне важно иметь практические приемы расчета перемешивания и технологии расчета распространения пятен примеси, особенно в связи с крупными авариями в море. Все это заставило нас обратиться к этой проблеме. И первым шагом в этом направлении была Всероссийская конференция по прикладной океанографии, которая успешно прошла в Государственном океанографическом институте осенью 2010 года. По результатам этой конференции ГОИН издал Труды института (вып. 213), в которых были представлены доклады, прочитанные на конференции.

Конференция показала, что не только в нашей стране, но и в мировой океанографической литературе отсутствуют обобщающие работы, связанные с прикладной океанографией.

Пожалуй, только одну книгу можно отнести к этому направлению. Это работа, подготовленная и изданная в 2009 г. Гидрометцентром РФ, описывающая практические приемы оперативного прогнозирования параметров морской среды.

В ней излагаются современные способы оперативного океанографического обслуживания различных потребителей информацией о фактическом и ожидаемом гидрометеорологическом состоянии морей и океанов. Книга является хорошим пособием в области оперативной океанографии.

В предлагаемой читателю монографии излагаются основы специальной отрасли науки о море – **прикладной океанографии**. При этом мы понимаем этот термин как изложение соответствующего раздела океанографии, доведенное до практической формулы или приема расчета того или иного параметра (течение, волнение, перемешивание, приливы и т.д.). Поэтому, говоря о теоретических основах ра счетов параметров морской среды, мы стремились довести изложение до практических расчетных формул и подробно изложить все подготовительные процедуры проведения расчетов.

Книга охватывает все основные разделы современной океанографии – ветровое волнение, морские течения, включая особый раздел, связанный с современными методами расчета прибрежных течений. Большое место в книге уделено методам расчета уровня моря, приливов, длинных волн. Особо выделен раздел, связанный с нерегулярными колебаниями уровня моря, включая спектральные методы расчета штормовых нагонов.

Учитывая большое значение для практического обеспечения различных отраслей морского хозяйства, мы сочли необходимым выделить в специальный раздел оценку экстремальных уровней моря, вызываемых штормовыми нагонами и некоторыми другими причинами, и показать метод оценки экстремальных уровней моря редкой повторяемости.

Отдельную главу книги составляют локальные модели переноса загрязняющих веществ. Крупные аварии, вызывающие большие разливы примесей в различных частях Мирового океана, заставляют уделить этой проблеме самое пристальное внимание, в том числе разработать необходимые эмпирические соотношения и соответствующие рекомендации для определения скорости и направления распространения пятен примесей в тех или иных гидрометеорологических условиях.

В работу включены известные приемы расчета конвективного и ветрового перемешивания и проиллюстрировано их применение на примерах практических расчетов для различных частей Мирового океана. К этому же разделу относятся методики расчета перемешивания для тропических районов океана, возникающего за счет увеличения солености при испарении, разработанные в свое время в Государственном океанографическом институте.

Возвращаясь к общей структуре книги, мы хотим заметить, что, безусловно, современная прикладная океанография не может обойти вниманием современные приемы моделирования течений. При этом мы отчетливо понимаем, что здесь нам удалось только коснуться этой большой самостоятельной проблемы и дать некоторые общие схемы усвоения данных наблюдений и технологических схем расчета течений. Причем сделано это на примере практического расчета циркуляции в российской части Черного моря.

# Глава I

## Содержание прикладной океанографии как средства обеспечения морских отраслей экономики и природопользования

Прикладная океанография – это раздел общей океанографии, имеющий дело с разработкой практических методов, приемов и технологий расчета параметров в морях и океанах. Прежде всего, речь идет о расчете скорости и направления морских течений, параметров волнения, уровня, включая как нерегулярные колебания уровня моря, так и приливные явления.

Особое место в прикладной океанографии занимают проблемы переноса загрязняющих веществ (или пятен примеси), а также методы расчета конвекции, в том числе за счет увеличения солености, что характерно для тропических районов океана.

Однако не только разработка методов расчета параметров морской среды составляет существо прикладной океанографии. Здесь можно сослаться на опыт работы Государственного океанографического института Росгидромета, который подготовил и издал серию монографий из 25 книг «Гидрометеорология и гидрохимия морей». В этой серии работ освещен широкий круг вопросов по метеорологии и климату, гидрологическому, гидрохимическому режиму, загрязнению, динамике вод, экологии, океанографическим основам формирования биологической продуктивности Балтийского, Белого, Баренцева, Азовского, Черного, Каспийского, Аральского, Берингова, Охотского и Японского морей. Дана комплексная характеристика современного состояния гидрометеорологического режима и оценка его изменчивости под влиянием режимообразующих факторов. Эта характеристика базируется на анализе информационной базы натурных данных с использованием вновь разработанных современных методов и моделей, в том числе вероятностных, учитывающих особенности исследуемых процессов и специфику данных.

Информационная база этой работы включает результаты наблюдений на береговых и островных станциях, станциях открытого моря и многочисленных экспедиций. Материалы наблюдений сформированы в массивы временных рядов, к которым добавлены результаты, полученные расчетными методами.

В этих монографиях, являющихся классическим примером прикладных океанографических пособий, содержится подробный анализ закономерностей формирования различных элементов гидрологического и гидрохимического режима, включая температуру, соленость, солевой состав, кислород, водородный показатель, щелочность, биогенные и органические вещества, а также исследуются факторы, их определяющие.

Большое внимание уделено влиянию океанологических факторов на формирование биопродуктивности вод, дана оценка оптимальных условий среды обитания организмов в море.

Результаты этой работы широко используются многими практическими организациями как в нашей стране, так и за рубежом.

Яркий пример прикладных океанографических исследований ГОИН продемонстрировал при разработке технологии мониторинга и раннего обнаружения неблагоприятных изменений гидрометеорологического и гидрохимического режима неарктических морей России.

При этом была разработана технология мониторинга обнаружения неблагоприятных изменений морской среды по гидрологическим и гидрохимическим показателям.

С применением разработанной технологии был подготовлен аналитический обзор, содержащий предварительную оценку тенденций изменения важнейших характеристик гидрологического и гидрохимического режима морей.

Эта работа потребовала сформировать информационную основу технологии, включая подготовку рабочих массивов имеющихся материалов наблюдений, в которые вошли материалы береговых, судовых и спутниковых наблюдений.

Были сформированы многолетние временные ряды данных гидрометеорологических наблюдений, получены расчетные характеристики гидрометеорологического и гидрохимического режима морей, включая оценки климатических норм, стандартных отклонений и экстремумов, подготовлены многолетние ряды расчетных характеристик и многолетние тренды их изменчивости, установлены связи многолетней изменчивости параметров гидрометеорологического и гидрохимического состояния морей с внешними режимообразующими факторами.

Создание технологической основы этой работы потребовало проведения адаптации и верификации компьютерных технологий, получения режимных гидрометеорологических характеристик и их прогностических оценок на основе гидродинамических моделей.

В результате был подготовлен аналитический документ, содержащий оценку современного состояния и тенденций изменения гидрологического и гидрохимического режима неарктических морей России, морских устьев рек и отдельных районов Мирового океана.

Работа позволила оценить наблюдающиеся многолетние тенденции развития гидрометеорологических процессов в неарктических морях России, их последствий для экологии морей и возможного развития процессов в ближайшие годы.

Полученные результаты имеют ярко выраженное прикладное значение и могут быть использованы при принятии крупных решений органами управления, проектными, научными и производственными организациями при разработке программ и планов реализации различных видов морской деятельности на неарктических морях России.

Отчетливый прикладной характер имеет проблема изменения уровня Каспийского моря. Непостоянство уровня – характерная черта гидрологического режима Каспийского моря, которая отрицательно влияет на многие отрасли экономики, непосредственно связанные с морем.

Резкие колебания уровня моря приводят к значительным экономическим потерям и негативным изменениям экологического состояния его вод. Строительство гидроэлектростанций и водохранилищ на реках каспийского бассейна, безвозвратные изъятия речного стока на нужды сельского, промышленного и городского хозяйства, а также интенсивное освоение шельфовой и прибрежной зоны и многое другое – все это существенно повлияло на режим моря. В результате подъема уровня, наступившего в 1978 г., произошло подтопление населенных пунктов, промышленных и сельскохозяйственных объектов, разрушение железнодорожных путей, гидротехнических и портовых сооружений. Поэтому проблема уровня Каспийского моря и особенно его долгосрочного прогнозирования – одна из центральных задач изучения режима Каспийского моря, которая имеет большое практическое значение.

Здесь уместно кратко сказать о том, что одним из наиболее ярких продуктов прикладной океанографии являются таблицы приливов.

Это важнейший вид навигационных пособий обязательный для всех судов при плавании в морях с приливами. В 2009 г. исполнилось 100 лет со дня первого издания Гидрографическим управлением Морского ведомства России «Ежегодника приливов» с предвычисленным уровнем для нескольких портов в русских северных и дальневосточных морях. Таблицы приливов используются для обеспечения безопасности мореплавания при прохождении мест с лимитирующими глубинами. Таблицы приливов используются также для определения наиболее эффективного времени работы приливных электростанций, при строительстве гидротехнических сооружений на побережьях в морях с приливами, при добыче углеводородного сырья на шельфе.

В настоящее время работы по подготовке таблиц приливов полностью автоматизированы и унифицированы. Все программное обеспечение для анализа и предвычисления приливов разработано на современном уровне. Ежегодные (календарные) Таблицы приливов включают в себя предвычисленное время и высоты полных и малых вод на каждые сутки года для 278 основных пунктов. Кроме того, в них приводятся поправки для 6670 дополнительных пунктов, используя которые можно с достаточной для мореплавания точностью получить сведения о времени и высоте полных и малых вод в этих пунктах. В календарных Таблицах приливов для 51 района приводятся также предвычисленные на каждые сутки сведения о времени и скорости максимальных приливных течений и о времени их смены.

В связи с этим исследование закономерностей формирования современного режима моря и расчеты его характеристик, изучение влияния климатических факторов и антропогенной деятельности на режим моря, в том числе его уровень, является одним из основных направлений исследований в области прикладной океанографии.

Прикладная океанография в последнее время столкнулась с еще одной проблемой, связанной с токсичностью морских аэрозолей. В Государственном океанографическом институте были проведены исследования, показывающие, что загрязняющие вещества, сброшенные во внутренние моря, не остаются равномерно распределенными в толще воды. Они или оседают в составе взвеси на дно, либо концентрируются на границе вода-воздух. С этой границы – поверхностного микрослоя – загрязняющие вещества уносятся ветровыми потоками в составе морских аэрозолей, серьезно загрязняя воздух прибрежных территорий. Это касается Средиземного, Балтийского, Черного, Каспийского, Белого и Баренцева морей.

Один из разделов прикладной океанографии – это моделирование процессов распространения загрязнений.

В ГОИН`е разработан и постоянно развивается комплекс математических моделей распространения нефти и нефтепродуктов в море при аварийных разливах, а также методология его применения для оценки риска и масштабов воздействия разливов на окружающую среду.

Эти модели успешно применяются для оценки воздействия на окружающую среду и планирования операций по борьбе с разливами нефти фактически во всех крупных проектах, связанных с добычей и транспортировкой нефти и нефтепродуктов.

В сферу интересов прикладной океанографии входят и работы в устьевых областях рек. В частности, методология и автоматизированная технология физико-статистического анализа связей расходов и уровней воды для контроля и оценки гидролого-морфологических процессов в устье реки.

В ГОИН`е была разработана и применена на практике в устьях рек Волги и Урала методика оценки угрозы затопления дельт рек при повышении уровня моря. Для расчета уровней и расходов воды при взаимодействии стока и штормовых нагонов и оценки возможного затопления территорий дельт рек при различных фоновых уровнях моря была разработана и успешно применена численная гидродинамическая модель дельты и устьевого взморья реки.

Полученные результаты были использованы в практической работе при обосновании мероприятий по поддержанию судоходства «река-море» в дельтах рек, оценки угрозы затопления дельт Урала, Волги и других рек.

Исследования режима устьевых областей рек, впадающих в южные моря России, позволили оценить последствия осуществления крупных водохозяйственных мероприятий, таких как сооружение водохранилищ, оказавших сильное регулирующее влияние на режим низовьев и устьев рек Волги, Дона, Кубани и Сулака.

Практический (прикладной) характер исследований показал, что на гидрологические характеристики всех устьев южных рек оказало сильное влияние изъятие речного стока.

Одним из важных разделов прикладной океанографии является раздел, связанный с расчетом параметров морского ветрового волнения.

Развитие методов и технологий расчета элементов морских волн прошло несколько этапов. Не заглядывая в далекую историю, отметим, что в 1960 г. Гидрометслужбой было выпущено «Руководство по расчету морского волнения и ветра над морем». Это Руководство использовалось для расчетов параметров волн в целях обеспечения практических запросов мореплавания, судостроения, гидротехнического строительства и других отраслей экономики. На основе этого Руководства были составлены специальные пособия по режиму ветра и волнения морей, океанов и отдельных акваторий.

Затем, в 1970-е годы, благодаря интенсивному развитию исследований волнения, и прежде всего в Государственном океанографическом институте и в Союзморниипроект`е, разработке спектрального метода расчета были получены новые результаты и новые возможности расчета параметров морских волн. Как отмечено в Руководстве (Гидрометеоиздат, Л., 1969 г.), учет нерегулярности волнения с помощью функций распределения видимых элементов волн, отражающих внешнюю структуру волнового поля и посредством энергетического спектра, характеризующего внутреннюю структуру волнения, позволил исследовать ряд новых задач, которые нельзя было решить старыми методами, в том числе провести расчеты ветрового волнения на глубоководных и мелководных акваториях и в прибрежных зонах при сложных формах береговой черты, рельефа дна и поля ветра.

Как отмечено в Руководстве, сущность спектрального метода исследования волнения состоит в том, что на основе классических гидродинамических соотношений изучают закономерности изменения в конкретных условиях отдельных спектральных составляющих, после чего путем суммирования по особым правилам получают те характеристики, которые видит наблюдатель или фиксирует прибор, измеряющий элементы волн.

В качестве иллюстрации этого можно привести пример, в котором в случае необходимости получить изменение элементов ветровых волн в прибрежной зоне или на акватории порта, исходное сложное волнение заменяют совокупностью простых волн и изучают их изменение под влиянием рельефа дна или портовых сооружений. После этого приступают к нахождению характеристик суммарного волнового поля. При расчетах элементов волн энергетический спектр фигурирует только в качестве промежуточного звена. Однако, это звено имеет принципиальное значение, так как именно оно позволяет решать сложные задачи физически обоснованными методами (Руководство, ГИМИЗ, Л., 1969, стр. 4).

В последнее десятилетие наука и практика ушли далеко вперед в деле практических приемов расчета параметров ветровых волн. Вслед за развитием атмосферных моделей быстро развиваются и волновые модели. Подробная сводка о современных моделях расчета параметров волн содержится в вышедшей в 2009 г. работе Абузярова, Думанской и Нестерова «Оперативное океанографическое обслуживание» (Москва, 2009 г.).

В настоящее время в мировой практике для расчетов ветрового волнения применяется несколько десятков моделей. Как отмечают цитированные авторы, их можно разделить на четыре группы: 1) спектральные дискретные, 2) спектральные параметрические, 3) интегральные параметрические, 4) прочие (эмпирические, энергетические, монохроматические) и их различные комбинации.

В этой главе мы не будем касаться практических приемов расчета параметров волн на основе моделирования, оставляя это рассмотрение до специальной главы этой книги. Отметим только, что большинство применяемых в настоящее время волновых моделей для глубокого моря основаны на численном решении уравнения радиационного переноса для двумерного волнового спектра.

Важной составляющей практической работы по получению сведений о состоянии океанов и морей является создаваемая в нашей стране Единая система информации об обстановке в Мировом океане (ЕСИМО), разработка которой началась в 1999 г.

Как отмечено в официальных документах, связанных с этой системой, ЕСИМО представляет собой межведомственную распределенную систему информации об обстановке в Мировом океане:

– функционирующую на основе существующих информационных систем Росгидромета, Минобороны России, МПР России, Госкомрыболовства России и других ведомств в соответствии с согласованным порядком и стандартами взаимодействия;

– поддерживающую на постоянной основе базы метаданных и информации регламентированного содержания, технологии доступа, обмена, интеграции информационных ресурсов ведомств для полноценного информационного обеспечения деятельности по изучению Мирового океана, мониторингу его состояния и использования его ресурсов.

ЕСИМО состоит из нормативно-правовых, информационных, технологических и других взаимосвязанных компонентов, и строится на базе существующих ведомственных информационных систем посредством их развития и интеграции.

Средства достижения целей ЕСИМО – создание единого правового и информационного пространства, координация деятельности по производству наблюдений, сбору, накоплению, обработке и распространению информации об обстановке в Мировом океане.

Единым правовым пространством ЕСИМО называется совокупность правовых норм в области производства наблюдений, сбора, накопления, обработки и распространения информации об обстановке в Мировом океане, обязательных для исполнения всеми участниками деятельности в ЕСИМО.

Единым информационным пространством ЕСИМО является совокупность методов, средств и технологий наблюдения за обстановкой в Мировом океане, сбора, обработки, хранения и распространения информации, формирования и ведения государственных информационных ресурсов, а также совокупность баз и банков данных, информационно-телекоммуникационных систем и сетей, функционирующих на основе общих принципов и по общим правилам.

Государственными ресурсами информации по Мировому океану являются полученные и оплаченные за государственный счет данные наблюдений о состоянии окружающей природной среды, ее загрязнении, произведенная на их основе продукция и другая информация об обстановке в Мировом океане. Порядок формирования государственных ресурсов информации о Мировом океане и предоставления их пользователям определяется законодательством России и Положениями, утверждаемыми Правительством Российской Федерации.

Система ЕСИМО строится на основе:

– создания единого правового и информационного пространства ЕСИМО;

– максимального использования средств и ресурсов, имеющихся в распоряжении органов власти, ведомств, учреждений и организаций, в полномочия которых входит решение вопросов получения, сбора, хранения, обработки и доведения до пользователей данных наблюдений за состоянием морской природной среды и производимой на их основе информационной продукции;

– максимального использования новых технических средств и современных высокоэффективных информационных технологий;

– открытости системы для всех пользователей с учетом зависимости объемов и условий предоставления информационной продукции и услуг от ранга пользователя и его вклада в систему;

– управления информацией об обстановке в Мировом океане в соответствии со специально выработанной и согласованной ведомствами политикой обмена и распространения данных и информационной продукции.

ЕСИМО создается на основе долговременных проектных решений. Это означает, что все разработчики руководствуются согласованной концепцией и набором проектных документов на создание основных элементов системы. Обеспечение информационно-технологической совместимости компонентов ЕСИМО и создание единого информационного пространства достигается за счет разработки и использования соответствующих стандартов ЕСИМО,

Для создания единого правового пространства осуществляется подготовка законодательных актов Правительства Российской Федерации, издание ведомственных приказов, инструкций и методических указаний.

ЕСИМО охватывает весь жизненный цикл информации об обстановке в Мировом океане – от производства наблюдений до получения конечной информационной продукции и доведения ее до пользователя. Тем самым система реализует технологию управления информацией end to end, предусматривая сочетание общесистемной составляющей и ведомственной (проблемно-ориентированной) составляющей.

Основными (базовыми) ведомствами – участниками деятельности в ЕСИМО являются министерства и ведомства, в уставные обязанности которых входит производство наблюдений, сбор, накопление, постоянное хранение, обработка и распространение информации об обстановке в Мировом океане.

Вхождение организаций и учреждений базовых ведомств в систему не сопровождается созданием управленческих структур ЕСИМО, параллельных действующим ведомственным, а позволяет скоординировать усилия ведомств в интересах повышения эффективности и уменьшения затрат на выполнение ими ведомственных проблемно-ориентированных функций.

В построении ЕСИМО могут принимать участие организации и учреждения негосударственных форм собственности при соблюдении ими установленных правовых норм, технологических и информационных стандартов. Формами участия в построении ЕСИМО являются разработка компонентов системы, предоставление информационных ресурсов, финансовый вклад в систему.

ЕСИМО не является собственником вкладов в систему, ее роль сводится к организации коллективного планирования и согласования направлений и форм наиболее эффективного использования ресурсов. Оформление вкладов в ЕСИМО осуществляется на основе законодательства в области информации и информатизации, охраны прав собственности, включая интеллектуальную, с соблюдением процедур бюджетного и внебюджетного финансирования.

ЕСИМО открыта для всех пользователей. Объем и условия предоставления пользователям информационной продукции и услуг зависит, в соответствии с федеральным законодательством и нормативными актами ведомств, от категории (ранга) пользователей и значимости их вклада в создание и/или функционирование системы. В частности, выгода ведомств – разработчиков ЕСИМО состоит в том, что они за счет финансирования проектов НИОКР по ФЦП «Мировой океан» развивают свой информационно-технологический потенциал и сохраняют рабочие места, а также получают доступ к технологиям (ГИС, СУБД) и другим разработкам, полученным другими участниками.

Специальный раздел прикладной океанографии связан с разработкой и постоянным развитием комплекса математических моделей распространения пятен примеси в морях и океанах, как правило, прежде всего нефти и нефтепродуктов при аварийных разливах, а также методология применения этих моделей для оценки риска и масштабов воздействия разливов на окружающую среду.

Эти модели применяются для оценки воздействия на морскую среду и планирования операций по борьбе с разливами нефти практически во всех крупных проектах, связанных с добычей и транспортировкой нефти и нефтепродуктов на Балтийском, Каспийском, Черном, Охотском, Карском, Баренцевом морях.

Для обеспечения работы комплекса моделей в случае разливов при низких температурах и в ледовых условиях разрабатываются специальные модели динамики ледового покрова.

В целом этой проблеме посвящена специальная глава в книге. Здесь отметим только, что анализом проб морской воды и донных отложений, разработкой моделей переноса примеси, оценкой потоков морских аэрозолей, особенно в рекреационных зонах, далеко не исчерпывается раздел прикладной океанографии, имеющий отношение к оценке состояния морской окружающей среды. Сюда же следует отнести подготовку специальных Руководств по проведению натурных наблюдений, отбору и обработке проб, разработку программ контроля за гидрохимическими и гидробиологическими параметрами, а также уровнем загрязнения воды, донных отложений, биоты.

# Глава II

## Расчет параметров ветровых волн

### 2.1. Общие положения

Исследование, анализ и расчет (прогноз) ветрового волнения осуществляется на основе широкого применения прикладных методов теории вероятностей. Для этого, как известно, анализируемый процесс должен обладать свойством стационарности и статистической однородности. С другой стороны, поле ветра и, следовательно, поле ветрового волнения имеют конечные размеры и не могут быть стационарными в строгом смысле. Однако при регистрации в точке на ограниченных отрезках времени, достаточных для уверенного расчета статистических характеристик, но значительно меньших, чем интервалы значимого проявления характерной нестационарности волнового поля, последняя слабо влияет на результаты расчетов. Действительно, характерные периоды ветровых волн составляют секунды и не превышают минуты, а периоды нестационарности поля ветра находятся в диапазоне от нескольких часов до нескольких суток и более. Остальные характеристики динамического состояния океана изменяются в пересекающихся и более низких диапазонах частот и потому требуют более продолжительных наблюдений и более внимательного подхода к выбору методов анализа. Это обстоятельство сыграло важную роль в успехах создания современной теории и методов расчета характеристик ветровых волн.

В основе физических представлений о явлении ветровых волн лежат теории Филлипса и Майлза. Первый в основе своей теории использовал предположение о преобладающем влиянии резонансного взаимодействия между смещающимся полем атмосферного давления, содержащего случайные компоненты, и колебаниями поверхности моря. Резонанс между нормальными силами давления и волнами возникает, если горизонтальные масштабы флуктуаций давления и длина волн и скорости их перемещения совпадают. В этом случае скорость передачи энергии от флуктуаций давления волнам пропорциональна амплитуде флуктуаций и не зависит от высоты волны, а энергия волн при постоянной средней интенсивности флуктуаций давления должна линейно зависеть от времени. Майлз в своей теории предполагал, что основным механизмом, формирующим ветровое волнение, является механизм неустойчивости ветрового потока над уже существующим волновым профилем поверхности моря. В результате неустойчивости ветра возникают возмущения давления, которые, воздействуя на волны, увеличивают их энергию. Скорость передачи энергии ветра волнам под действием этого механизма пропорциональна амплитуде волны, которая при постоянстве средней скорости ветра растет экспоненциально со временем. В одной из своих последующих работ Майлз показал, что на первых стадиях развития волн действует механизм Филлипса, а по мере роста высоты волн преобладающим становится механизм неустойчивости. Таким образом, Майлз сумел объединить обе теории. В свою очередь Филлипс показал, что при преобладающем действии механизма неустойчивости спектральная плотность ветрового волнения должна подчиняться закону $E \sim \omega^{-5}$. Дальнейшие исследования ветрового волнения были направлены на поиск универсальной зависимости, описывающей форму спектра ветрового волнения.

Современная теория ветрового волнения построена по принципу лучистого переноса энергии. В простейшем случае распространения волн в одном направлении оно принимает вид (Боуден, 1988):

$$DE/Dt = \partial E/\partial t + V\partial E/\partial x = P, \tag{2.1}$$

где $E(\omega,x,t)$ – спектральная плотность энергии волн как функция частоты, координаты и времени, $V$ – групповая скорость волн с частотой $\omega$, а $P$ – функция источника, описывающая приток и отток энергии. Функция источника представляется в виде разложения:

$$P = P_1 + P_2 + P_3 + \ldots$$

При этом резонансный механизм Филлипса, который характеризуется отсутствием зависимости потока энергии от ветра к волнам от высоты волн, представлен первым членом разложения $P_1 = \alpha = const$. Процесс неустойчивости, рассмотренный Майлзом, обозначен в виде второго члена разложения $P_2 = \beta E$, т.е. поток энергии от ветра пропорционален уже существующей энергии волн. Другие процессы нелинейного характера, формирующиеся, например, в результате взаимодействия волн или их разрушения на мелководье, можно представить в виде членов разложения более высокого порядка. Если иметь в виду полную энергию волн, то ее можно рассматривать как величину, пропорциональную работе ветра над водной поверхностью, затрачиваемой на генерацию волн:

$$E \sim W_*^2 X,$$

где $W_*$ – скорость трения ветра, X – разгон (расстояние от точки начала действия ветра на водную поверхность). Так как $E = g\rho\xi^2_{rms}$, $\xi_{rms}$ – среднеквадратическое отклонение водной поверхности, то $\xi_{rms} = \alpha W_*(X/g)^{1/2}$; $\alpha = const = 1{,}26 \cdot 10^{-2}$. На основании анализа большого объема данных экспериментов было определено, что пик в спектре ветрового волнения на глубокой воде обычно соответствует длине волны $\lambda_o = 100\ \xi_{rms}$, а форма спектральной плотности – соотношению:

$$E'(\omega) = \alpha g^2 \omega^{-5} \exp\left[ - \beta (\omega_o/\omega)^4\right]. \qquad (2.2)$$

По данным измерений получены следующие величины констант, входящих в формулу (2.2): $\alpha = 8{,}1 \cdot 10^{-3}$; $\beta = 0{,}74$. Имеются и другие аппроксимации спектра ветрового волнения, применяемые в современных моделях (Абузяров и др., 2009; Боуден, 1988), но соотношение (2.2) считается классическим.

Развитие моделей расчета опирается на климатический анализ ветрового волнения. Для климатического анализа использовались международные исторические базы данных в узлах регулярной координатной сетки (данные реанализа) NCEP/NCAR и ECWMF (Атлас волнения…, 2009; Атлас волнения, 2010). Имеются и другие постоянно пополняемые базы данных, но упомянутые наиболее известны. По данным реанализа приповерхностного атмосферного давления NCEP/NCAR за 29 лет (1980–2008 гг.) были рассчитаны поля ветра, а по ним – волнения. В результате были получены 50000 полей ветрового волнения за разные сроки, на основе которых подготовлены Атлас волнения северной части Атлантического океана, 2009 и Атлас волнения северной части Тихого океана, 2010.

В процессе исследования ветровых волн в климатическом диапазоне их характеристики были разделены на две группы (Атласы…, 2009; 2010): характеристики волн частой повторяемости («нормальные», «фоновые», «эксплуатационные») и редкой повторяемости («экстремальные», «расчетные»), возможные 1 раз в 5, 10, …, 100 лет и более. Волны каждой группы обычно формируются своими характерными атмосферными процессами. Так, при сильных ветрах, более 15 м/с, наблюдается повышенная шероховатость водной поверхности, которая способствует формированию «экстремального» волнения, сопровождаемого обрушением волн. При слабых ветрах формируется «фоновое» волнение. Процесс взаимодействия воздушного потока с водной поверхностью в этом случае близко соответствует режиму гладкого обтекания, при котором обрушение волн происходит значительно реже.

Климатический (режимный) анализ ветрового волнения произведен для каждой точки сеточной области, образуемой квадратами меркаторской проекции в пределах северных частей Тихого и Атлантического океанов. Оценка «фоновых» характеристик волнения включала расчет эмпирических функций обеспеченности параметров по всем имеющимся срочным данным. Аппроксимация теоретическим распределением Вейбулла функций обеспеченности средних высот волн имеет вид:

$$F(h) = \exp [ - \ln 2 (h/ h_{50\%})^{\gamma} ], \quad (2.3)$$

где $h_{50\%}$ – медианное климатическое значение средней высоты волн; $\gamma$ – параметр распределения. Для графического представления кривых распределения высот и периодов волн удобно использовать билогарифмический и логарифмический масштабы осей координат, в которых кривые распределения имеют вид прямых линий с разными углами наклона. Наилучшее согласие эмпирического и теоретического распределений достигается путем использования метода наименьших квадратов.

В специальной литературе встречаются утверждения о том, что универсального вида режимной функции высот волн для всех географических объектов не существует хотя бы по причине разной степени влияния зыби. Это мнение подтверждено на основании анализа данных инструментальных измерений волнения на 20 станциях погоды продолжительностью 1–6 лет и определена связь между видом режимной функции распределения высот волн и процентным содержанием зыби. Кроме того, установлено, что распределение Вейбулла можно использовать лишь при незначительном содержании зыби в поле ветрового волнения. При значительном содержании зыби наилучшее приближение дает логнормальное распределение. Для получения требуемого согласия расчетных и теоретических значений допускается разделение области определения функции распределения высот волн на интервалы, в каждом из которых используется своя, наиболее подходящая теоретическая функция распределения, с последующим соединением интервалов методом «склейки».

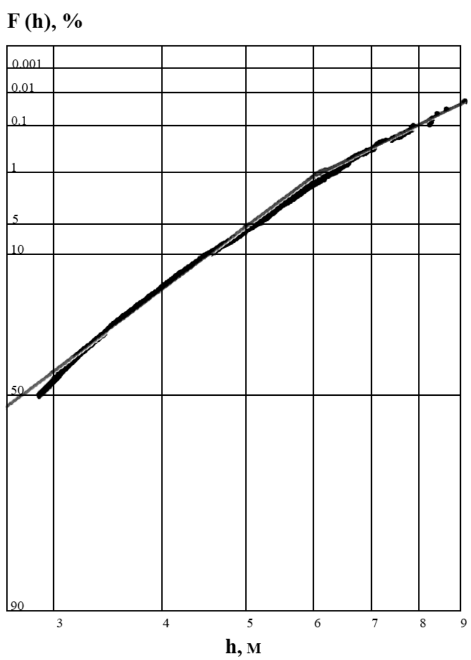



*Рис. 2.1.*
*Склейка двух распределений Вейбулла для функции обеспеченности средних высот волн в точке с координатами: 40$^o$ с.ш. и 180$^o$ в.д., расчетные данные и теоретическое распределение.*

## 2.2. Климатические атласы ветрового волнения.

Изложенная методика была использована для подготовки Атласа волнения северной части Атлантического океана (2009) и Атласа волнения северной части Тихого океана (2010). На Рис. 2.1. представлен пример склейки двух распределений Вейбулла, используемый в атласах. Границы двух распределений совпадают с точностью до 1% обеспеченности. Понятие обеспеченности используется в атласах в качестве основной вероятностной характеристики волнения. Необходимо иметь в виду, что оно совпадает с понятием «вероятность превышения», используемым в зарубежной практике.

Кроме «фоновых» характеристик ветрового волнения в атласах приведены сведения об «экстремальных» характеристиках. Для описания вероятностной структуры «экстремального» волнения в атласах используется термин «период повторяемости», смысл которого состоит в том, что в указанный период (годы) значение некоторого параметра будет наибольшим. Существует ряд методов для расчета «экстремальных» характеристик, среди которых наиболее употребляемым считается POT-method (Peak-Over-Threshold), или, в русском варианте, ПВП-метод (Пики-Выше-Порога). В 1990 г. он рекомендован Рабочей группой МАГИ (Международной Ассоциации Гидравлических Исследований) по статистике экстремальных волн в качестве наиболее приемлемого в инженерной практике и был использован в процессе работы над атласами.

Расчеты производились для выбранных точек, расположение которых в обоих бассейнах представлено на Рис. 2.2а., 2.2б.

Представленные в атласах карты содержат следующие сведения о ветровом волнении в 29 точках северных частей Тихого и Атлантического океанов.

1. Розы ветрового волнения для четырех периодов (сезонов) года: январь–март, апрель–июнь, июль–сентябрь и октябрь–декабрь. Для иллюстрации приводим карту роз ветрового волнения в северной Пацифике для октября–декабря (Рис. 2.3.).

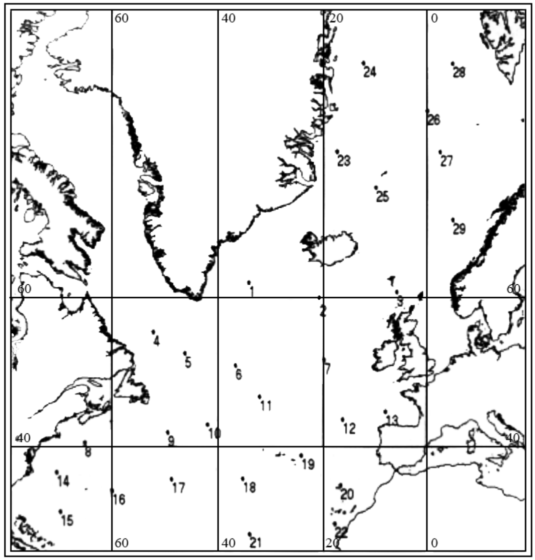



***Рис. 2.2а.*** *Положение расчетных точек в Северной Атлантике.*

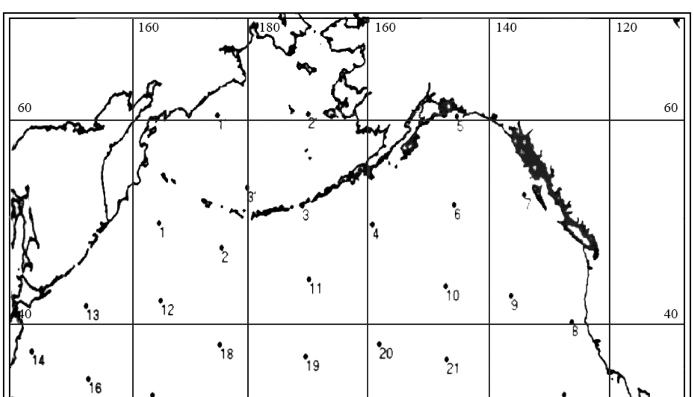



***Рис. 2.2б.*** *Положение расчетных точек в северной части Тихого океана.*

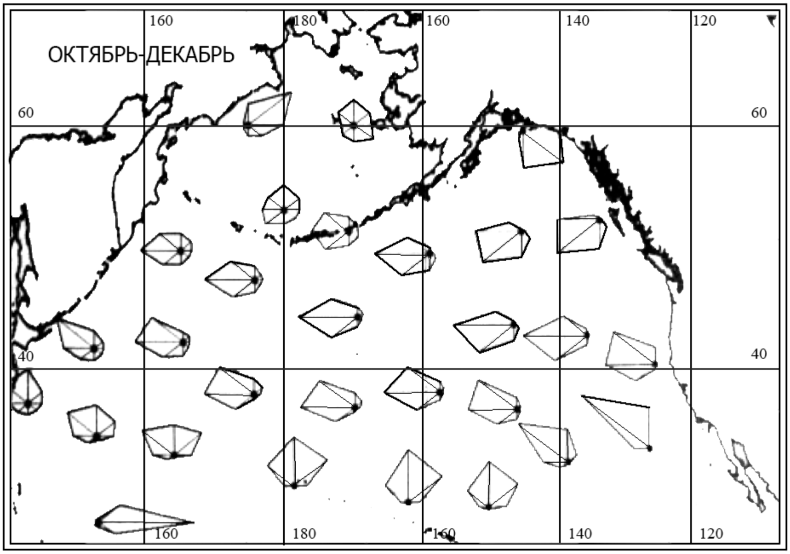



***Рис. 2.3.*** *Розы ветрового волнения*
*в северной части Тихого океана (октябрь – декабрь).*

2. Пространственные распределения значений средних высот и средних периодов волн режимной обеспеченности 50% для указанных периодов года. Отмечено, что очаги максимальных высот и периодов волн расположены в центральных частях обоих бассейнов между 40 и 60$^{o}$ с.ш.

3. Пространственные распределения значений высот и средних периодов волн пятипроцентной режимной обеспеченности для четырех сезонов. Очаги максимальных характеристик волн этой обеспеченности тоже расположены в указанных выше районах.

4. Пространственные распределения максимальных высот и средних периодов волн однопроцентной режимной обеспеченности для четырех сезонов. Максимальная высота волны была определена как самая большая наиболее вероятная высота волны из тысячи волн, последовательно проходящих через фиксированную

точку на поверхности океана. Эта высота в 2,96 раза больше средней (см. Табл. 2.2.). Максимум этих характеристик в обоих бассейнах смещается относительно 50$^{o}$ с.ш. летом к северу, в холодный период – к югу. Для иллюстрации приводим карту максимальных высот волн и средних периодов волн 1%-ной обеспеченности в Тихом океане для октября – декабря (Рис. 2.4.).

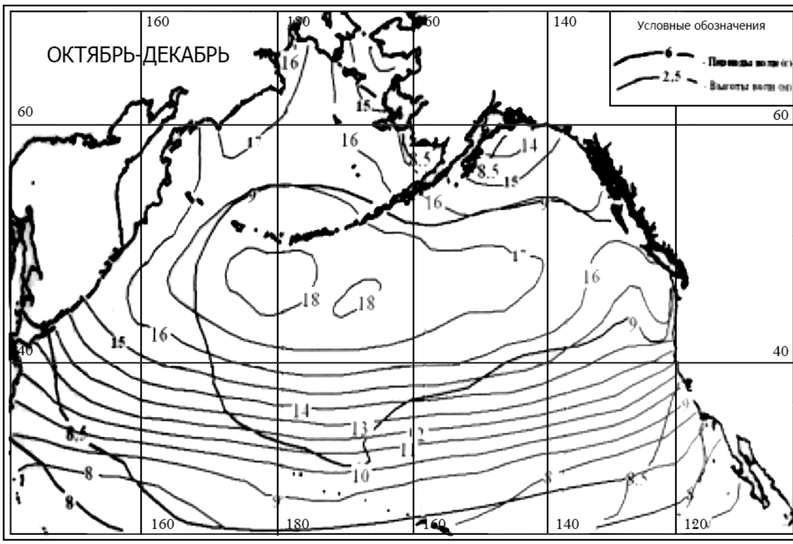



***Рис. 2.4.*** *Максимальные высоты и средние периоды волн 1%-ной обеспеченности в северной части Тихого океана (октябрь – декабрь).*

Пространственное распределение «характерных» высот волн для всего года с периодом повторяемости 5 лет. Считается, что это те наибольшие волны, которые может встретить в океане судно за период его эксплуатации.

Кроме того, в приложениях к атласам приведены таблицы сезонных повторяемостей высот волн по направлениям в баллах для всех расчетных точек с указанием их номеров и координат. Таблицы составлены при условии соответствия трехпроцентных высот волн состоянию моря в баллах (Табл. 2.1.).

*Таблица 2.1.*

Соотношение между состоянием моря в баллах
и 3%-ми высотами волн.

| 3%-ые высоты волн, м | 0–0,25 | 0,25– 0,75 | 0,75–1,25 | 1,25–2,0 | 2,0–3,5 | 3,5–6,0 | 6,0–8,5 | 8,5–11,0 | >11,0 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Сост. Моря | 1 балл | 2 балла | 3 балла | 4 балла | 5 баллов | 6 баллов | 7 баллов | 8 баллов | 9 баллов |

## 2.3. Прогноз ветрового волнения

В мировой практике для расчета ветрового волнения применяется несколько десятков моделей (Абузяров и др., 2009; Матушевский, 1995). Их можно условно разделить на четыре группы: спектральные дискретные, спектральные параметрические, интегральные параметрические и прочие (эмпирические, энергетические, монохроматические и различные их сочетания). Дискретные модели подразделяются на поколения, разница между которыми состоит в степени подробности описания нелинейного взаимодействия в спектре ветровых волн. В моделях первых трех поколений используется теоретически нестрогое упрощение интеграла нелинейного взаимодействия волн.

В настоящее время существует только две модели четвертого поколения с математически строгим описанием механизма нелинейного взаимодействия волн: EXACT – NL и Российская атмосферно – волновая модель (РАВМ) (Абузяров и др., 2009). Наиболее известные зарубежные модели третьего поколения – WAM и WAVEWATCH (WW3). Первая с ее модификациями применяется в Европейском центре среднесрочных прогнозов, вторая используется для оперативных прогнозов волнения Службой погоды США. В нашей стране наиболее известной моделью третьего поколения является AARI – PD2.

В 1984 г. был осуществлен международный проект SWAMP по сравнению различных спектральных моделей ветрового волнения. Разработкой новой модели занималась специально сформированная рабочая группа, в которую входило до 40 ученых различных стран и результатом работы которой стала модель третьего поколения WAM.

Модель WAVEWATCH была разработана в США. По сути, она представляет собой вариант развития модели WAM с использованием более совершенной численной схемы решения уравнения баланса волновой энергии.

В оперативной практике Гидрометцентра РФ применяются две модели: РАВМ и AARI – PD2. Первая разработана совместно специалистами ГОИНа и ИО РАН, вторая – специалистами С-ПбО ГОИНа и получила дальнейшее развитие в ААНИИ. Подробное описание моделей WAM, РАВМ и AARI-PD2 приведено в (Абузяров и др., 2009). Последняя модель имеет модификацию СПМ, представленную в (Захаров, Смилга, 1981). Мы ограничимся кратким описанием моделей РАВМ и СПМ, в создании которых принимали непосредственное участие наши коллеги, и которые дают полное представление о практике расчета ветрового волнения.

Модель РАВМ базируется на спектральной теории морского волнения, разработанной Хассельманом (Hasselmann, 1962). Исходной информацией для решения задачи является прогнозируемое поле приземного давления, которое используется для определения приводного ветра с применением соотношений локального пограничного слоя (Абузяров и др., 2009). Дальнейшие теоретические выкладки мы опустим. Для желающих ближе ознакомиться с современной теорией ветрового волнения сошлемся на приведенный список цитируемых публикаций. Основное уравнение модели записывается в виде:

$$\partial/\partial t[n(\omega,\theta)] + \partial/\partial\lambda[c_\lambda n(\omega,\theta)] + \partial/\partial\theta\, [c_\theta\, n(\omega,\theta)] + \partial/\partial\theta\, [c_{ref}\, n(\omega,\theta)] = P(\omega,\theta, W), \quad (2.4)$$

где $n(\omega,\theta) = E(\omega,\theta)/\omega$ – спектральная плотность волнового действия; $\omega$ – угловая частота; $\theta$ – направление распространения волнения; W – скорость ветра; $\phi(\omega,\theta)$ – угловое распределение энергии; $\varphi$ – широта; $\lambda$ – долгота (сферические координаты); $c_\varphi = c_g \sin\theta/R$ – широтная составляющая групповой скорости волнения ; $c_\lambda = c_g \cos\theta/R\cos\varphi$ – меридиональная составляющая групповой скорости; $c_\theta = - c_g \,\mathrm{tg}\varphi \cos\theta/R$ – скорость отклонения волнового луча от полюсов к экватору, вызванная сферичностью Земли; $c_g = c\,[1 + 2kH/\mathrm{sh}(2kH)] / 2$ – групповая скорость; $c = [g\,\mathrm{th}(kH)/k]^{1/2}$ – фазовая скорость волн; $c_{ref} = \omega[\partial/\partial\lambda(\sin\theta/ \cos\varphi) – \partial/\partial\varphi (\cos\theta)] / \mathrm{sh}(2kH)R$ – скорость поворота волнового луча вследствие рефракции; R – радиус Земли, P – функция источников и стоков, включающая функцию взаимодействия волн и ветра P’, нелинейные взаимодействия в спектре ветровых волн $P^0$ и диссипацию $P^{’’}$. Взаимодействие волн и ветра описывается в рамках задачи приводного пограничного слоя, решаемой с учетом турбулентной и волновой составляющих трения (Абузяров и др., 2009) .

Основная сложность в процессе решения задачи заключается в учете нелинейных взаимодействий $P^0$. Современные спектральные модели различаются методами параметризации $P^0$. В модели РАВМ используется «узконаправленное приближение», теория которого разработана академиком В.Е. Захаровым (Захаров, Смилга, 1981). Это приближение связано с предположением о малости угла в горизонтальной плоскости, ориентированного по генеральному направлению распространения волн, в котором происходит распространение энергии волнового поля из каждой точки на поверхности океана. При этом важно соблюдение условия малости угла между направлениями ветра и распространения волн. Тогда угловой спектр имеет симметричную форму. В рамках этой теории производится переход от двумерного спектра ветрового волнения $n(\omega,\theta)$ к двум интегральным функциям – к спектру волновых чисел $n(k_x)$ и к параметру «узконаправленности» $\Delta(k_x)$ (Атлас волнения сев.части Тихого океана, 2010):

$$n(k) = n(\omega,\theta) / (k\, d\omega(k) / dk);$$

$$n(k_x) = \int n(k)\, dk_y ; \qquad (2.5)$$

$$\Delta(k_x) = \int k_y^2 n(k)\, dk_y / (n(k_x)\, k_x^2),$$

где $k_x$ – проекция вектора волнового числа k на генеральное направление вектора фазовой скорости ветровых волн. При $\Delta \leq 0{,}3$ угловой спектр волн можно считать «узким». Тогда функция $P^0$ может быть представлена в виде двух составляющих :

$$P_n = a_1\partial^2/\partial k_x^2 \, [\, \ln(\Delta^{-1}(k_x))\, \Delta(k_x)\, k_x^{19/2} n^3(k_x)] + P_n^{+} - P_n^{-}, \tag{2.6a}$$

$$P_\Delta = \{- \Delta(k_x)\, P_n\, [n(k_x)] + a_2\, n^3(k_x)\, k_x^{15/2}\, \Delta(k_x)\, \ln[\Delta^{-1}(k_x)] + P_\Delta^{+} - P_\Delta^{-}\}/n(k_x), \tag{2.6b}$$

где $P_n$ и $P_\Delta$ – функции источников и стоков для $n(k_x)$ и $\Delta(k_x)$, соответственно, с учетом знаков + и – .

Для оценки диссипации используется представление о блокировочном интервале спектра, выше которого рост спектральной плотности волнового действия невозможен (Абузяров и др., 2009) :

$$N_x(k_x) = c_x\, g^{-5/6}\, U_*^{2/3} \Delta^{-1/3}(k_x)\, k_x\, . \tag{2.7}$$

Если расчетный волновой спектр превышает величину $N_x(k_x)$, то разница между ним и блокировочным спектром считается равной $P_n^{-}$.

Теория не описывает процесс подстройки генерального направления распространения волн к направлению ветра. Поэтому в модели для этой цели используется эмпирическая формула:

$$[\theta_o(k_x)^{j+1} - \theta_o(k_x)^{j+0,5}] / \delta t = [\sin(\theta_w - \theta_o(k_x)] / \tau\, , \tag{2.8}$$

где $\theta_o$ – генеральное направление распространения волн; $\theta_w$ – направление ветра; $\tau = 1/(b\omega)$ – время подстройки; $b = 10^{-4}$ – эмпирическая константа. Для определения $\theta_o$ по двумерному спектру применяется формула (Абузяров и др., 2009):

$$\theta_o = \mathrm{arctg}\, [(\int \sin(\theta)\, n(\omega,\theta)\, d\theta) / (\int \cos(\theta)\, n(\omega,\theta)\, d\theta), \quad (0 \leq \theta \leq 2\pi) \tag{2.9}$$

Для обратного преобразования интегральных спектров в двумерные используется соотношение:

$$n(\omega,\theta) = A(n(k_x)) \cos^{n(kx)} (\theta - \theta_o(k_x))\, n(\omega), \qquad (2.10)$$

$$A(n(k_x)) = [2\mathrm{arctg}(3\Delta(k_x))^{1/2}].$$

Численная реализация модели, осуществляемая в Гидрометцентре РФ, позволяет получить двумерный спектр в дискретном виде, включающем 24 значения по частоте в диапазоне от 0,220 до 2,428 рад/с и 12 значений по направлению с шагом 30°.

Определив частотный спектр волнения, можно оценить величины его моментов:

$$m_n = \int S(\omega)\, \omega^n\, d\omega.$$

Основные параметры ветрового волнения, средняя высота $\langle h \rangle$ и средний период волн $\langle \tau \rangle$, определяются по двум первым четным моментам частотного спектра:

$$\langle h \rangle = (2\pi m_o)^{1/2}; \quad \langle \tau \rangle = 2\pi\, (m_o/m_2)^{1/2}. \qquad (2.11)$$

Экспериментально установлено, что средние высоты волн строго соотносятся с высотами волн, большими или меньшими, чем средние. Зная среднюю высоту волн, можно простым ее умножением на соответствующий коэффициент $r_h$ получить распределение высот волн заданной вероятности превышения (Табл. 2.2.).

***Таблица 2.2.***

Значения коэффициентов $r_h$ для определения высот волн h заданной вероятности превышения f% по известным значениям $\langle h \rangle$ [3].

| f % | 0,1 | 1 | 3 | 5 | 10 | 20 | 30 | 40 | 50 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $r_h$ | 2,96 | 2,42 | 2,1 | 1.95 | 1,73 | 1,43 | 1,24 | 1,07 | 0,94 |

В зарубежной научной литературе используется термин «характерная высота» волн. Для ее определения достаточно умножить среднюю высоту волн на коэффициент $r_h$ = 1,6.

Верификация метода расчета характеристик ветрового волнения на основе модели РАВМ осуществлялась по данным измерений на океанских волноизмерительных буях, расположенных на акваториях Северной Атлантики и северной части Тихого океана. В Северной Атлантике ветровое волнение регистрируют в автоматическом режиме около 40 английских, американских и канадских волноизмерительных буев. Кроме того, данные о ветровом волнении получают с трех кораблей погоды. Места расположения 23 буев, данные которых использовались в процессе верификации модели, приведены на Рис. 2.5.

Измерения параметров ветрового волнения в северной части Тихого океана проводятся на кораблях погоды и на японских, американских и канадских волноизмерительных буях. Места расположения восьми буев, данные которых были использованы для верификации модели, приведены на Рис. 2.6.

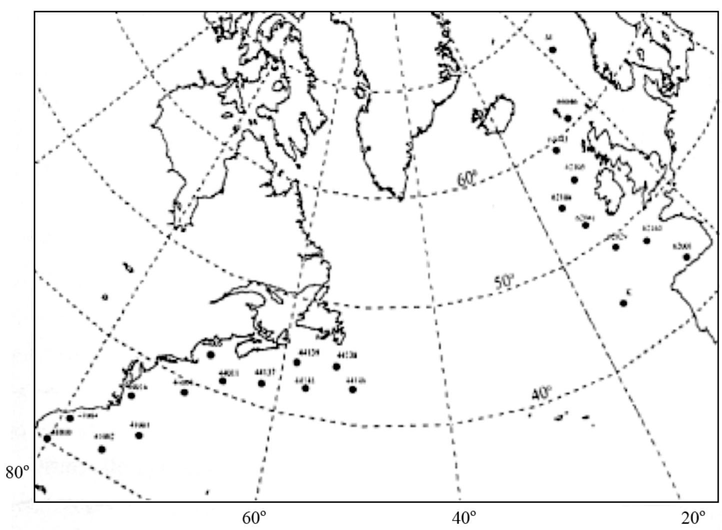



***Рис. 2.5.*** *Положение волноизмерительных буев в Северной Атлантике.*

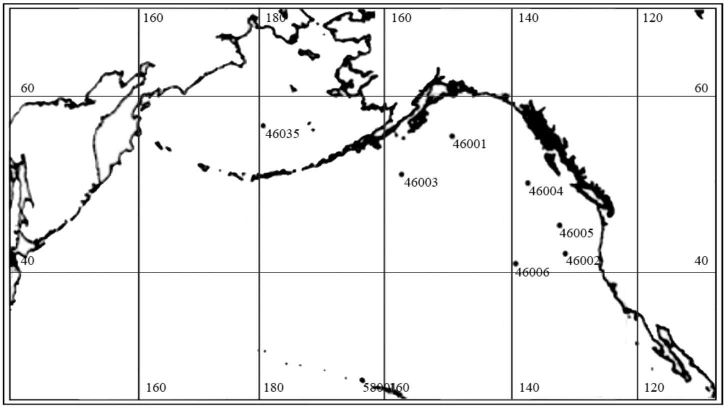



***Рис. 2.6.*** *Положение волноизмерительных буев в северной части Тихого океана.*

Оценка точности расчетов определялась как коэффициент корреляции расчетных, X, и наблюденных, У, значений параметров волнения:

$$\sigma_{X,Y} = [E(XY) - EX \cdot EY] / \{[E(X^2) - (EX)^2]^{1/2} \cdot [E(Y^2) - (EY)^2]^{1/2}\} \qquad (2.12)$$

Результаты верификации показали, что «узконаправленная» модель имеет достаточную точность заблаговременного расчета характеристик ветрового волнения: коэффициент корреляции (2.12) по данным тестирования в Северной Пацифике изменялся в пределах от 0,78 до 0,88; относительная ошибка расчетов в Северной Атлантике составила от 11 до 31%, а «скаттер индекс» SI% (индекс рассеивания), отражающий степень расхождения между рассчитываемыми и наблюдаемыми значениями высот волн, – от 7 до 29% (в одном случае). В международной практике уровень величины SI, выше которого расчеты считаются неудовлетворительными, составляет 40%.

Центральная методическая комиссия по гидрометеорологическим и гелиогеофизическим прогнозам Росгидромета рекомендовала метод расчета волнения в Северной Атлантике на базе «узконаправленной» модели к применению в практике оперативных работ (решение от 17.10.01). Научно-технический совет Росгидромета 6 июля 2001 г. принял решение о придании «узконаправленной» модели статуса Российской Атмосферно-Волновой Модели (РАВМ). В течение 2002–2003 г. была проведена опытная эксплуатация модели в Гидрометцентре РФ [1]. Прогнозы волнения давались с заблаговременностью 3 сут. с выдачей результатов по интервалам 12, 24, 36, 48, 60 и 72 ч. с пространственным разрешением 2,5 х 2,5$^{o}$. В настоящее время модель работает в оперативном автоматическом режиме.

В ***модели СПМ*** в качестве основного используется спектральное уравнение баланса волновой энергии (Захаров, Смилга, 1981):

$$\partial S(\omega,\theta)/\partial t + \partial S(\omega,\theta)/\partial x + C_{gy} \partial S(\omega,\theta)/\partial y = G, \qquad (2.13)$$

где $S(\omega,\theta)$ – функция спектральной плотности; $C_{gz} = C_g\cos\theta$, $C_{gy} = C_g\sin\theta$ – проекции вектора групповой скорости $C_g = g/2\omega$; $\theta$ – угол между вектором $C_g$ и осью x; G – функция источника, являющаяся суммой трех составляющих: $G_g = G_{in} + G_{nl} + G_{ds}$ (поступление энергии от ветра, перестройка энергии в спектре за счет межволновых взаимодействий и диссипация волновой энергии, соответственно). Далее уравнение (2.13) преобразуется с использованием интегральных операторов в систему уравнений для основных параметров спектра ветровых волн: нулевого момента, $m_o$ , частоты спектрального максимума, $\omega_m$ , и генерального направления распространения волн, $\theta$:

$$\partial m_o/\partial t + \alpha_1\partial m_o/\partial x \cos\theta + \alpha_1\partial m_o/\partial y \sin\theta = G_1;$$

$$\partial\omega_m/\partial t + \alpha_2\partial\omega_m/\partial x \cos\theta + \alpha_2\partial\omega_m/\partial y \sin\theta = G_2; \qquad (2.14)$$

$$\partial\theta/\partial t + \beta_1\partial\theta/\partial x \cos\theta + \beta_1\partial\omega_m/\partial y \sin\theta = G_3.$$

Для расчета правых частей уравнений (2.14) и входящих в них коэффициентов используются эмпирические соотношения, которые мы, сославшись на цитируемый источник (Захаров, Смилга, 1981), приводить не будем. В отличие от модели РАВМ, в данном случае двумерный спектр ветрового волнения, $S(\omega,\theta)$, выражается в виде произведения частотного спектра, $S(\omega)$, в аналитическом представлении, на функцию углового распределения энергии волн, $Q(\omega,\theta)$, которая тоже задается в аналитическом виде:

$$S(\omega,\theta) = S(\omega)\, Q(\omega,\theta);$$

$$S(\omega) = 6{,}5\omega_m^{5,5}\, m_o\, \omega^{-6,5} \exp[-1{,}18(\omega_m/\omega)^{5,5}]. \quad (2.15)$$

$$Q(\omega,\theta) = \{2^n\, \Gamma^n\, [(n+1)/2]/\Gamma(n+1)\} \cos^n\theta, \quad (2.16)$$

где $n(\omega_m, \omega/\omega_m) = 1{,}5 + 2{,}5/(1{,}2 + a^2) +$
$$(2\omega_m^{-1} - 0{,}67)/(1 + a^2); \quad (2.17)$$

$a = b(\omega/\omega_m - 1)$; $b = 5$ при $\omega > \omega_m$, $b = 10$ при $\omega/\omega_m < 1$.

Спектр волн зыби определяется решением уравнения (2.13) с нулевой правой частью, затем вычисляется обмен энергией между спектрами ветровых волн и зыби и определяются новые характеристики спектров ветровых волн и зыби. Результаты расчетов включают данные по частотно-направленным спектрам ветровых волн, зыби, смешанного волнения и рассчитанные по спектрам величины средних высот, средних периодов и генеральных направлений ветровых волн, зыби и смешанного волнения.

Проверка модели была проведена совместно с двумя модификациями модели WAVEWATCH и с моделью WAM 4 по данным тщательного реанализа шторма в Северной Атлантике 13–15 марта 1993 г., практически исключающего влияние ошибок задания исходной информации на результаты расчетов параметров волнения с использованием указанных моделей. Проверка результатов осуществлялась путем сравнения данных расчетов и наблюдений, выполненных тремя волновыми буями в пределах района 25–45° с.ш. и 60–82° з.д. Результаты сравнительного анализа оказались вполне положительными. Кроме того, в процессе дальнейшей проверки моделей было показано, что основные ошибки прогноза ветрового волнения связаны с точностью представления исходной информации.

В настоящее время модель AARI – PD2 тоже используется Гидрометцентром РФ в оперативной практике прогнозов ветрового волнения в океане (Абузяров и др., 2009).

## 2.4. Заключительные замечания

Мы сосредоточились на изложении методик расчета ветрового волнения, которые вошли в оперативную практику морских гидрологических прогнозов. Основное преимущество модели PABM заключается в экономичном методе учета нелинейных взаимодействий в поле ветровых волн, которое базируется на так называемом «узконаправленном» приближении, суть которого изложена выше. Однако на самом деле существует, по крайней мере, одна модель более высокого уровня, которая построена без допущения об «узконаправлености» и уже апробирована в процессе решения практических задач, связанных с прибрежным строительством и с охраной морской среды (Трубкин, 2007). Причем, эта методика дополнена изложением методов расчета элементов динамики прибрежной и прибойной зон, связанных с ветровым волнением, и применялась для оценки размыва берегов. От подробного описания этой методики мы воздержались, поскольку широкого применения в прикладной океанографии она пока не нашла. Интересующихся ею мы отсылаем к первоисточнику (Трубкин, 2007).

Последующие главы монографии, вероятно, убедят читателя в том, что волнение является чуть ли не единственным гидродинамическим процессом, который удается прогнозировать более или менее надежно. Исключение в какой-то степени могут составить лишь приливные колебания уровня моря, но такому утверждению существуют свои оппоненты. Причины такого положения дел состоят в том, что волнение по своей интенсивности заметно превосходит большинство гидродинамических процессов океана и одновременно является типичным случайным процессом. Его успешно удается рассматривать как стационарный случайный процесс, что с другими явлениями и процессами происходит редко. Дело в том, что спектральный максимум волнения находится на частотах, значительно более высоких, чем частота, соответствующая характерному периоду изменчивости волнового поля. Кроме того, волнение – энергетически наиболее экономичный процесс, относительно слабо связанный с вязкостью. Исключение составляют в основном волны на мелководье, но и там вязкость не испытывает случайных флуктуаций, влияющих на характеристики всего поля, поскольку является мелкомасштабной и локальной. Уверенный прогноз течений, а значит тепловых и диффузионных процессов, пока остается в области надежд. Однако эти надежды не столь уж беспочвенны. Надеемся, что последующие главы монографии смогут убедить читателя и в этом.

# Глава III

## Морские течения

### 3.1. Общие положения

Теории и практике изучения морских течений посвящено огромное количество работ. По вынуждающим их силам течения можно классифицировать на *ветровые* (дрейфовые), *градиентные*, вызванные неоднородным распределением плотности вод, и *приливные*, вызванные притяжением Луны и Солнца. По пространственно-временным масштабам течения можно разделить на *крупномасштабные* (т.е. масштаба всего водоема) и *мезомасштабные*, генерируемые крупномасштабными течениями вследствие их неустойчивости или при взаимодействии с материковым склоном и берегами. Мезомасштабные течения проявляются главным образом как *вихри* или *волны*. В региональном аспекте течения можно разделить на *прибрежные* и потоки *открытого моря*. Некоторые их примеры будут описаны ниже для Черного моря.

В прикладном плане для расчетов течений можно использовать методы натурных *наблюдений*, *аналитические* методы и *численное моделирование*. Исторически первыми были натурные измерения течений с помощью приборов различной сложности и точности, с последующей статистической обработкой измерений с целью определения средних значений, значений различных обеспеченностей (повторяемости) течений по интенсивности и направлению. Аналитические методы основаны на решении уравнений движения, которые являются упрощением в той или иной степени полной системы уравнений движения (Навье-Стокса, или Рейнольдса при их осреднении). В последние десятилетия и в настоящее время наиболее эффективным методом расчета течений является численное моделирование, основанное на конечно-разностном представлении уравнений движения в некоторой сеточной области (Демин и др.., 1992). Этот метод, несмотря на наибольшую трудоемкость вычислений, является наиболее универсальным для решения широкого спектра задач гидродинамики. Главным образом именно для расчетов течений. Кроме того, для диагноза и прогноза течений на основе численных моделей, но с максимальным приближением к наблюдаемым, необходимо использование алгоритмов т.н. «усвоения данных» натурных наблюдений в численных моделях. Поэтому, для решения практических задач, численные модели с усвоением данных представляют собой определенный продукт синтеза трех упомянутых выше методов расчетов (т.н. *четырехмерный анализ*, (Тимченко 1981, Коротаев, 2006)).

Современные технические возможности позволяют оперативно получать данные контактных и дистанционных (спутниковых) наблюдений над состоянием морей и океанов, производить модельные расчеты течений и термохалинной структуры морских вод с усвоением данных наблюдений, и передавать необходимую информацию потенциальным потребителям. Такое направление работ сегодня принято называть *оперативной океанографией* (Коротаев, 2006). Ниже будут приведены примеры использования такой технологии для Черного моря.

## 3.2. Численная модель расчета течений

Используемая в примере модель является составной частью Черноморской прибрежной прогностической системы, созданной в рамках европейских проектов ARENA и ECOOP (Kubryakov et al. 2005-2012). Региональные модели циркуляции, входящие в систему, разработаны А. Кубряковым (Кубряков, 2004) с использованием технологии вложенных сеток на основе одной из версий широко известной модели океанической циркуляции Принстонского университета (OzPOM) (Blumberg and Mellor 1987); (Hunter 2002). Модель основана на полной системе уравнений термогидродинамики океана со свободной поверхностью в приближении Буссинеска. и несжимаемости жидкости. Эти традиционные в теории морских течений приближения фильтруют поверхностные ветровые волны. Вертикальная, направленная вертикально вверх, декартова z – координата преобразуется в σ – координату по формуле:

$$\sigma = \frac{z-\eta}{H+\eta}; \qquad (3.1)$$

так что свободная поверхность моря $z = \eta(x, y, t)$ представляется в преобразованных координатах поверхностью $\sigma = 0$, а рельеф морского дна $z = -H(x, y)$ – поверхностью $\sigma = -1$, где $x, y$ горизонтальные декартовы координаты, направленные на восток и север соответственно (рис.3.1), $t$ – время.

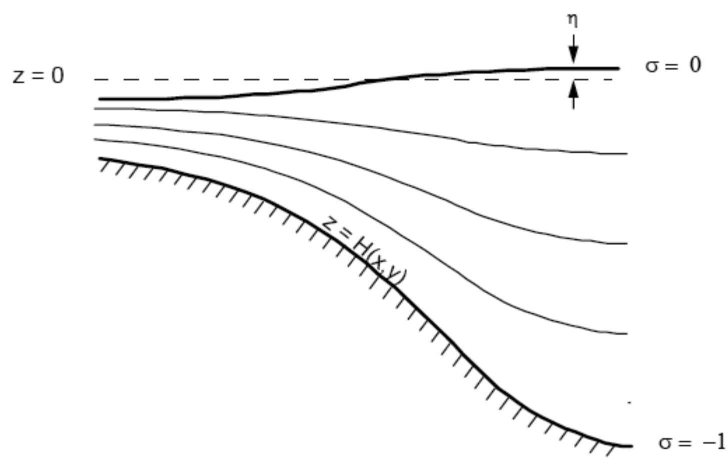



***Рис. 3.1.*** *Переход от ( x,y,z) к сигма (x',y', $\sigma$ ) координатам.*

Тогда уравнения неразрывности и сохранения момента количества движения имеют вид:

$$\frac{\partial DU}{\partial x} + \frac{\partial DV}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial \sigma} + \frac{\partial \eta}{\partial t} = 0; \qquad (3.2)$$

$$\frac{\partial DU}{\partial t} + \frac{\partial U^2 D}{\partial x} + \frac{\partial UVD}{\partial y} + \frac{\partial U\omega}{\partial \sigma} - fVD +$$
$$+ gD\frac{\partial \eta}{\partial x} + \frac{gD^2}{\rho_0}\int_\sigma^0 \left[\frac{\partial \rho'}{\partial x} - \frac{\sigma'}{D}\frac{\partial D}{\partial x}\frac{\partial \rho'}{\partial \sigma'}\right] d\sigma' = \frac{\partial}{\partial \sigma}\left[\frac{K_M}{D}\frac{\partial U}{\partial \sigma}\right] + F_x; \qquad (3.3)$$

$$\frac{\partial DV}{\partial t} + \frac{\partial V^2 D}{\partial y} + \frac{\partial UVD}{\partial x} + \frac{\partial V\omega}{\partial \sigma} + fUD +$$
$$+ gD\frac{\partial \eta}{\partial y} + \frac{gD^2}{\rho_0}\int_\sigma^0 \left[\frac{\partial \rho'}{\partial y} - \frac{\sigma'}{D}\frac{\partial D}{\partial y}\frac{\partial \rho'}{\partial \sigma'}\right] d\sigma' = \frac{\partial}{\partial \sigma}\left[\frac{K_M}{D}\frac{\partial V}{\partial \sigma}\right] + F_y; \qquad (3.4)$$

где $D = H + \eta$; уравнения переноса тепла и соли:

$$\frac{\partial TD}{\partial t} + \frac{\partial TUD}{\partial x} + \frac{\partial TVD}{\partial y} + \frac{\partial T\omega}{\partial \sigma} = \frac{\partial}{\partial \sigma}\left[\frac{K_H}{D}\frac{\partial T}{\partial \sigma}\right] + F_T - \frac{\partial R}{\partial z}; \qquad (3.5)$$

$$\frac{\partial SD}{\partial t} + \frac{\partial SUD}{\partial x} + \frac{\partial SVD}{\partial y} + \frac{\partial S\omega}{\partial \sigma} = \frac{\partial}{\partial \sigma}\left[\frac{K_H}{D}\frac{\partial S}{\partial \sigma}\right] + F_S; \qquad (3.6)$$

В вышеприведенных уравнениях: $U, V$ – компоненты скорости течений вдоль осей $x, y$ соответственно; $\rho'$ – относительная плотность морской воды; $H$ – глубина моря; $g$ – ускорение свободного падения; $K_M$ и $K_H$ коэффициенты вертикальной турбулентной вязкости и диффузии соответственно; $S$ – соленость; $T$ – потенциальная температура; $\omega$ есть нормальная к поверхности $\sigma$ скорость, которая связана с вертикальной скоростью соотношением:

$$w = \omega + u\left(\sigma\frac{\partial D}{\partial x} + \frac{\partial \eta}{\partial x}\right) + v\left(\sigma\frac{\partial D}{\partial y} + \frac{\partial \eta}{\partial y}\right) + \sigma\frac{\partial D}{\partial t} + \frac{\partial \eta}{\partial t}; \qquad (3.7)$$

Члены, описывающие горизонтальные турбулентные вязкость и диффузию имеют вид:

$$F_x \equiv \frac{\partial}{\partial x}\left(H\tau_{xx}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(H\tau_{xy}\right); \qquad F_y \equiv \frac{\partial}{\partial x}\left(H\tau_{xy}\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(H\tau_{yy}\right);$$

где

$$\tau_{xx} = 2A_M \frac{\partial U}{\partial x}; \qquad \tau_{xy} = \tau_{yx} = A_M\left(\frac{\partial U}{\partial y} + \frac{\partial V}{\partial x}\right); \qquad \tau_{yy} = 2A_M \frac{\partial V}{\partial y};$$

Аналогично:

$$F_\phi \equiv \frac{\partial}{\partial x}\left(Hq_x\right) + \frac{\partial}{\partial y}\left(Hq_y\right);$$

где

$$q_x \equiv A_H \frac{\partial \phi}{\partial x}; \qquad q_y \equiv A_H \frac{\partial \phi}{\partial y};$$

Функция $\phi$ представляет $T, S, q^2$ или $q^2 l$.

Коэффициент горизонтальной турбулентной вязкости $A_m$ либо полагается равным константе, либо вычисляется по формуле Смагоринского:

$$A_m = C_s \Delta x \Delta y \frac{1}{2}\left|\nabla\vec{V} + (\nabla\vec{V})^T\right|;$$

где $C_S = 0.2$ – константа;

$$\left|\nabla\vec{V} + (\nabla\vec{V})^T\right|/2 = \left\{(\partial u/\partial x)^2 + (\partial v/\partial x + \partial u/\partial y)^2/2 + (\partial v/\partial y)^2\right\}^{1/2}.$$

При конечно-разностной аппроксимации исходных уравнений модели по пространству используется сетка $C$ по терминологии Аракавы (Arakava, 1966). Используется алгоритм разделения по модам, так что решение ищется отдельно для бароклинной и баротропной мод, по времени используется схема «чехарда».

При решении уравнений для бароклинной моды используется схема расщепления по времени, так что сначала рассчитываются члены, описывающие адвекцию и горизонтальную диффузию, а затем – вертикальную диффузию, причем первые по явной схеме, а последние – по неявной. Т. е. если переписать уравнения (3.5) и (3.6) в виде:

$$\frac{\partial DC}{\partial t} + Adv(C) - Dif(C) = \frac{1}{D}\frac{\partial}{\partial \sigma}\left(K_H \frac{\partial C}{\partial \sigma}\right); \qquad (3.8)$$

где Adv(C) и Dif(C) представляют адвективные и горизонтально-диффузионные члены соответственно, то решение ищется на двух шагах. Адвективные и горизонтально-диффузионные члены вычисляются из уравнения:

$$\frac{D^{n+1}\overline{C} - D^{n-1}C^{n-1}}{2\Delta t} = -Adv(C^n) + Dif(C^{n-1}); \qquad (3.9)$$

А диффузионный по вертикали член вычисляется в уравнении (3.8) методом прогонки:

$$\frac{D^{n+1}C^{n+1} - D^{n+1}\overline{C}}{2\Delta t} = \frac{1}{D^{n+1}}\frac{\partial}{\partial \sigma}\left(K_H \frac{\partial C^{n+1}}{\partial \sigma}\right); \qquad (3.10)$$

Во избежание расщепления решения на четных и нечетных шагах по времени используется слабый фильтр Айселина, т. е. решение сглаживается на каждом шаге по времени:

$$C_S = \overline{C} + \frac{\alpha}{2}\left(C^{n+1} - 2C^n + C^{n-1}\right);$$

где $C_S$ – сглаженное решение; параметр $\alpha = 0.05$.

Для параметризации вертикального перемешивания в модель включена модель турбулентности с уровнем замыкания 2.5, основанной на гипотезах турбулентности Р отта-Колмогорова и обобщенной Меллором и Ямадой (Mellor,Yamada, 1982) на случай стратифицированного потока. Согласно этой модели коэффициенты вертикальной турбулентной вязкости $K_M$ и диффузии $K_H$ выражаются через параметры устойчивости $S_M$ и $S_H$:

$$(K_M, K_H) = lq\,(S_M, S_H); \tag{3.11}$$

где $l$ есть турбулентный масштаб длины, $½q^2$ – кинетическая энергия турбулентности, а уравнения переноса для $½q^2$ и макромасштаба турбулентности $q^2l$ имеют вид:

$$\begin{gathered}\frac{\partial q^2 D}{\partial t} + \frac{\partial U q^2 D}{\partial x} + \frac{\partial V q^2 D}{\partial y} + \frac{\partial \omega q^2}{\partial \sigma} = \\ = \frac{\partial}{\partial \sigma}\left[\frac{K_q}{D}\frac{\partial q^2}{\partial \sigma}\right] + \frac{2K_M}{D}\left[\left(\frac{\partial U}{\partial \sigma}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial \sigma}\right)^2\right] + \frac{2g}{\rho_0}K_H\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial \sigma} - \frac{2Dq^3}{B_1 l} + F_q;\end{gathered} \tag{3.12}$$

$$\begin{gathered}\frac{\partial q^2 l D}{\partial t} + \frac{\partial U q^2 l D}{\partial x} + \frac{\partial V q^2 l D}{\partial y} + \frac{\partial \omega q^2 l}{\partial \sigma} = \\ = \frac{\partial}{\partial s}\left[\frac{K_q}{D}\frac{\partial q^2 l}{\partial \sigma}\right] + E_1 l\left(\frac{K_M}{D}\left[\left(\frac{\partial U}{\partial \sigma}\right)^2 + \left(\frac{\partial V}{\partial \sigma}\right)^2\right] + E_3\frac{g}{\rho_0}K_H\frac{\partial \overline{\rho}}{\partial \sigma}\right)\overline{W} + F_l;\end{gathered} \tag{3.13}$$

Конечно-разностная аппроксимация уравнений (3.12–3.13) такая же, как и вышеприведенных уравнений движения.

Для решения приведенной системы необходимо задать граничные и начальные условия. На твердой боковой границе используются условия скольжения для скоростей потока и равенства нулю нормальных потоков соли, тепла и количества движения.

На поверхности моря $\sigma = 0$ задаются напряжение ветра и потоки тепла и соли:

$$\frac{\rho_0 K_m}{H}\left(\frac{\partial u}{\partial \sigma},\frac{\partial v}{\partial \sigma}\right)=(\tau_{0x},\tau_{0y}); \qquad (3.14)$$

$$\frac{K_m}{H}\left(\frac{\partial T}{\partial \sigma},\frac{\partial S}{\partial \sigma}\right)=\left(\frac{Q_0}{\rho_0 c_p},S(E-P)\right); \qquad (3.15)$$

где $\tau_{0x},\tau_{0y}$-компоненты напряжения ветра; $Q_0$ – поток тепла на границе «море-атмосфера», $(E - P)$ – осадки минус испарения. На дне моря $\sigma = -1$ потоки тепла и соли равны нулю, а для скоростей используется аналогичное граничное условие с соответствующей заменой компонент напряжений на $(\tau_{bx},\tau_{by})=\rho_0 C_D\left|\vec{V_b}\right|(u_b,v_b)$. Коэффициент трения $C_D = MAX\{k^2[\ln(H+z_b)/z_0]^{-2},0.0025\}$ зависит от разрешения придонного пограничного слоя. Здесь $z_b$ – глубина залегания ближайшего ко дну узла расчетной сетки, $\vec{V_b}$ – вектор скорости течений в этом узле, $u_b, v_b$ – его компоненты; $k = 0.4$ -константа Кармана; $z_0$ – параметр шероховатости морского дна, принятый равным 1 см. Для $\omega$ на поверхности и на дне задаются условия: $\omega(0) = \omega(-1) = 0$.

На жидких боковых границах для задания условий для температуры, солености и скорости используются, например, значения, вычисленные по глобальной модели или полученные иным путем.

## 3.3. Усвоение данных наблюдений

Данные океанографических наблюдений в большинстве своем имеют нерегулярный по пространству и времени характер. В задаче усвоения данных вероятностными методами это приводит к необходимости учета нестационарного и неоднородного характера корреляционных функций ошибок моделирования, которые являются базисным элементом алгоритмов усвоения. Традиционный в гидрометеорологии метод *оптимальной интерполяции* данных как метод усвоения предполагает стационарность и однородность корреляционных функций. Поэтому этот метод в общем случае оказывается некорректным. Логично применение метода *оптимальной фильтрации*, лежащего в основе четырехмерного анализа гидрофизических полей (предполагающих прогноз и корректировку корреляционных функций). Причем, в случае усвоения данных о температуре поверхности воды (Sea Surface Temperature, SST), поступающих с дискретностью в одни сутки, возможно применение линейных алгоритмов фильтрации.

В наиболее общем виде этот алгоритм можно описать следующим образом. Пусть уравнения для математического ожидания $E^\wedge\{X_t(r,t)\}$ и корреляционной функции $P$ некоторого гидрофизического поля $X(r,t)$ имеют вид

$$E\{X_t(r,t)\} = L_r E\{X(r,t)\} \qquad (3.16)$$

$$P_t(r,r_1,t) = L_r P(r,r_1,t) + L_{r1} P(r,r_1,t) + C(r,r_1,t), \qquad (3.17)$$

где $L$ – оператор задачи (связанный в нашем случае с системой уравнений численной модели). В момент $t_m$ поступления данных измерений поля $X(r,t)$ за счет усвоения этих данных условное математическое ожидание $E^\wedge\{X_t(r,t)\}$ (оптимальная оценка поля) и условная корреляционная функция $P(r,r_1,t)$ (мера точности оценки) выражаются формулами:

$$E^\wedge\{X(r,t_m)\} = E\{X(r,t_m)\} + \sum_{k=1}^{N} g_k(r,t_m)\left[Z(r_k,t_m) - Z^\wedge(r_k,t_m)\right] \qquad (3.18)$$

$$P^\wedge(r,r_1,t_m) = P(r,r_1,t_m) - \sum_{k=1}^{N} g_k(r,t_m) P(r_k,r_1,t_m) \qquad (3.19)$$

$$g_k(r,t_m) = \sum_{k=1}^{N} P(r,r_l,t_m) \cdot \left\| P(r_k,r_j,t_m) \right\|^{-1} \qquad j = \overline{1,N}, \qquad (3.20)$$

где $Z(r_k,t_m)$ – измерения поля $X(r,t)$ в точке $r_k$, а $N$ – число измерений в момент времени $t_m$.

Обратим внимание, что формула расчета весовых коэффициентов интерполяции данных измерений $g_k$ (соотношение 3.20) в алгоритме оптимальной фильтрации аналогична подобной при о птимальной интерполяции. Различие лишь в том, что корреляционные функции $P(r, r_1, t)$в алгоритме оптимальной фильтрации прогнозируются и корректируются в моменты поступления измерений, а в алгоритме оптимальной интерполяции считаются неизменными. Поэтому м е-тод оптимальной интерполяции можно считать ч астным случаем метода оптимальной фильтрации.

Для упрощения задачи фильтрации, возможен прогноз не корреляционных функций, а дисперсий ошибок $\sigma^2(r,t)$ с последующим «восстановлением» корреляционных функций на основе соотношения

$$P(r,r_1,t) = \sigma(r,t)\sigma(r_1,t)Q(r,r_1), \tag{3.21}$$

где $Q(r,r_1)$ – некоторая типичная нормированная корреляционная функция. В общем случае, аналитическое представление типичной корреляционной функции для термохалинных полей моря м о-жет быть следующим:

$$Q(r,r_1) = \exp(-a(r - r_1)) \tag{3.22}$$

Например, уравнение для прогноза дисперсий ошибок моделирования температуры поверхности моря можно получить традиционным в теории фильтрации (и турбулентности) способом из эволюционного уравнения для температуры (аналог уравнения 5 в модели POM):

$$\frac{\partial T}{\partial t} + U\frac{\partial T}{\partial t} + V\frac{\partial T}{\partial y} + W\frac{\partial T}{\partial z} = 0, \tag{3.23}$$

Вводя представления

$$U = \overline{U} + U'; \; V = \overline{V} + V'; \; T = \overline{T} + T'; \; W = \overline{W} + W', \qquad (3.24),$$

осредняя уравнение (3.22) и вычитая почленно полученное в результате осреднения уравнение из (3.22) получим уравнение для отклонений:

$$\frac{\partial T'}{\partial t}+\overline{U}\,\frac{\partial T'}{\partial x}+U'\,\frac{\partial \overline{T}}{\partial x}+\overline{V}\,\frac{\partial T'}{\partial y}+V'\,\frac{\partial \overline{T}}{\partial y}+\overline{W}\,\frac{\partial T'}{\partial z}+W'\,\frac{\partial \overline{T}}{\partial z}=0 \qquad (3.25)$$

Вводя предположение о некоррелированности пульсаций компонент скорости течений и температуры

$$\overline{U'\;T_1'}=0;\ \overline{U_1'\;T'}=0;\ \overline{V'\;T_1'}=0;$$

$$\overline{V_1'\;T'}=0;\ \overline{W'\;T_1'}=0;\ \overline{W_1'\;T'}=0, \qquad (3.26)$$

и определяя корреляционную функцию ошибок моделирования температуры на поверхности как

$$P_T(r,r_1)=\overline{T'(r)\;T_1'(r_1)}\;, \qquad (3.27)$$

из уравнения (3.25) с учетом (3.26) и (3.27) получим уравнение эволюции корреляционной функции ошибок прогноза температуры поверхности моря:

$$\frac{\partial P_T}{\partial t}+\overline{U}\,\frac{\partial P_T}{\partial x}+\overline{V}\,\frac{\partial P_T}{\partial y}+\overline{W}\,\frac{\partial P_T}{\partial z}=0 \qquad (3.28)$$

Для использования соотношений (3.21) и (3.22) в упрощенном алгоритме фильтрации из полученного соотношения (3.28) легко получить уравнение эволюции дисперсий ошибок:

$$\frac{\partial \sigma_T^2}{\partial t}+\overline{U}\,\frac{\partial \sigma_T^2}{\partial x}+\overline{V}\,\frac{\partial \sigma_T^2}{\partial y}+\overline{W}\,\frac{\partial \sigma_T^2}{\partial z}=0 \qquad (3.29)$$

Подобный алгоритм используется для усвоения данных при четырехмерном анализе гидродинамических полей. В первую очередь – спутниковых, SST и альтиметрии (возвышения уровня).

## 3.4. Численное моделирование динамики вод Черного моря (российская зона) в рамках задач оперативной океанографии

Численное моделирование динамики вод Черного моря (российская зона) осуществлялось в Государственном океанографическом институте им. Н.Н.Зубова (ГОИН) в рамках европейского проекта *ECOOP* (European COastal-shelf sea OPerational observing and forecasting system, 2007–2010 гг.) и национальной Единой Системы Информации о Мировом океане (ЕСИМО). Базовой являлась широко известная численная модель Princeton Ocean model (POM), адаптированная для региональных условий.

Моделирование термохалинной структуры и циркуляции вод производилось посредством региональной модели российской зоны моря, совмещенной с крупномасштабной моделью Морского гидрофизического института (МГИ, Севастополь) с использованием технологии «вложенных сеток» (Кубряков, 2004); (Коротаев и Еремеев, 2006). При задании граничных условий используется технология вложенных сеток (one-way nested grid model, то есть без обратной связи). Необходимые данные на открытых жидких границах области поставляются крупномасштабной моделью циркуляции МГИ. Значения параметров в узлах региональной модели вычислялись с использованием сначала линейной интерполяции по горизонтали по значениям в ближайших узлах крупномасштабной сетки, а затем с помощью сплайнов – по вертикали. При этом полные потоки через границу раздела в региональной и глобальной моделях строго совпадали. И нормальные, и тангенциальные компоненты бароклинных скоростей задаются посредством интерполяции полей модели масштаба бассейна, с учетом сохранения полного потока массы, соответствующему крупномасштабной модели:

$$U_{POM}^{\mathrm{tang}} = U_{COARSE}^{\mathrm{tang}}$$

$$U_{CORR}^{normal} = U_{INTERP}^{normal} \cdot \left( \frac{Q_{COARSE}}{Q_{INTERP}} \right) \quad (3.30)$$

В боксах, где вода втекала в расчетную область, задавались значения температуры и солености. В точках, где вода вытекала, использовалось условие:

$$\frac{\partial T}{\partial n} = \frac{\partial S}{\partial n} = 0 \tag{3.31}$$

При решении задачи для баротропной моды для нормальной составляющей баротропной скорости на восточной и западной границах использовались условия:

$$U_{POM}^{normal} = U_{COARSE}^{normal} + \varepsilon\sqrt{\frac{g}{H}}\left(\eta_{POM} - \eta_{COARSE}\right), \tag{3.32}$$

Для касательной составляющей баротропной скорости использовались условия, аналогичные бароклинной. Здесь $\varepsilon = 1$ для восточной границы и $\varepsilon = -1$ для южной границы, $\eta$ – уровень моря. Значок «*COARSE*» указывает на крупномасштабную модель; *CORR* – исправленные значения; *INTERP* – интерполированные; $Q$ - полный поток массы через боковую жидкую границу. Разрешение региональной модели – ~1 км по горизонтали при 18 слоях в сигма-координатах. Горизонтальное разрешение модели МГИ – ~5 км. Модель МГИ (Дорофеев, Коротаев, 2004) использует усвоение спутниковых данных альтиметрии и температуры поверхности моря, а также метеоданные (напряжения ветра, потоки тепла и массы), получаемые от Национальной метеорологической администрации Румынии в рамках европейского сотрудничества ECOOP. ГОИН получал необходимые граничные условия для региональной российской модели с сервера МГИ в ежедневном режиме и проводил диагностические и прогностические (на 3 суток) расчеты термохалинной структуры и динамики вод региона. Исходные данные для прогноза генерируются ежедневно в результате работы Оперативной системы диагноза и прогноза гидрофизических полей Черного моря МГИ (Black Sea Forecasting Operational System – BSFOS).

*Таблица 3.1.*

Основные черты общечерноморской
и региональной моделей Черного моря

| **Основные элементы моделей** | **Тип** | **Вертикальные координаты** | **Размер шагосетки** | **Число точек** | **Временной шаг** |
|---|---|---|---|---|---|
| Бассейно-вая модель (МГИ) | Модель МГИ | Фиксирован-ные уровни по глубине | ~ 4900 м | 237 x 131 x 35 | 600 сек |
| Модель российской зоны Чер-ного моря | POM-модель | σ-координата | ~ 1000 м | 304 x 254 x 18 | 120 сек (бароклинная модель) 3 сек (баротропная модель) |

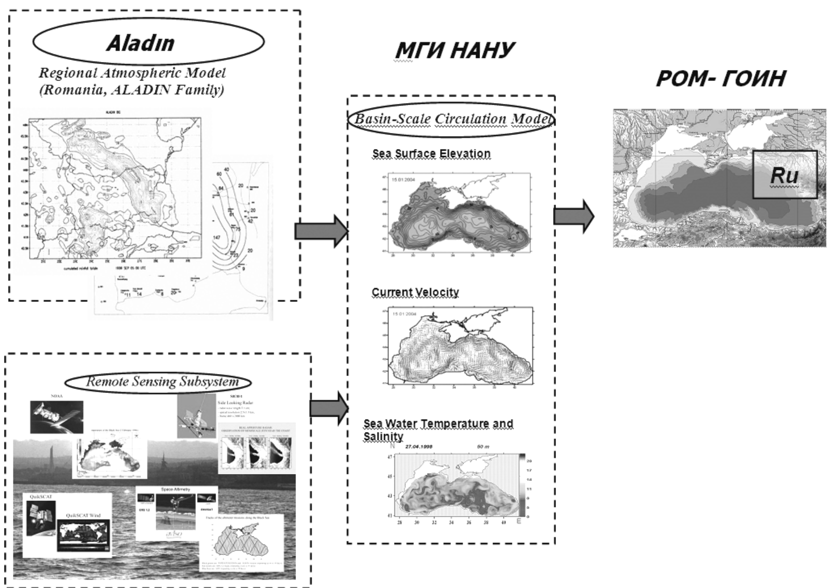



***Рис. 3.2.*** *Система диагноза и прогноза динамики вод российской зоны Черного моря*

Еще до начала проекта ECOOP (в рамках европейского проекта ARENA) такая система моделирования была апробирована, включая сравнение с данными натурных наблюдений. Пример результатов приведен на Рис. 3.3 (Kubryakov et al., 2005, Кубряков с соавт., 2005).

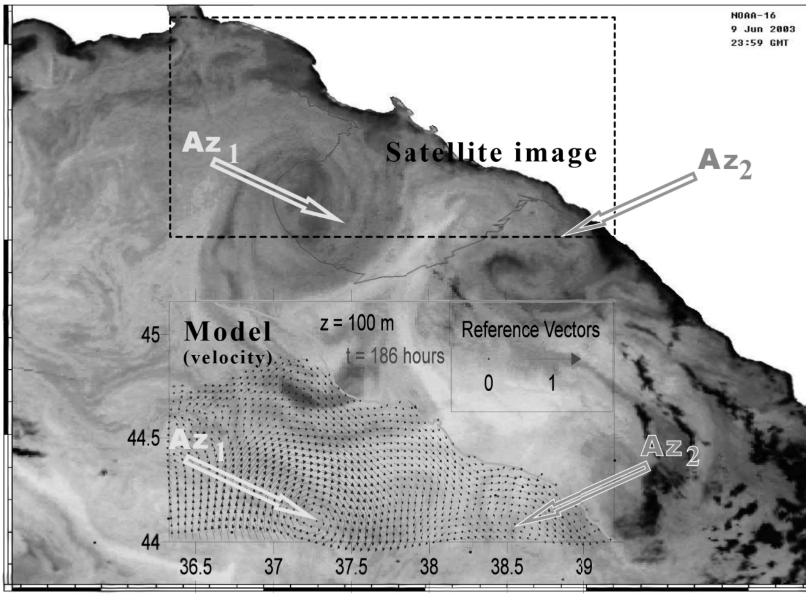



***Рис. 3.3.*** *Сравнение результатов моделирования течений с данными дистанционных наблюдений.*

Как видно из рисунка, модель воспроизводит не только расположенные на свале глубин антициклонические вихри с характерным горизонтальным масштабом ~100 км ($Az_1$), но и диагностируемые по данным контактных и спутниковых измерений вихри с масштабом ~10 км ($Az_2$).

Для оценки качества моделирования динамики и термохалинной структуры вод Черного моря в регионе представляет интерес сравнить его результаты с данными натурных измерений, контактных и дистанционных. В качестве контактных использовались данные, полученные НИС «Профессор Штокман» Института океанологии им. П.П. Ширшова (ИО РАН) в период 9 марта – 2 апреля 2009 г. На Рис. 3.4. показаны район работ судна и область моделирования.

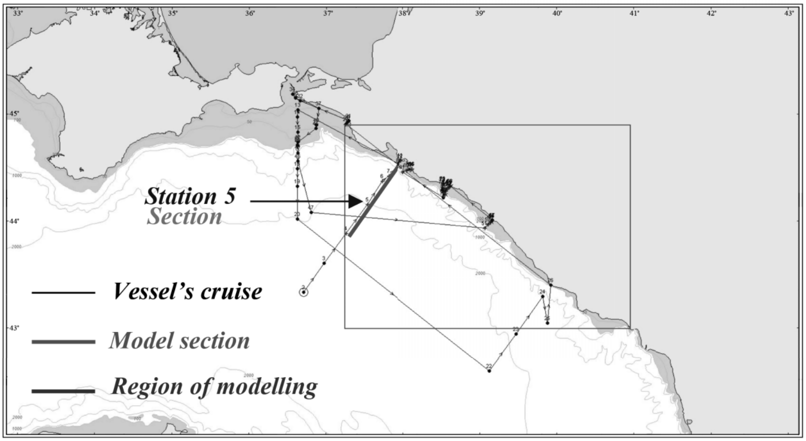



***Рис. 3.4.*** *Район работ НИС «Профессор Штокман» и область моделирования.*

Отметим некоторые характерные особенности структуры и динамики вод региона в марте, которые должны находить свое отражение в данных измерений и моделирования. В вертикальной структуре это верхний квазиоднородный слой (ВКС) мощностью несколько десятков метров, термо- хало- пикноклин до глубин ~500м и нижележащий глубинный квазиоднородный слой. Главная особенность вертикальной структуры вод Черного моря – наличие т.н. холодного промежуточного слоя (ХПС) с осью на глубинах в диапазоне 50–100 м в зависимости от точки наблюдений. В полях течений – это Общечерноморское течение (ОЧТ), распространяющееся вдоль материкового склона у его подножия, приблизительно вдоль изобаты 1200м, и формирующее общий циклонический круговорот в море. В области материкового склона наблюдаются также вихревые образования с пространственными масштабами ~100 км, а непосредственно в области свала глубин (шельфа-склона) – антициклонические вихри с горизонтальными размерами ~10 км (см. Рис. 3.3.). Эти динамические особенности отражаются в распределении изолиний термохалинных характристик на разрезах. В частности, в наличии соответствующих положению антициклонов прогибов изолиний. Отметим также, что соленость вносит основной вклад в пространственное распределение плотности вод моря, определяя его динамику. Поэтому профили, разрезы и карты, построенные по значениям солености, наиболее информативны при анализе особенностей динамики вод региона.

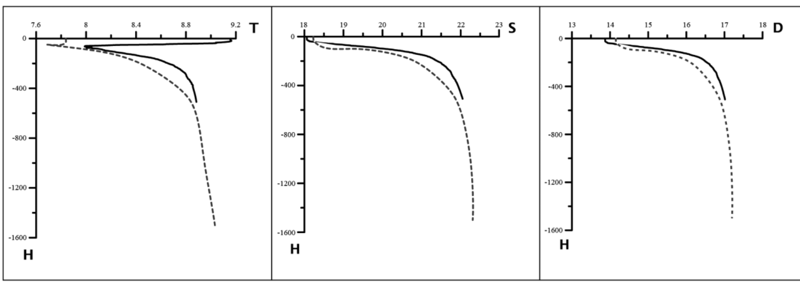
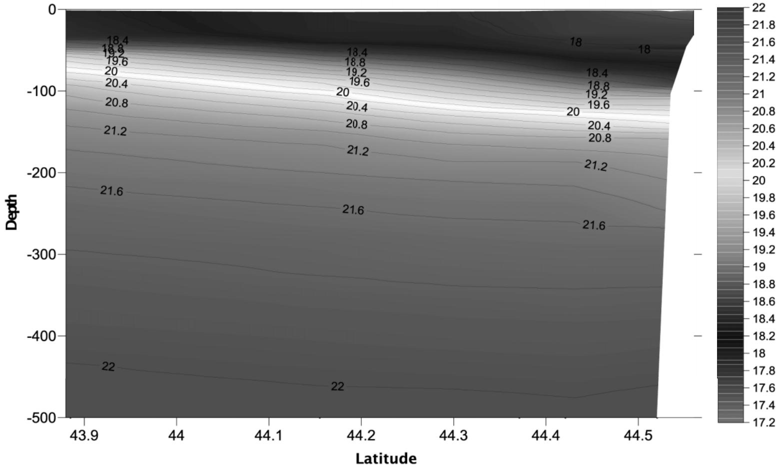
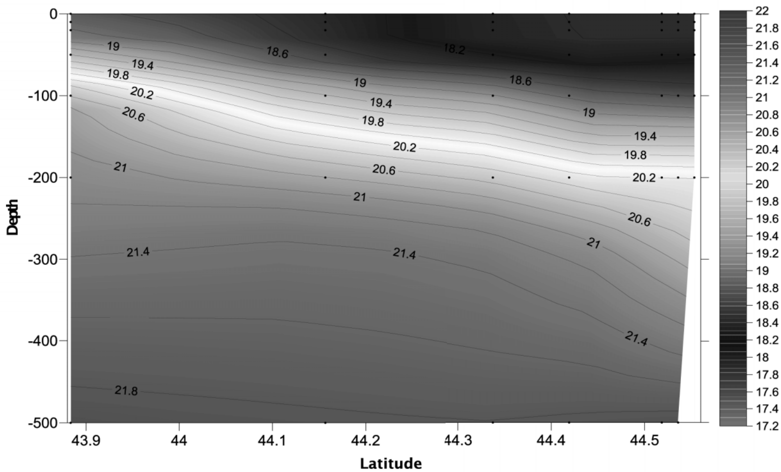



***Рис. 3.5.*** *Вертикальные профили температуры (T), солености (S) и условной плотности (D) на гидрологической станции №5 по данным зондирования и моделирования.*

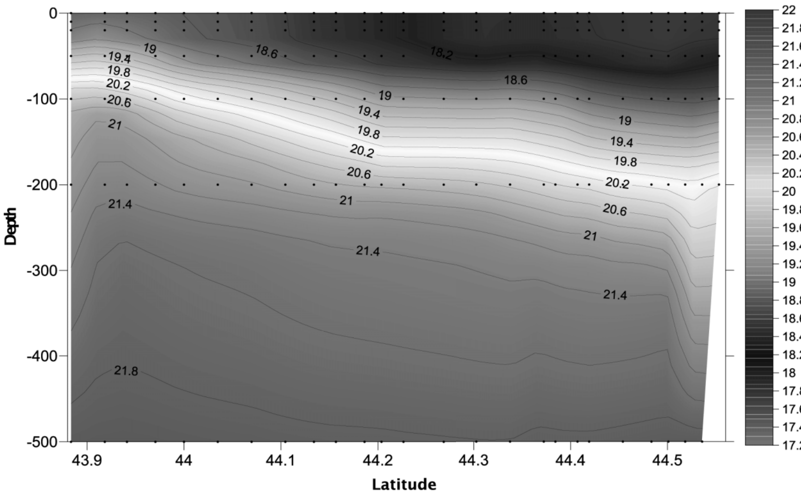
Вертикальные профили, построенные как по данным зондирования, так и по модельным расчетам, отражают типичную вертикальную структуру вод региона в марте (рис. 3.5., для гидрологической станции №5). В частности, наличие верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) мощностью ~40 м, холодного промежуточного слоя (ХПС) с осью на глубине примерно 60 метров, главного пикноклина до глубин ~500 м и нижележащего квазиоднородного слоя. Вертикальные профили солености и плотности однотипны, что подтверждает преимущественный вклад в распределение плотности солености вод Черного моря. Качественно модельные и наблюденные профили весьма схожи. Для солености разница в значениях имеет порядок 0.1 промилле, для температуры – тот же порядок в градусах на глубине. Максимум различия температур наблюдается на поверхности – примерно 1.5 градуса.




*а)*




*б)*



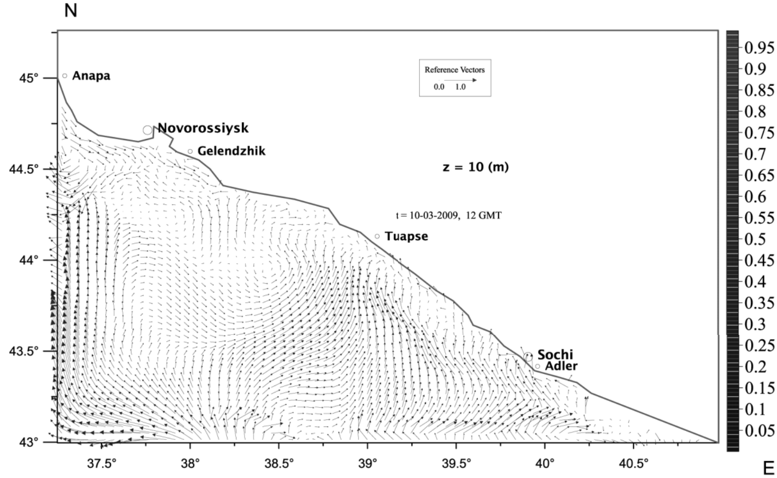

*в)*

***Рис. 3.6.*** *Распределение солености на разрезе, полученное по данным гидрологических зондирований (а) и данным моделирования (б, в).*

Распределение термохалинных характеристик на разрезе, пе р-пендикулярном берегу, имеет характерное для Черного моря уменьшение глубины залегания изолиний от берега к центру моря, вызванное общим циклоническим характером циркуляции. Разрез, представленный на Рис. 3.6а, построен по аси нхронным данным в точках гидрологических зондирований, произведенных НИС «Профессор Штокман» в период 10.03.2009–13.03.2009. Рис. 3.6б. – по модельным данным, соответствующих точкам и времени судовых наблюдений. Сравнивая рисунки 3.6а. и 3.6б., можно сделать вывод: распределения солености на разрезах однотипны и имеют близкие количественные значения. В качестве отличия можно отметить большие вертикальные градиенты солености в о бласти халоклина на разрезе, построенном по натурным данным. Но при уменьшении пространственной дискретности модельных данных на разрезе х о-рошо выражен прогиб изолиний в области шельфа-склона (правый край Рис. 3.6в.), вызванного наличием антициклонального вихря с пространственными размерами порядка ~10 км (см. Рис. 3.7а.). П одобный вид изолиний у края материкового склона Черного моря часто фиксируется по данным контактных измерений, проведенных с малым шагом (~1 км), во время многих гидрологических съемок судами ИО РАН и МГИ НАНУ, в частности.

Синоптическая изменчивость в пространстве и времени четко выражена в модельных расчетах динамики вод региона. В качестве примера приведем поля скоростей течений в начале и конце гидрологической съемки НИС «Профессор Штокман» (Рис.3.7.). Что касается оценок степени различий модельных и измеренных значений, то, с учетом высокой степени асинхронности гидрологической съемки, сравнение соответствующих данных лишено особого смысла. Поэтому оценить качество моделирования возможно только с использованием дистанционных наблюдений. Примеры результатов сравнения данных моделирования с данными спутниковых наблюдений приведены на Рис. 3.7., 3.8. Так, синоптические вихри, отражаемые в поле солености (модель) и концентрации хлорофилла А (спутниковые наблюдения) демонстрируют высокое соответствие по пространственным размерам и горизонтальному расположению (Рис. 3.8.). Среднеквадратичная по району моделирования разница между модельной и измеренной 2 июля 2009 г температурой оказалась равной RMS=1.1$^{o}$C (рис. 3.9.) (Григорьев и Зацепин, 2011).

*а)*




*б)*

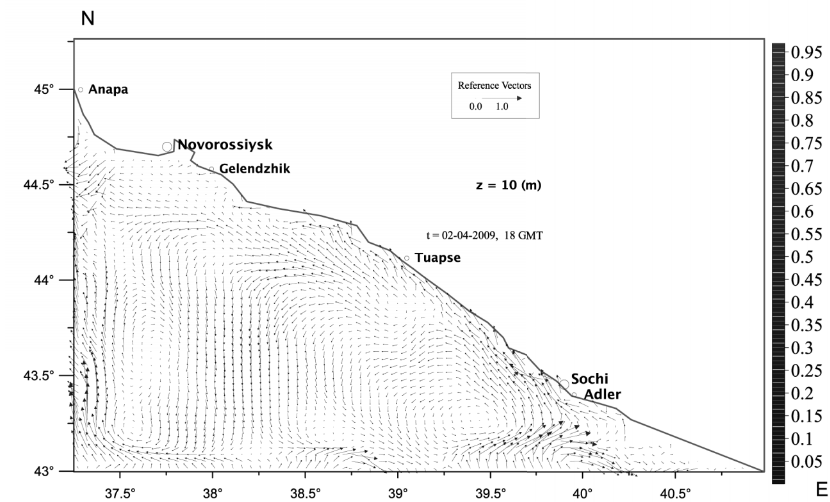



***Рис. 3.7.*** *Модельные поля скоростей течений на глубине 10 м 10.03.2009 (а) и 02.04.2009 (б).*

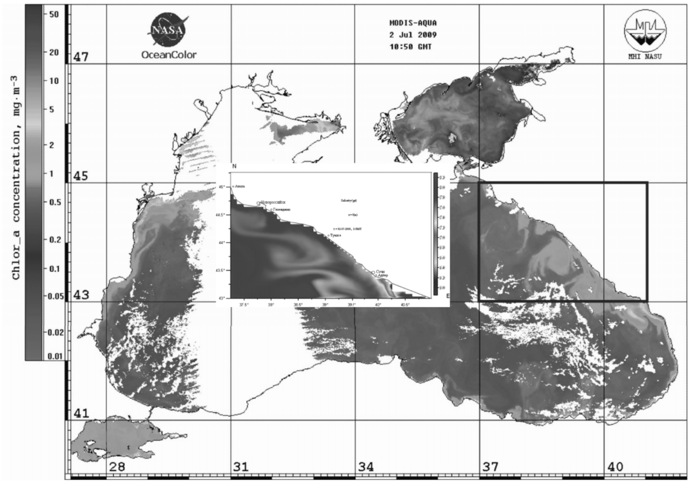



***Рис. 3.8.*** *Сравнение картины динамики вод, полученных по данным спутниковых наблюдений (концентрация хлорофилла А) и по результатам моделирования (соленость).*

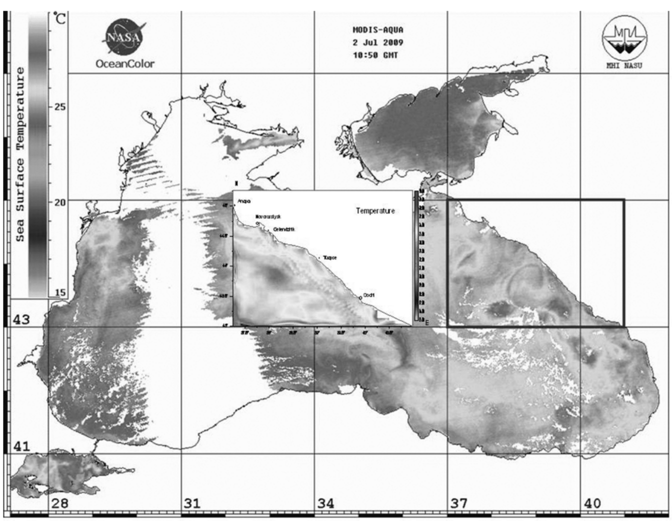



***Рис. 3.9.*** *Сравнение полей температуры поверхности моря, полученной по данным спутниковых наблюдений и по результатам моделирования.*

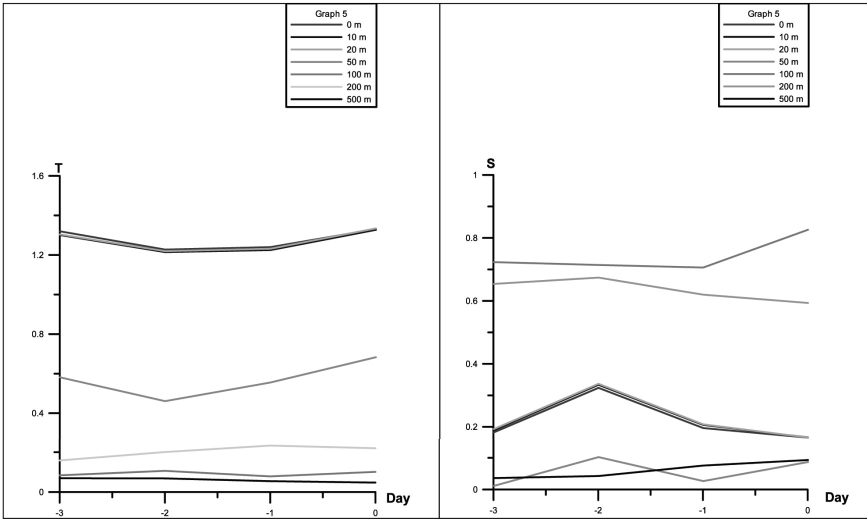



***Рис. 3.10.*** *Зависимости отличия от измеренных значений (по модулю) модельной температуры (а) и солености (б) от заблаговременности прогноза (1-3 суток, 0 – диагноз). Станция №5.*

Представляет также интерес рассмотреть зависимости ошибок прогноза от его заблаговременности (см. рис. 3.10.). Имеет смысл сделать это на основе данных о температуре и солености в моменты контактных измерений (для станции №5). В прогнозе температуры обращает на себя внимание минимум ошибок в случае прогноза на 1–2 суток (кроме глубин ниже ХПС, где изменчивость значительно ниже, чем в ВКС). При этом в верхних слоях прогноз температуры оказывается ближе к измерениям, чем диагноз (0 дней на Рис. 3.10.). Стоит отметить также значительные в целом ошибки моделирования температуры в верхнем слое вод. (Как показали исследования МГИ, это различие можно уменьшить благодаря разделению потока тепла на поверхности моря на длинноволновую и коротковолновую составляющие). Для солености максимум ошибок локализован в диапазоне глубин 100–200 м (главный хало- пикноклин). В вышележащих слоях обращает внимание наличие локального максимума ошибок при прогнозе на 2 суток. Но в общем, прогноз на 1 сутки (и на некоторых глубинах на 3 суток) по качеству не уступает или превосходит диагноз.

В качестве причины таких результатов можно предложить следующие. Диагностические расчеты осуществлялись посредством «разгона» модели на срок 1 сутки. Возможно, этого времени недостаточно, и его следует увеличить, например, до 2 суток. Вероятно, в течение прогноза в большей степени проявляются динамические особенности взаимодействия течений с рельефом дна и адаптации с ветровым полем, которые находят свое проявление и в изменчивости профилей температуры и солености.

Кроме вполне удовлетворительного качественного и количественного совпадения данных моделирования динамики вод российской зоны Черного моря с данными контактных и дистанционных измерений, важен еще один результат. На основании проведенного эксперимента можно подтвердить важный для прикладной океанографии вывод, что предложенная технология моделирования позволяет вполне адекватно отслеживать изменчивость вод региона с пространственно-временным разрешением, недостижимым при использовании только данных натурных наблюдений.

## 3.5. Автоматизированная система мониторинга динамики вод

Быстро развивающаяся в последние годы область океанографии – прикладная океанография, ставит своей целью создание систем непрерывного мониторинга как всего Мирового океана, так и его внутренних, окраинных и шельфовых морей. Такие системы включают в себя широкий спектр задач: получение, накопление и обмен данными наблюдений; численное моделирование динамики вод регионов с усвоением данных наблюдений; преобразования расчетных данных к виду, удобному пользователям (например, визуализация); накопление результатов и передача данных потребителям.

Такой подход в современных условиях предполагает высокую степень автоматизации технологических процессов, которая, наряду с технологиями получения и обмена информацией, численными моделями и т.д., представляет собой вполне самостоятельную и важную задачу.

Ниже приводится технологическая схема автоматизированной системы мониторинга динамики вод Черного моря и его регионов (российской зоны), основанная на численной модели Princeton Ocean Model (POM). Система позволяет осуществлять диагноз и прогноз термохалинной структуры и циркуляции вод моря по исходным данным (атмосферный форсинг, данные спутниковых наблюдений), поступающим из внешнего источника, визуализацию результатов и передачу их пользователям. Результаты ее функционирования были приведены в предыдущем разделе.

Автоматизированная система моделирования включает в себя четыре этапа (Рис. 3.11.):

1. Загрузка исходных данных на прогноз с ftp-сервера МГИ по сети Internet.

Для реализации используется программные продукты nnCron – компактный, но мощный планировщик и менеджер автоматизации, и Wget – программа для загрузки файлов по сети.

2. Диагноз и прогноз гидрофизических полей по региональной модели (уровень, температура, соленость, скорости течений).

3. Построение карт гидрофизических полей. Возможно использование двух программных продуктов – Grads или Surfer.

4. Загрузка файлов рассчитанных характеристик и графических файлов на сервер ГОИНа для их использования в проекте ЕСИМО и представления на web-сайте ГОИНа.

Процесс полностью автоматизирован и не требует участия оператора.

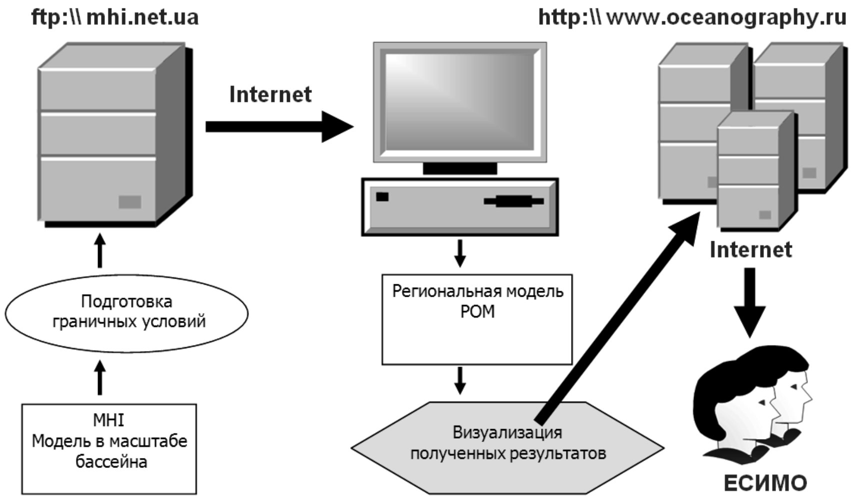



***Рис. 3.11.*** *Схема автоматизированной системы ГОИНа.*

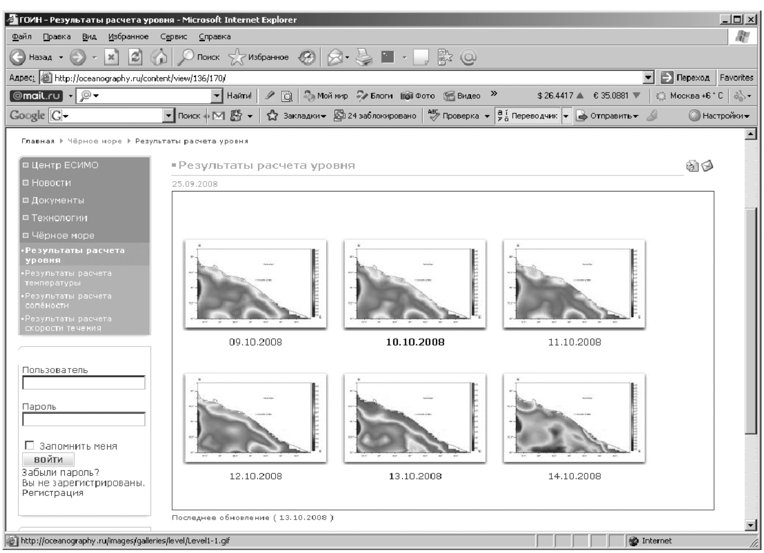



*Рис. 3.12. Пример демонстрируемых на web-сайте ГОИНа результатов моделирования.*

## 3.6. Приложения результатов расчетов течений

Загрязнение прибрежных вод Большого Сочи остается актуальной проблемой до настоящего времени, учитывая повышенную рекреационную ценность этого участка побережья Черного моря. Оценка уровня загрязнения вод района между городами Адлер – Сочи базируется на результатах выполнения государственной программы мониторинга морской среды, осуществляемой Специализированным центром по гидрометеорологии и мониторингу окружающей среды Черного и Азовского морей (ГУ «СЦГМС ЧАМ», г. Сочи). В состав работ входит постоянный контроль гидрохимического режима речных и морских вод на фиксированных точках в устьях рек и в прибрежном районе моря в полосе примерно 2 морские мили от берега (Рис. 3.13.).

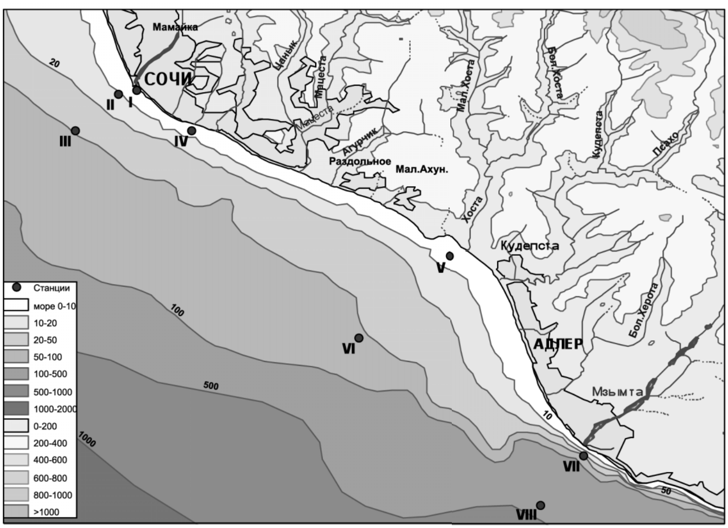



***Рис. 3.13.*** *Район прибрежья Черного моря между городами Адлер-Сочи и расположение станций мониторинга морской среды, выполняемого СЦГМС ЧАМ (г. Сочи).*

Поскольку основным источником загрязнения моря в этом районе остается речной сток, были оценены объемы поступления в море загрязняющих веществ с водами рек Мзымта (Адлер) и Сочи (г. Сочи). Исходные данные по поступлению в море загрязняющих веществ (ЗВ) послужили основой для расчета площади распространения пятна загрязнения от устьев этих рек. Пункты отбора речных проб расположены в 500 м выше замыкающего створа реки Сочи и 1500 м в реке Мзымта. Пробы воды были отобраны с глубины 0,5 м. Разброс значений контролируемых величин был рассмотрен для максимальных и минимальных значений стока обеих рек в 2008 и 2009 гг. (Табл. 3.2.).

***Таблица 3.2.***

*Значения контролируемых параметров в эстуарных районах рек Сочи и Мзымта в периоды максимального и минимального стока в 2008 и 2009 гг.*

| | **Сочи** | **Мзымта** | **Сочи** | **Мзымта** | **Сочи** | **Мзымта** | **Сочи** | **Мзымта** |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | *09.04.08* | *10.04.08* | *03.09.08* | *01.09.08* | *24.02.09* | *15.04.09* | *03.06.09* | *26.02.09* |
| Наименование ингредиентов | max | max | min | min | max | max | min | Qmin |
| Скорость течения реки, м/сек | 2,34 | 1,85 | 0,38 | 1,25 | 1,45 | 1,50 | 0,35 | 1,34 |
| Расход воды, $м^3$/сек | 41,80 | 73,60 | 2,68 | 23,60 | 18,80 | 56,20 | 4,75 | 40,50 |
| Прозрачность, см | 10 | 10 | 31 | 31 | 31 | 31 | 18 | 17 |
| Цветность, Р-Со шкале, град. | 49 | 32 | 14 | 12 | 17 | 13 | 34 | 29 |
| Температура воды, град. С | 9,0 | 11,2 | 25,0 | 15,7 | 6,9 | 9,8 | 15,5 | 6,3 |
| Взвешенные вещества, мг/л | 32,7 | 36,4 | 4,9 | 1,2 | 16,13 | 7,82 | 7,85 | 15,24 |
| pH | 7,15 | 7,27 | 7,93 | 7,75 | 8,15 | 7,93 | 7,04 | 7,90 |
| Кислород, мг/л | 10,62 | 12,60 | 8,96 | 10,01 | 11,55 | 11,36 | 9,68 | 11,64 |
| Степень насыщения кислородом, % | 92 | 115 | 110 | 101 | 95 | 100 | 98 | 94 |
| Углекислый газ, мг/л | 1,58 | 2,5 | 0,0 | 0,9 | 0,0 | 0 | 2,38 | 1,8 |
| Магний, мг/л | 2,4 | 2,7 | 5,0 | 2,2 | 3,3 | 2,5 | 1,8 | 3,3 |
| Хлориды, мг/л | 5,5 | 0,9 | 15,0 | 0,1 | 19,3 | 0,2 | 2,4 | 1,7 |
| Сульфаты, мг/л | 9,5 | 6,2 | 14,6 | 6,3 | 15,7 | 10,7 | 12,4 | 10,5 |

| | | | | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| Сумма ионов, мг/л | 154,3 | 96,9 | 287,3 | 143,5 | 288,1 | 134,0 | 160,3 | 187,5 |
| Жесткость общая, мг-экв/л | 1,97 | 1,18 | 3,20 | 1,44 | 2,59 | 1,26 | 1,60 | 1,72 |
| Гидрокарбонаты, мг/л | 100,7 | 65,6 | 183,3 | 100,4 | 173,9 | 87,6 | 103,5 | 125,1 |
| Кальций, мг/л | 35,6 | 19,3 | 55,9 | 25,1 | 46,4 | 21,2 | 29,1 | 29,0 |
| Окисляемость бихром., мг/л | 5,8 | 4,54 | 6,2 | 6,68 | 43,3 | 6,01 | 10,5 | 12,08 |
| БПК 5, мг/л | 3,33 | 3,47 | 5,11 | 3,43 | 2,54 | 3,93 | 6,33 | 3,74 |
| Азот аммонийный, мг/л | 0,025 | 0,033 | 0,065 | 0,006 | 0,000 | 0,073 | 0,039 | 0,042 |
| Азот нитритный, мг/л | 0,002 | 0,002 | 0,069 | 0 | 0,004 | 0,003 | 0,007 | 0,000 |
| Азот нитратный, мг/л | 0,276 | 0,191 | 0,156 | 0,114 | 0,238 | 0,225 | 0,348 | 0,398 |
| Фосфаты, мг/л | 0,001 | 0 | 0,001 | 0,001 | 0,004 | 0,017 | 0,004 | 0,001 |
| Кремнекислота, мг/л | 2,1 | 2,6 | 2,0 | 1,2 | 2,4 | 2,6 | 1,6 | 2,7 |
| Фосфор общий, мг/л | 0,032 | 0,043 | 0,125 | 0,006 | 0,020 | 0,090 | 0,218 | 0,029 |
| Na + K, мг/л | 0,7 | 1,5 | 13,3 | 8,8 | 29,4 | 10,8 | 10,9 | 16,1 |
| Железо общее, мг/л | 0,02 | 0,02 | 0,03 | 0,04 | 27,88 | 53,43 | 40,20 | 50,47 |
| Медь, мкг/л | 5 | 1 | 1 | 2 | 5 | 3 | 9 | 2 |
| Цинк, мкг/л | 12 | 13 | 15 | 13 | 52 | 15 | 0 | 18 |
| Свинец, мкг/л | 0,2 | 0,0 | 0,4 | 0,5 | 0,4 | 0,3 | 0,0 | 0,3 |
| Трифлуралин, мкг/л | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 |
| Фенолы, мкг/л | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 | 0,0 |
| Нефтепродукты, мг/л | 0,20 | 0,00 | 0,00 | 0,00 | 0,02 | 0,00 | 0,04 | 0,02 |
| СПАВ, мг/л | 0,006 | 0,026 | 0,007 | 0,0 | 0,010 | 0,008 | 0,004 | 0,026 |
| ДДТ, мкг/л | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 |
| ДДЭ, мкг/л | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 |
| $\alpha$-ГХЦГ, мкг/л | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 |
| $\beta$-ГХЦГ, мкг/л | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 |
| Метафос, мкг/л | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 |
| Фозалон, мкг/л | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 |
| Карбофос, мкг/л | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 |
| Рогор, мкг/л | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 | 0,000 |

Расчет переноса загрязняющих веществ осуществлялся по модели транспорта (Еремеев с соавт., 2000); (Кубряков и Попов, 2005), включенной в модель циркуляции. Модель транспорта основана на уравнении переноса (3.33):

$$\frac{\partial CD}{\partial t}+\frac{\partial CuD}{\partial x}+\frac{\partial CvD}{\partial y}+\frac{\partial C\omega}{\partial \sigma}=F_T+\frac{\partial}{\partial \sigma}\left(\frac{K_H}{D}\frac{\partial C}{\partial \sigma}\right) \tag{3.33}$$

где

$$F_T \equiv \frac{\partial}{\partial x}(A_H D\frac{\partial C}{\partial x})+\frac{\partial}{\partial y}(A_H D\frac{\partial C}{\partial y})$$

$F_T$ – член, описывающий горизонтальную турбулентную диффузию; $C$ – концентрация примеси; $u, v, w$ – компоненты вектора скорости течений; $A_H, K_H$ – коэффициенты горизонтальной и вертикальной турбулентной диффузии соответственно. $D = H + \eta$; $H$ – глубина, $\eta$ - отклонения уровня от невозмущенного состояния;

Скорости течений рассчитывались на основе регионального варианта численной модели Princeton Ocean Model (POM) с горизонтальным разрешением ~1 км и 18 слоями по вертикали (используется σ – координата). При задании граничных условий региональной модели используется технология «вложенных сеток» (one-way nested grid model, то есть без обратной связи). При этом необходимые данные на открытых жидких границах области поставляются крупномасштабной моделью циркуляции МГИ НАН Украины (горизонтальное разрешение ~5 км, $z$ – координата). Атмосферный форсинг предоставлялся Национальной Метеорологической Администрацией Румынии в рамках европейского сотрудничества (численная атмосферная модель семейства ALADIN). Диагноз и прогноз на 3-е суток проводились ежедневно с 1 января 2009 г. по настоящее время в рамках европейского проекта по моделированию динамики вод европейских морей ECOOP (modelling.oceanography.ru).

Блок расчета переноса пассивной примеси (уравнение 3.33), встроен непосредственно в модель POM и реализуется посредством численной схемы, аналогичной для уравнений прогноза температуры или солености, имеющими практически один и тот же вид. Это позволяет осуществлять расчет переноса примеси с той же временной дискретностью – 2 мин. для бароклинной моды, – что весьма важно при высокой пространственно-временной изменчивости течений в регионе.

Ниже приводятся результаты тестовых расчетов распространения растворенных и взвешенных веществ от реальных источников их поступления в море с реальными концентрациями взвешенных веществ (ВВ) (р. Мзымта) и сульфатов (р. Сочи). Характерные поля напряжений ветра и скорости течений на поверхности (11 августа 2010 г.) приведены на Рис. 3.14. Карта распространения взвешенных веществ во время модельного залпового выброса 11.08.2010 г. на реке Мзымта и прогноз на 3 суток свидетельствует о переносе ВВ полем течений вдоль побережья в северо-западном направлении (Рис. 3.15.).

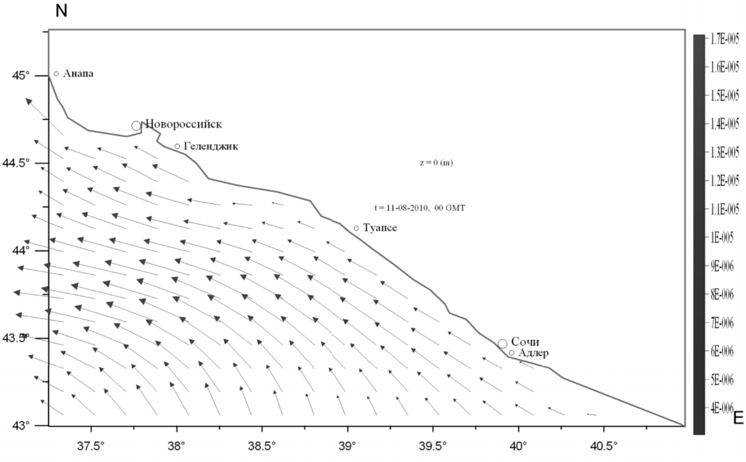



***Рис. 3.14а.*** *Поля напряжений ветра по результатам моделирования на 11.08.2010 г.*

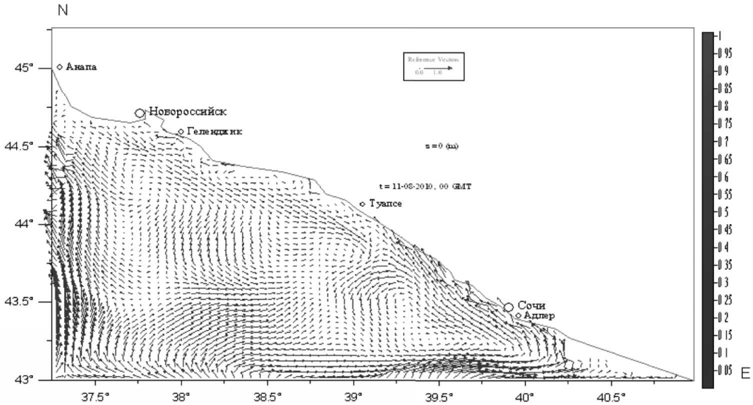
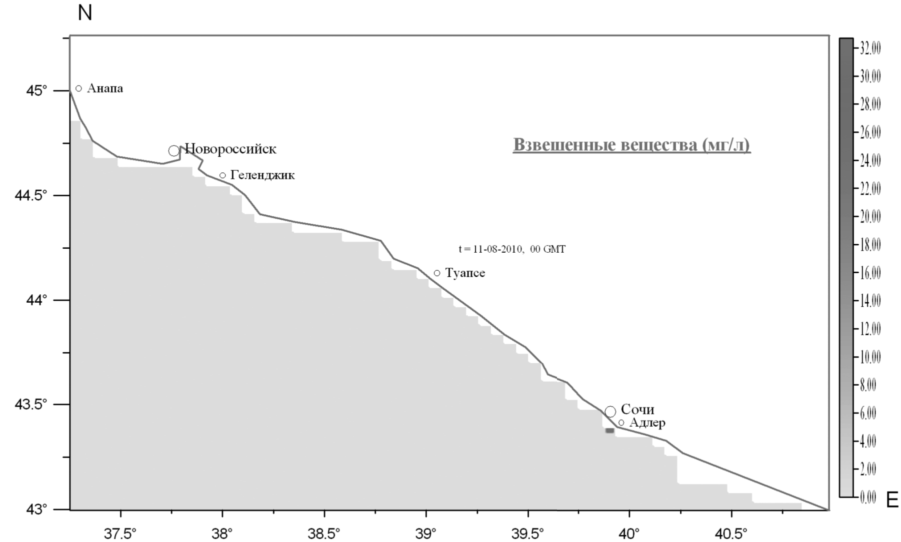
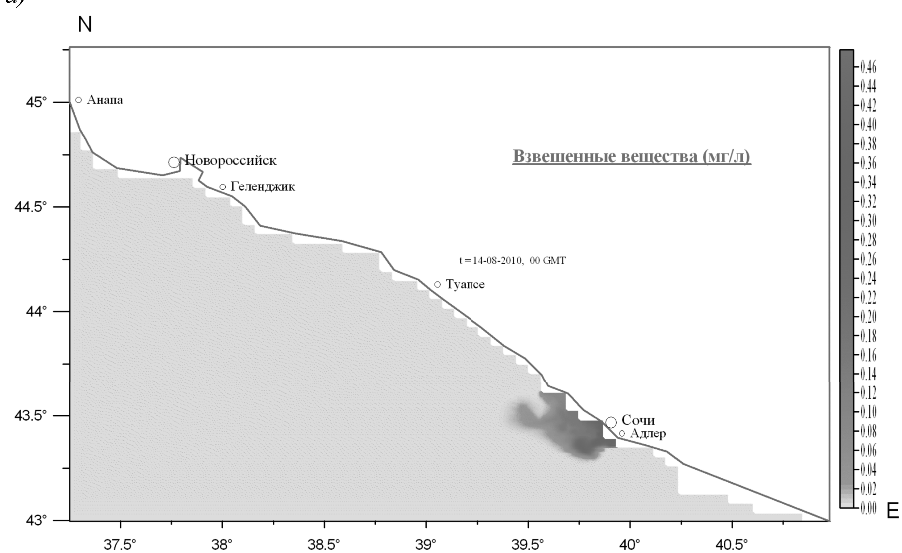



***Рис. 3.14б.*** *Скорости течений на поверхности по результатам моделирования на 11.08.2010 г.*

В районе Сочи поле скорости течений в поверхностном слое вод 18 (диагноз) и 21 (прогноз) октября 2010 г. в течение срока прогноза претерпевало существенное изменение – появляется направленная на юго-восток ветвь основного потока (Рис. 3.16.). Соответствующие карты концентрации сульфатов в результате залпового выброса в районе Сочи в начале и конце срока прогноза показывают перенос ингредиента вдоль берега, но не только в северо-западном, но и в юго-восточном направлении (Рис. 3.17.).

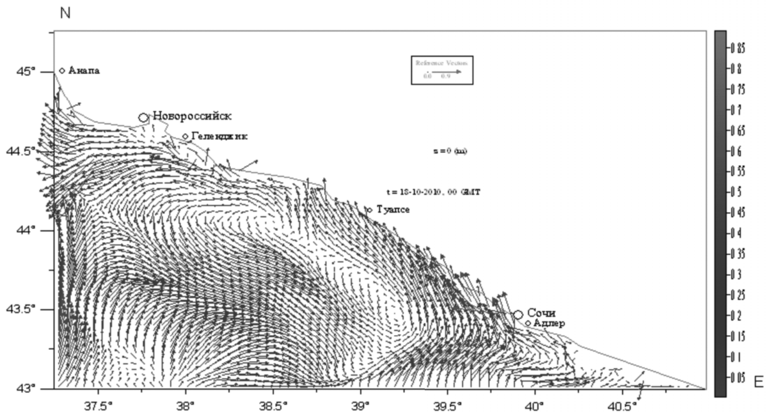



*а)*




*б)*

***Рис. 3.15*** *а) Концентрация взвешенных веществ в начальный момент 11.08.2010 г. и б) прогноз их распространения на 3 суток до 14.08.2010 г.*



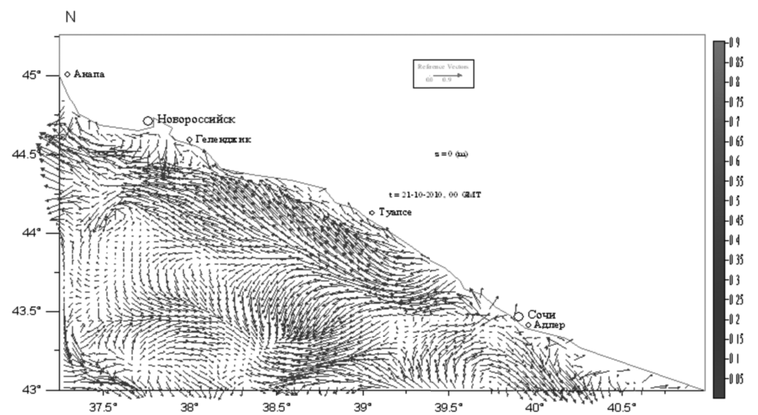




***Рис. 3.16.*** *Поля скорости течений на поверхности 18.10.2010 г. (диагноз) вверху и 21.10.2010 г. (прогноз) по результатам моделирования внизу.*

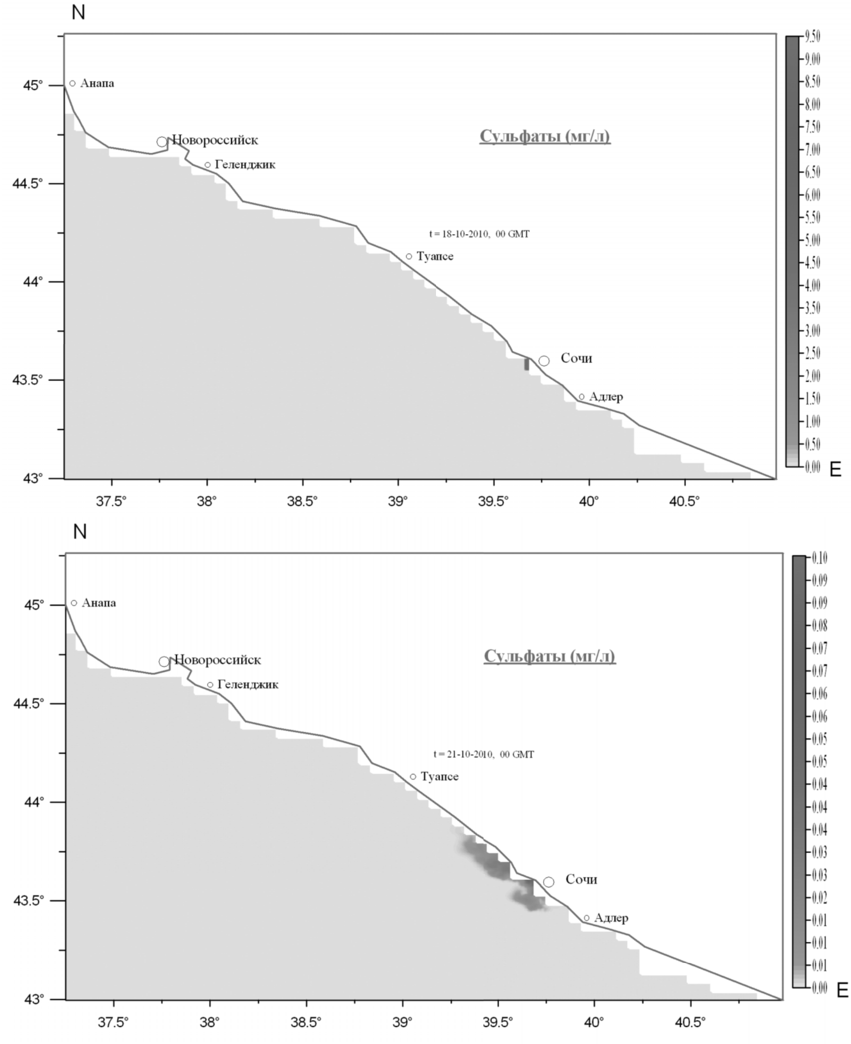



***Рис. 3.17.*** *Концентрация сульфатов в начальный момент 18.10.2010 г. вверху и прогноз их распространения на 3 суток до 21.10.2010 г. внизу.*

Эти результаты носят тестовый характер и служат подтверждением физической адекватности расчетов переноса загрязнений. Например, в динамическом плане прибрежные области существенно отделены от глубоководной зоны, что подтверждается в основном вдольбереговым переносом ЗВ в прибрежной зоне. Важным является то, что численное моделирование переноса различных видов веществ позволяет сделать оценки скорости их распространения в море и обозначить пространственные области потенциального загрязнения для различных типов ЗВ, оценить влияние расположения источников их поступления в море, включая глубины нахождения участков выпуска, а также мощность источников сброса загрязненных вод на динамику пятна распространения на акватории района.

# Глава IV

## Технологии усвоения данных наблюдений в численных моделях

### 4.1. Необходимость усвоения данных

Необходимость усвоения данных натурных наблюдений в моделях состояния океана можно рассматривать как следствие принципиальной неадекватности модели изучаемому явлению. Имеется в виду неадекватность как вследствие ошибок в задании начальных и краевых условий и внешних источников ошибок, так и вследствие неполного соответствия «оригиналу» и внутренней стохастичности математической модели (Калман и др., 1971; Климонтович, 1982; Монин, 1969; Поплавский, 1981; Рюэль и др., 1981; Струминский, 1985; Григорьев, 1985). Достаточно общую и содержательную формулировку проблема адекватности модельных оценок реальным процессам и полям приобретает при введении вероятностного пространства состояний. Состояние (или минимальный объем информации об океане, удовлетворяющий поставленным целям исследований (Тимченко, 1988), характеризуется точкой такого пространства. Оценки состояний, получаемые с помощью теоретической модели, всегда подвержены случайному разбросу вокруг точки, изображающей истинное состояние. Чтобы учесть неизбежные неопределенности моделирования, целесообразно рассматривать прогностические оценки геофизических полей как отдельные реализации вероятностного ансамбля состояний. Тогда в каждый момент времени уровень неопределенности модельных представлений о динамике реального океана характеризуется распределением вероятностей на прогностическом ансамбле состояний, а модельная оценка вектора состояния совпадает с условным математическим ожиданием по отношению к заданным начальным и краевым условиям модели (Epstein, 1969; Fleming, 1971; Тимченко и др., 1988).

Важным следствием неадекватности модели является неизбежная потеря информации о состоянии океана, заключенная в начальных и краевых условиях (Шилейко и др., 1985). Для поддержания необходимого для достижения цели исследования уровня неопределенности моделирования возникает потребность в привлечении текущей информации о состоянии океана. При этом в точках измерений и в некоторой их окрестности появляется информация о реальных полях, нередко существенно превышающая по точности модельные оценки. Естественно поэтому ввести условные по отношению к измерениям распределения вероятностей случайных погрешностей моделирования. Одним из наиболее корректных методов, применяемых для усвоения данных наблюдений в океанологии, использующих вероятностный подход, является оптимальная фильтрация случайных процессов и полей, основы теории которой были заложены в фундаментальных работах Винера (1949), Колмогорова (1941), Калмана (1971). Такой подход привел к формированию методов динамико-стохастического моделирования и четырехмерного анализа гидрофизических полей (Тимченко, 1988, 1981; Кныш, 1981). В этой главе будут изложены основные моменты теории оптимальной фильтрации и предложен оригинальный алгоритм усвоения информации в модели синоптической динамики поля скорости.

Выводу уравнений, описывающих динамику процессов синоптического масштаба, посвящено большое количество работ. Поэтому приведем здесь лишь описание используемых при их выводе предположений и конечный результат для баротропного приближения, основываясь на лаконичном изложении этого вопроса в монографии Коротаева (1988).

В качестве основы используются уравнения движения идеальной, несжимаемой, неоднородной жидкости. Замкнутая система уравнений при этом включает в себя проекции уравнений движения на горизонтальные оси (в декартовой системе координат, поскольку горизонтальный масштаб синоптических явлений существенно меньше радиуса Земли), уравнение гидростатики для вертикальной оси (т. к. горизонтальный масштаб синоптических процессов существенно меньше глубины океана), уравнение неразрывности и уравнение условия сохранения плотности жидкой частицы. Сферичность земли учитывается введением приближения бета-плоскости. В качестве краевых условий на верхней и нижней границе используются соответственно кинематическое условие и условие обтекания. Горизонтальные граничные условия при исследовании синоптических процессов, как правило, оговариваются особо.

Для синоптических процессов умеренной интенсивности (скорости течения до 1 м/с) и масштабов от сотни и более километров, учитывая характерный для синоптических движений геострофический баланс и большое значение баротропного радиуса деформации Россби, уравнение баланса баротропного вихря будет иметь вид:

$$q_t + J(\psi, q) + \beta\psi_x = 0. \qquad (4.1)$$

Здесь q – относительная завихренность ($q=dv/dx-du/dy$); u,v – компоненты вектора скорости **V**); $\psi$ – геострофическая функция тока $u= -d\psi/dy$, $v=d\psi/dx$); $\beta=df/dy$ (f – параметр Кориолиса).

Уравнение (4.1) описывает баротропные (не меняющиеся с глубиной) течения, которые могут развиваться в океане постоянной глубины с произвольной вертикальной стратификацией. Хотя баротропные движения не выделяются в явном виде при учете рельефа дна и средних течений, уравнение (4.1) вполне может быть использовано как для численного имитационного моделирования синоптической динамики вод, так и для усвоения данных натурных измерений скорости на гидрофизических полигонах (основания для этого будут изложены ниже). В следующих разделах главы будет предложена динамико-стохастическая модель (ДСМ), основанная на уравнении баланса баротропного вихря (4.1) и продемонстрированы результаты ее тестирования посредством проведения численных экспериментов.

## 4.2. Алгоритм усвоения информации

Поскольку здесь будут использованы как нелинейная, так и квазилинейная динамические модели, целесообразно рассмотреть методику построения как линейных, так и нелинейных алгоритмов усвоения. Кроме того, предлагаемые в работе алгоритмы усвоения не являются простым приложением уже известных, а созданы с учетом специфики гидрофизических моделей, предназначенных для усвоения информации о поле скорости и основанных на уравнении баланса вихря. Для обоснования таких алгоритмов имеет смысл приступить к рассмотрению метода оптимальной фильтрации, начиная с его «классического» вида, и постепенно перейти к его приложению в контексте данной работы.

Предложенный Калманом (1971) метод адаптивной линейной фильтрации широко применяется в задачах оптимального управления. Его теоретическому обоснованию и практическим приложениям посвящено большое количество публикаций (например, Брайсон и др., 1972; Сейдж и др. 1976; Sakawa, 1972; Thacker, 1988; Tzafestas, 1970), в том числе для задач океанологии (Кныш, 1981; Petersen, 1968; Petersen и др., 1969; Thiebaux и др., 1987). Поэтому ограничимся кратким изложением существа метода, в основном опираясь на его описание в монографии (Брайсон и др., 1972).

Рассмотрим линейный стохастический многошаговый процесс Гаусса-Маркова, эквивалентный линейной динамической системе, возбуждаемой со стороны входа случайной последовательностью типа «белого» шума, описываемый соотношениями:

$$x_{i+1} = \Phi_i x_i + w_i \ , \quad i=0, \dots , N-1 \ ,$$

$$E\{x_0\}=x_0^- \ ; \ E\{w_i\}=0 \ ; \ E\{(x_0 - x_0^-)(x_0 - x_0^-)^T\}=M_0 \ ;$$

$$E\{w_i \cdot w_j\}=C_i \, б_{ij}^T \ ; \ E\{w_i)(x_i - x_i^-)^T\}=0 \ .$$

Введем модель его измерений:

$$z_i = H_i x_i + v_i$$

$E\{v_i\}=0$ ; $E\{v_i v_j^T\}=R_i б_{ij}$ ; $E\{w_i \cdot v_j^T\}=0$ ;

$E\{(x_i - x^-_i)v_i^T)\}=0.$

Здесь Ф – матрица перехода, Н – матрица преобразования, w и v – распределенные по Гауссу случайные величины (возбуждающий «белый» шум и ошибки измерений), б – символ Кронекера, индекс «т» означает транспонирование. Задача оптимальной фильтрации такого процесса состоит в нахождении оценки x^ процесса x, которая есть линейная функция измерений z и минимизирует величину $E\{|x\text{-}x\hat{}|^2\}$. Тогда наилучшей оценкой x по методу наименьших квадратов будет

$x\hat{}_i = \{x\}_i + K_i (z_i - H_i \{x\}_i)$ ,   $i=0, ... ,k$ ,   $k<N$,

где

$\{x\}_{i+1} = \Phi_{i+1} x\hat{}_i$ ,

$K_i = P_i H_i^T R_i^{-1}$ ,

$P_i = (M_i^{-1} + Hi^T Ri^{-1} Hi)^{-1} = M_i - M_i H_i^T (H_i M_i H_i^T + R_i)^{-1} H_i M_i,$

$M_{i+1} = \Phi_i P_i \Phi_i^T + Ci$ .

Это и есть фильтр Калмана для линейных многошаговых процессов. Для статистически стационарных процессов (Ф,R,H,C,M,P – постоянны) уменьшение информации (С) уравновешивается ее поступлением ($H^T R^{-1} \cdot H$). Уравнения фильтра для непрерывных процессов можно получить, например, осуществляя предельный переход в указанных выше соотношениях.

Приложения фильтра Калмана для задач метеорологии и океанологии в основном базируются на результатах работ Питерсена (Petersen, 1968; Penland, 1989) и Цафестаса (Tzafestas, 1970). Основываясь на этих работах, кратко опишем алгоритм усвоения данных измерений, традиционно применяемый в ДСМ океана, разрабатываемых в последние десятилетия в МГИ НАН Украины (Тимченко, 1981, 1988; Кныш, 1981, 1988, 2005; Тимченко и др., 1982; Васечкина, 1985; Белозерский, 1988).

Предположим, что динамика гидрофизического поля может быть отражена линейным дифференциальным уравнением в частных производных эволюционного типа:

$$X_t(r,t) = L_r X(r,t) + W(r,t), \qquad (4.2)$$

X – в общем случае векторное поле, определенное в многомерной пространственной области r и t, а W(r,t) – случайная функция возбуждения с нулевым средним, независящая от X(r,t), корреляционная функция которой имеет вид:

$$E\{W(r,t)\, W(r_1,t_1)\} = C(r,r_1,t)\, б(t-t_1),$$

т.е. функция возбуждения представляет собой «белый» шум по временной координате. Как было показано в (Tzafestas, 1970), уравнение для математического ожидания и корреляционной функции P поля X(r,t) имеют вид:

$$E\{X_t(r,t)\} = L_r\, E\{X(r,t)\}, \qquad (4.3)$$

$$P_t(r,r_1,t) = L_r\, P(r,r_1,t) + L_{r1}\, P(r,r_1,t) + C(r,r_1,t) \qquad (4.4)$$

В момент $t_m$ поступления данных измерений поля X(r,t) за счет усвоения этих данных условное математическое ожидание E^{X(r,t)} (оптимальная оценка поля) и условная корреляционная функция $P(r,r_1,t)$ (мера точности оценки) выражаются формулами (Petersen, 1968; Tzafestas, 1970).

$$E\hat{}\{X(r,t_m)\} = E\{X(r,t_m) + \sum_{k=1}^{N} g_k(r,t_m)[Z(r_k,t_m) - Z\hat{}(r_k,t_m)]$$

$$P\hat{}(r,r_1,t_m) = P(r,r_1,t_m) - \sum_{k+1}^{N} g_k(r,t_m) P(r_k,r_1,t_m),$$

$$g_k(r,t_m) = \sum_{k+1} P(r,r_l,t_m) \cdot \| P(r_k,r_j,t_m) \|^{-1}, \ j=1,N$$

где $Z(r_k, t_m)$ – измерения поля $X(r,t)$ в точке $r_k$, а $N$ – число измерений в момент времени $t_m$. Обратим внимание на то, что прогностические уравнения для условного среднего (4.3) и корреляционной функции (4.4) независимы друг от друга и могут решаться раздельно, а статистические свойства внешних воздействий («возбуждения») $W(w)$ и ошибок измерений $V(v)$ в уравнениях фильтра представлены их вторыми моментами C и R.

Предложенный алгоритм предполагает использование линейных уравнений модели или проведение их линеаризации, по крайней мере, на временном интервале между поступлениями новых измерений (Тимченко, 1981; Кныш и др., 1988). Такой прием позволяет относительно просто получать эволюционные уравнения для моментов. Погрешности линеаризации при этом должны компенсироваться увеличением объема усваиваемых наблюдений и сокращением сроков прогноза. Этот подход нашел наиболее широкое применение в ДСМ океана.

## 4.3. Алгоритмы фильтрации для нелинейных задач

Использование нелинейных алгоритмов фильтрации могло бы стать шагом вперед по отношению к существующим ДСМ океана, поскольку уравнения гидродинамики в общем случае нелинейны. Кроме того, нелинейные алгоритмы позволили бы использовать взаимные корреляционные функции температуры, солености (плотности) и скорости, а значит – и соответствующие измерения, – в единой ДСМ. Но до настоящего времени вопрос о степени их применимости в численных моделях гидродинамики мало изучен (Тимченко и др., 1983; Васечкина, 1985; Григорьев, 1988). В первую очередь, в связи со сложностью их практической реализации.

В приложениях теории оптимальной фильтрации к нелинейным моделям наиболее распространенным является подход, основанный на разложении исходного оператора задачи в ряд Тэйлора (Брайсон и др., 1972; Сейдж и др., 1976). В работе Тимченко, Ярина, Васечкиной (1983) подобный метод был использован для создания алгоритма усвоения данных наблюдений в моделях динамики океана. Следуя работам (Васечкина, 1985; Сейдж и др., 1976, 1983), кратко опишем способ его построения.

Представим нелинейную модель динамики океана общим ве к-торно-матричным уравнением:

$$X_t\,(r,t) = F(X,r,t) + W(r,t) \tag{4.8}$$

с соответствующими начальными и граничными условиями.

Введем модель измерений i-й компоненты вектора состояния в дискретные моменты времени t в точках r:

$$Z_i\,(r_k\,,t_m\,) = H_i\,(X_i\,,r_k\,,t_m\,) + V_i\,(r_k\,,t_m) \tag{4.9}$$

Здесь X – вектор состояния, компонентами которого являются поля, характеризующие изменчивость в районе исследований; F – нелинейный, а H – линейный матричные операторы; r – вектор с компонентами (x,y,z); W и V – гауссовы поля, подчиненные условиям:

$$E\{W(r,t)\}=0,\ \ E\{V(r,t)\}=0,\ E\{W(r,t)V^T\,(r_1,t_1)\}=0,$$

$$E\{W(r,t)W^T\,(r_1,t_1)\} = C_w\,(r,r_1,t_1)б(t\text{-}t_1), \tag{4.10}$$

$$E\{V(r,t)V^T\,(r_1,t_1)\}=R_v\,(r,r_1,t)б(t\text{-}t_1).$$

Допустим, что условное распределение вероятности начального состояния относительно имеющихся наблюдений – гауссово. Тогда оптимальной оценкой состояния в последующие моменты времени будет условное среднее значение. Предположим, что в некоторый момент времени такое условное среднее значение X(r,t) известно. Разложим нелинейный матричный оператор F(X,r,t) в ряд Тэйлора в окрестности X(r,t):

$$F(X) = F(X) + бF(бX) + 0.5б^2\,F(бX)^2\ + O(бX\,)^3\,, \tag{4.11}$$

$бX=X–X$ , $б^n F(бX)^n$ – производные Гато n-го порядка от оператора F (Канторович и др., 1977). Подставляя разложение (4.11) в уравнение (4.8), получим:

$$X_t = F(X) + бF(бX)^2 + 0.5б\, F(бX)^2 + O(бX\,)^3 + W \qquad (4.12)$$

Результатом условного осреднения уравнения (4.12) с учетом гауссовой аппроксимации истинного распределения плотности в е-роятности будет следующее выражение:

$$X_t = F(X) + 0.5б^2\, F\,(бX^2\,). \qquad (4.13)$$

Уравнение эволюции условной корреляционной функции P получим из уравнений (4.12) и (4.13), опуская члены второго порядка (по X) и выше (Сейдж и др., 1976; Васечкина, 1985):

$$P_t = бF(P) + PбF^T + C, \qquad (4.14)$$

где P – матрица с элементами

$$P_{il}\ (r,r_1,t) = E\{бX_i\,(r,t)бX_l\,(r_1,t)\}$$

В моменты поступления измерений прогностические значения первых двух моментов, получаемые по уравнениям (4.13) и (4.14), подвергаются коррекции:

$$X\hat{}_i(r,t_m\,)=X\,(r,t_m\,)+\sum_{i=1}^{J}\sum_{k=1}^{N} g_{il}\ (r,r_k\,)[Z_i\,(r_k\,,t_m\,)\text{-}H_i(X_i\,,r_k\,,t_m\,)], \qquad (4.15)$$

$$P\hat{}_{il}\,(r,r_1\,,t_m\,)=P_{il}\,(r,r_1\,,t_m\,)–\sum_{i=1}^{J}\sum_{k=1}^{N} g_{il}\,(r,r_k\,)P_{il}\ (r_1\,,r_k\,,t_m\,).$$

Матрица весовых коэффициентов $g_{il}(r,r_k)$ определяется из решения системы уравнений

$$P_{il}(r,r_k,t_m)=\sum_{i=1}^{J}\sum_{k=1}^{N} g_{il}(r,r_k)[P_{il}(r_j,r_k,t_m)+R_v(r_j,r_k,t_m)],\ j=1,N \quad (4.16)$$

j – количество измеряемых компонент вектора состояния, N – количество точек измерений. Для получения выражений (4.15)–(4.16) используется предположение об ортогональности ошибки оценивания относительно измерений и отсутствии корреляции между ошибкой оценивания и самой оптимальной оценкой:

$$E\{бX,Z^T\}=0,\ E\{бX,X^T\}=0. \quad (4.17)$$

Соотношения (4.13)–(4.16) представляют собой алгоритм усвоения информации в случае, если эволюция вектора состояния описывается системой н елинейных уравнений. Полученные уравнения также нелинейны, поскольку в уравнение для условного среднего входит производная дисперсии, а в уравнение для корреляционной функции – оценка состояния. В отличие от линейного случая, эти уравнения должны решаться совместно.

## 4.4. Алгоритм фильтрации, основанный на использовании динамико-стохастических моделей

Методику создания алгоритма усвоения информации для нелинейной модели можно существенно упростить, если учесть особенности конкретной гидродинамической модели и океанологических наблюдений, а также опыт использования ДСМ океана.

Обратимся еще раз к рассмотренным выше алгоритмам. По с уществу процесс фильтрации может быть разделен на два этапа: 1) прогнозирование средних значений и корреляционных функций ошибок, 2) коррекция указанных характеристик в моменты поступления измерений. Причем в линейном случае прогностические уравнения для моментов взаимно независимы, а в нелинейном должны решаться совместно. Основной сложностью при построении нелинейного фильтра будет нахождение прогностических оценок, то есть возникнет проблема замыкания системы уравнений прогностической части модели, аналогичная подобной в статистической гидромеханике (Монин, 1967; Монин и др., 1967; Fleming, 1971). Поэтому методы нелинейной фильтрации в общем оказываются приближенными, и эффективность их применения будет обусловливаться степенью корректности принятых допущений для конкретной задачи.

Вследствие сложности или невозможности прогнозирования корреляционных функций многомерных векторных полей, на практике в ДСМ океана осуществляется лишь расчет эволюции дисперсий ошибок с последующим «восстановлением» корреляционных функций для усвоения данных наблюдений (Кныш и др., 1978, 1988; Тимченко,1981). В частности, в ДСМ океана традиционно используется аппроксимация корреляционной функции вида:

$$P(r,r_1,t) = D(r,t)^{1/2}\, D(r_1,t)^{1/2}\, Q(r,r_1), \qquad (4.18)$$

которую можно получить на основании предположения о ее автомодельности (Кныш и др.,1978). Здесь D – условная дисперсия, а Q – нормированная однородная и изотропная корреляционная функция начального поля ошибок, не зависящая от времени:

$$D(r,t) = E\{бX(r,t)бX^{T}\,(r,t)\} \qquad (4.19)$$

$$Q(r,r_1) = E\{бX(r,t)бX^{T}\,(r_1,t)\}/D(r,t) \qquad (4.20)$$

Учет внешних воздействий (W,C) связан в первую очередь с определением степени неадекватности модели и ошибок в задании краевых условий, и на современном этапе практически не используется. Фактически предполагается, что неопределенность заключена в основном в ошибках задания начальных полей, то есть влияние внешнего возбуждения считается близким к нулю. При всей неполноте такого предположения его можно считать вполне допустимым, если учесть, что в случае невозможности определения адекватных характеристик внешнего воздействия его нулевое приближение будет вполне разумным. В модельных экспериментах, где условия неопределенности могут быть заданы по усмотрению исследователя, это требование может быть выполнено полностью. Но тогда отпадает необходимость в выводе и использовании эволюционных уравнений для корреляционных функций (4.14) и можно ограничиться прогнозом условных дисперсий, считая дисперсию функции возбуждения (С) стремящейся к нулю. В нелинейном случае техника получения уравнений для средних и дисперсий с учетом указанных предположений формально совпадает с выводом системы уравнений для моментов в статистической гидромеханике (Монин, 1967; Монин и др., 1967). Более того, в геофизике подобный подход к прогнозу средних характеристик геофизических полей был предложен и исследован в рамках направления, получившего название стохастико-динамического прогнозирования, в частности, в работах (Epstein, 1969; Флеминг, 1971; Лийс, 1979; Томпсон, 1986, 1988). Этот метод позволил получить ряд важных результатов по проблеме предсказуемости и точности прогностических оценок, проблеме замыкания систем уравнений для моментов. В частности, было показано, что пренебрежение моментами высших порядков накладывает ограничение на сроки прогноза. Причем чем выше порядок момента, тем позже его влияние скажется на результате прогноза (Лийс, с1979). Явный учет моментов высшего порядка в прогностической модели при наличии возможности оценки их начальных и краевых значений ведет к значительному усложнению модели. Целесообразность такого усложнения может быть обоснована повышением точности прогноза. Но в ДСМ, где учет вторых моментов принципиально необходим для усвоения информации, использование моментов высших порядков на этапе прогноза естественно и оправдано. Тем более, что при этом исключается необходимость их параметризации в уравнениях для средних, а корректировка в моменты поступления информации позволит учитывать изменения уровня неопределенности модельных оценок.

Таким образом, в качестве прогностической части ДСМ возможно и удобно использование стохастико-динамической модели (СДМ). В наиболее простом случае – с системой уравнений, замкнутой на уровне вторых моментов. Такой подход был предложен в работе (Тимченко и др., 1988). Схематически его можно описать следующим образом. Учитывая характерную для моделей гидродинамики квадратичную нелинейность уравнений, запишем исходное уравнение (4.8) в следующем виде:

$$X_t(r,t) = L_1(X,r,t) + L_2(X^2,r,t), \tag{4.21}$$

$L_1$ и $L_2$ – линейные операторы. Используя гауссову аппроксимацию распределения вероятности и считая оптимальной оценкой состояния в течение срока прогноза условные средние значения, проведем осреднение уравнения (4.21). Замыкание системы уравнений осуществим посредством пренебрежения третьими моментами (Fleming, 1971). Согласно (Монин, 1967), такое замыкание может быть оправдано в случае слабой турбулентности, поскольку искажает распределение энергии по спектру. В результате получим систему уравнений прогностической части ДСМ, в которой информация о распределении условных дисперсий в явном виде используется в уравнении для условных средних:

$$\bar{X}_t(r,t) = L_1(\bar{X},r,t) + L_2(\bar{X}^2,r,t) + L_2(D,r,t), \tag{4.22}$$

$$D_t = F_D(\bar{X},D,r,t), \tag{4.23}$$

$F_D$ – в общем случае нелинейный оператор. Учитывая относительную точность, а нередко и избыточность заключенной в измерениях гидрофизических характеристик информации о состоянии океана в сравнении с модельными оценками, возможность их предварительной фильтрации, соответствующей типу модели, можно считать равной нулю величину ошибок V и единичной матрицу H в модели наблюдений (4.9). То есть измерения принять равными «истинным» значениям (что наиболее естественно при проведении экспериментов методом имитационного моделирования). Тогда модель измерений примет вид:

$$Z(r_i,t_m) = X(r_i,t_m) \tag{4.24}$$

и соответственно упростится весь алгоритм фильтрации. Поскольку сам термин «фильтрация» подразумевает учет погрешности измерений, более уместным теперь будет использование названия «алгоритм усвоения информации».

В случае если оптимальные оценки (по среднеквадратическому критерию качества) ищутся в классе линейных функций измерений, коррекция прогностических величин осуществляется на основании предположения об ортогональности ошибки оценивания (4.17) (Petersen, 1968) с использованием алгоритма, аналогичного приведенному в предыдущем разделе. С учетом принятых упрощений он будет иметь вид:

$$X\hat{}(r,t_m)=X(r,t_m)+\sum_{i=1}^{N} g_i(r,r_i)[Z(r_i,t_m)-\bar{X}(r_i,t_m)], \tag{4.25}$$

$$P\hat{}(r,r_1,t_m)=P(r,r_1,t_m)-\sum_{i=1}^{N} g_i(r,r_i)P(r_1,r,t_m), \tag{4.26}$$

$$P(r,r_j,t_m)=\sum_{i=1}^{N} g_i(r,r_i)P(r_i,r_j,t_m),\ j=1,N \tag{4.27}$$

Прогностические соотношения (4.22) и (4.23) в совокупности с алгоритмом усвоения (4.25)–(4.27), выражениями для аппроксимации корреляционной функции (4.18)–(4.20) и измерений (4.24) представляют собой общий вид замкнутой системы уравнений ДСМ. Основу таких ДСМ составляет стохастико-динамическая модель, замкнутая на уровне вторых моментов.

Проиллюстрируем предложенный способ создания ДСМ на примере простейшей модели, основанной на одномерном уравнении переноса (уравнении Бюргерса без учета вязкости):

$$U_t + UU_x = 0. \tag{4.28}$$

Как известно, это уравнение описывает каскадный перенос кинетической энергии по спектру в сторону высоких частот и часто используется при моделировании турбулентности (Petersen и др., 1988). В результате его осреднения получим:

$$\{U\}_t + \{U\}\{U\}_x = -0.5\{бU^2\}_x,\ \ бU=U-\{U\}, \tag{4.29}$$

а после вычитания (4.29) из (4.28), умножения на бU и осреднения –

$$\{бU^2\}_t + \{U\}\{бU^2\}_x + 2\{бU^2\}\{U\}_x = - \{бU\{бU^2\}_x\} \tag{4.30}$$

Осуществим замыкание системы прогностических уравнений посредством предположения о малости вклада третьих моментов при прогнозе дисперсий (правая часть уравнения (4.30)). То есть уравнение для прогноза дисперсий примет вид:

$$\{бU^2\}_t + \{U\}\{бU^2\}_x + 2\{бU^2\}\{U\}_x = 0 \tag{4.31}$$

Система уравнений (4.29), (4.31) представляет собой уравнения нелинейной стохастико-динамической модели для прогноза средних значений $\{U\}$ и дисперсий $\{бU^2\}$при известном их распределении в некоторый момент времени. Согласно общему алгоритму усвоения, в моменты выполнения измерений U коррекция прогнозируемых величин будет осуществляться по соотношениям:

$$U^{\wedge} = \{U\} + \sum_{i=1}^{N} g_i\,[U_{изм} - \{U\}]\,,$$

$$P^{\wedge}_{ij} = P_{ij} - \sum_{i=1}^{N} g_i\, P_{il}\,,$$

$$P_{lj} = \sum_{i=1}^{N} g_i\, P_{ij}\,,\ j=1,N, \tag{4.32}$$

$$P_{ij} = \{бU^2_i\}^{1/2}\,\{бU^2_j\}^{1/2}\,Q,$$

$$Q = \{бU_i\, бU_j\}/\{бU_i^2\}\ \text{при}\ t=0.$$

В работе (Григорьев, 1988) приводятся результаты численных экспериментов по усвоению информации в полученной ДСМ. Эксперименты показали, что учет дисперсий приводит к увеличению точности воспроизведения «истинного» поля, но лишь в течение определенного срока прогноза, что согласуется с общими представлениями о предсказуемости при стохастико-динамическом прогнозе (Лийс, 1979; Fleming, 1971). Отметим еще одну особенность предложенной ДСМ. Правая часть уравнения (4.29) представляет собой аналог турбулентной вязкости в осредненных уравнениях гидродинамики. Но в ДСМ этот член уравнения имеет несколько иной смысл, поскольку отражает в первую очередь степень точности моделирования (дисперсию ошибки) и претерпевает существенные изменения своего численного значения при усвоении данных. Поэтому, если использовать термин «вязкость» для обозначения дополнительных слагаемых, возникающих при осреднении нелинейных уравнений, то в ДСМ имеет смысл использовать выражение «информационная вязкость», поскольку их величина определяется в конечном счете количеством информации в модели относительно реального состояния системы.

Предложенный метод построения динамико-стохастических моделей будет использован далее при создании ДСМ синоптической динамики поля скорости на гидрофизических полигонах.

## 4.5. Простейшая численная ДСМ синоптической изменчивости океана

Наиболее приемлемой для апробации предложенного способа создания динамико-стохастической модели океана, оценки нелинейных эффектов и качества усвоения информации может стать численная ДСМ, созданная на основе уравнения баланса баротропного вихря (4.1). Такая модель оказывается достаточно простой в смысле возможности практической реализации вследствие небольшого количества используемых эволюционных уравнений, что весьма важно для оценки влияния эффектов, вызванных непосредственно усвоением. Кроме того, при использовании ее для исследования движений синоптического масштаба высокое пространственное разрешение на сетке моделируемой области позволяет уменьшить влияние дискретизации и использовать уравнения без вязкости (Ларичев и др., 1988; Федотов, 1988). Важным для достижения целей данной работы оказывается также существенная нелинейность модели (Каменкович и др., 1981, 1982). То есть эффективность проведения численных экспериментов с такой моделью может оказаться достаточно высокой.

Запишем уравнение баланса вихря (4.1) в безразмерной форме с целью придать более лаконичный вид формулам:

$$q_t + e\{V\}_* \nabla \{q\} + \{v\} = 0. \qquad (4.33)$$

То есть якобиан в (4.1) записан в форме скалярного произведения (*) вектора скорости **V** с компонентами (u,v) и градиента завихренности $\nabla q$, $e=U/\beta L^2$ – параметр нелинейности (U, L, β – характерные значения скорости, линейного размера и параметра бета β). Остальные обозначения – прежние.

Это уравнение используется как для теоретических исследований, в частности, эволюции свободной турбулентности, явления самоорганизации и возникновения когерентных структур (Ларичев и др., 1988; Федотов, 1988), так и для моделирования реальной изменчивости океана на синоптических масштабах (эксперимент ПОЛИМОДЕ (Каменкович и др., 1981, 1982, 1985; Грачев, 1985). Кроме того, на основе уравнения для вихря были проведены исследования по имитации усвоения данных натурных наблюдений в моделях динамики океана (Malanotte-Rizzoli и др., 1986; Miller, 1986; Derber, 1989). Причем в этом случае имитировались или использовались как данные контактных наблюдений (Malanotte-Rizzoli и др.,1986), так и спутниковые наблюдения уровенной поверхности (Gaspar и др., 1989). Таким образом, ДСМ, созданная на основе уравнения (4.33), может быть использована как для проведения численных экспериментов с имитацией усвоения данных наблюдений, так и для исследования реальной динамики океана. В первую очередь – для анализа данных наблюдений на гидрофизических полигонах, то есть синоптической динамики вод.

Техника получения прогностических уравнений для условного среднего и дисперсии ошибок из исходного эволюционного уравнения достаточно подробно освещена в предыдущем разделе. Эволюционным уравнением в нашем случае является уравнение для относительной завихренности q. Поэтому «измерения» и усвоение информации будут также производиться в поле завихренности.

Уравнение для условного среднего может быть получено посредством осреднения уравнения (4.33):

$$\{q\}_t + e\{V\}* \{q\} + \{v\} = - e \nabla *\{q'V'\} \qquad (4.34)$$

{} – средние значения, (') – отклонения от средних (ошибки). Прогностическое уравнение для дисперсий находится посредством почленного вычитания (4.34) из (4.33) с последующим умножением на q' и осреднением:

$$\{q'^2\}_t + e\{V\}*\nabla \{q'^2\} + 2\{q'v'\} =$$
$$- 2e\{q'V'\}*\nabla \{q\} - e\{V'*\nabla q'^2\} \qquad (4.35)$$

В случае, когда точность определения начальных средних полей достаточно высока, можно считать, что значения q' существенно меньше {q}. Тогда последним членом в правой части (4.35) (третьим моментом) можно пренебречь вследствие его малости, что обеспечивает сохранение суммарной энстрофии осредненной и «пульсационной» компонент (Thompson, 1986; Григорьев, 1990):

$$\int_S (\{q\}^2 + q'^2)dS = 0.$$

Уравнение для прогноза дисперсий будет иметь вид:

$$\{q'^2\}_t + e\{V\}*\nabla \{q'^2\} + 2\{q'v'\} = - 2e\{q'V'\}*\nabla \{q\}. \qquad (4.35')$$

При необходимости более точное уравнение для дисперсий может быть получено при использовании т.н. «марковского квазинормального замыкания», предложенного Холлоуэем и Хендершоттом (Holloway и др., 1977).

Основную сложность при выводе прогностических уравнений ДСМ составляет нахождение эволюционного уравнения для величины $\{q'V'\}$. Такое уравнение было предложено Томпсоном (Thompson, 1986, 1988):

$$\{q'V'\}_t = - \{q'^2\}[A\nabla\{q\} + B\nabla^2 (\nabla\{q\})] . \tag{4.36}$$

A и B – коэффициенты, которые определяются по следующим соотношениям:

$$A = (\pi/4)k^2\int_0^R r^3\, G(r)\Phi(r)dr , \tag{4.37}$$

$$B = (\pi/4)k^2\int_0^R r^3\, G(r)F(r)dr ,$$

где k – характеристическое волновое число начального поля ошибок, R – радиус моделируемой пространственной области, имеющей центр в точке $r_0$ $(x_0, y_0)$, $G(r)=(1/2\pi)\ln(r/R)$ – логарифмический потенциал, а $\Phi(r)$ и $F(r)$ – нормированные корреляционные функции специального вида, определяемые как

$$\Phi(r) = \{\nabla^2 v'(r)\ \nabla^2 v'(r_1)\}/\{\nabla^2 v'(r\nabla^2)\ v'(r)\} , \tag{4.38}$$

$$F(r) = \{v'(r)\ \nabla^2 v'(r_1)\} / \{v'(r)\ \nabla^2 v'(r)\}.$$

Уравнение (4.36) было получено путем качественного анализа производной $\{q'V'\}$ по времени. При выводе этого уравнения были использованы следующие предположения: начальное поле ошибок изотропно и однородно, в течение времени прогноза – квазиизотропно, нормированные корреляционные функции $\Phi(r)$ и $F(r)$ сохраняют свою начальную форму. Подробный вывод уравнения приведен в работе (Thompson, 1986).

Уравнения (4.34), (4.35') и (4.36) представляют собой уравнения ДСМ, предложенной Томпсоном для прогноза ошибок оценок среднего поля, что полностью соответствует требованиям к прогностической части ДСМ.

В силу того, что необходимое для слежения за эволюцией ошибки уравнение может быть получено в рамках используемой модели только для ошибки оценки завихренности, алгоритм усвоения также предполагает наличие информации о поле относительной завихренности. Его можно получить несколькими способами. Например, из измеренного поля скорости по определению (q=dv/dx-du/dy); посредством пересчета в значение поля завихренности значений известного поля функции тока согласно уравнению Пуассона ($q=\nabla^2\psi$), или возвышений уровня h при спутниковой высотометрии (согласно соотношениям $\psi$ =-(g/f)h (Wunsch и др., 1980; Кондратьев и др., 1984; Дорофеев и др., 1986; Коротаев, 1988). В рамках работы использованы два варианта получения измерений завихренности. В численных экспериментах использованы поля, полученные при имитационном моделировании «истинной» эволюции некоторого исходного поля. В экспериментах с натурными данными использованы значения полей завихренности, вычисленные по профильтрованным полям функции тока, полученным, в свою очередь, по данным измерений скорости в ходе эксперимента ПОЛИМОДЕ (Грачев и др., 1984).

Будем считать, что в момент времени t имеются измерения завихренности в некоторых точках моделируемой области r(x,y), i=1,N (N – количество точек измерений). Тогда прогностические уравнения модели могут быть дополнены алгоритмом коррекции прогнозируемых характеристик. В данном случае он будет иметь следующий вид:

$$\{q\}^\wedge(r) = \{q\}(r) + \sum_{i=1}^{N} g(r,r_i)[q_{изм}(r_i) - \{q\}(r_i)] \,, \tag{4.39}$$

$$\{q'^2\}^\wedge(r) = \{q'^2\}(r) - \sum_{i=1}^{N} g(r,r_i)P(r,r_i) \,, \tag{4.40}$$

$$\{q'V'\}^\wedge(r) = \{q'V'\}(r) - DqV \,, \tag{4.41}$$

$$P(r,r_i) = \sum_{J=1}^{N} g(r,r_j)P(r_i,r_j),\ i=1,N. \qquad (4.42)$$

Смешанная дисперсия $\{q'V'\}$не может быть выражена через $\{q'\}$ (Berger, 1985; Thompson, 1986). Но в то же время, как будет показано ниже в разделе, посвященному оптимизации алгоритма ДСМ, однозначно связана с корреляционной функцией P, которая меняет свой вид при усвоении. Поэтому необходима коррекция $\{q'V'\}$, которая может быть приближенно выполнена введением поправки DqV, исходя из предположения, что вся информация о степени коррекции $\{q\}$ и $\{q'^2\}$ заключена в значениях поля $q''(r)=\{q\}'(r)-\{q\}(r)$. Тогда значение DqV можно найти следующим образом:

1. определяется поле невязок прогноза $q''(r)=\{q\}'(r)-\{q\}(r)$;

2. поле $q''(r)$ через уравнение Пуассона пересчитывается в поле невязок функции тока $\psi''(r)$;

3. определяются величины $V''$, соответствующие полю $\psi''(r)$;

4. рассчитываются значения $DqV=q''V''$ ;

То есть производится согласование полей прогнозируемых характеристик, основанное на их однозначной (в рамках уравнений модели) взаимосвязи.

Очевидно, что качество усвоения будет определяться точностью расчета весовых коэффициентов g при решении системы уравнений Колмогорова (4.42). Или, по сути – точностью оценки корреляционной функции поля ошибок P. Как уже указывалось выше, традиционным при динамико-стохастическом моделировании является ее представление в виде:

$$P(r,r_1) = \{q'^2\}^{1/2}(r)\{q'^2\}^{1/2}(r_1)Q(|r-r_1|), \qquad (4.43)$$

$$Q(|r-r_1|) = \{q'(r)q'(r_1)\}/\{q'^2\}(r). \qquad (4.44)$$

Q – нормированная корреляционная функция поля ошибок в начальный момент времени, считается сохраняющей свою форму в течение всего срока расчетов. Подставив соотношение (4.43) в (4.42) и разделив обе части равенства на величину $\{q'^2\}^{1/2}(r_i)$, получим систему уравнений

$$\sum_{j-1}^{N} g(r,r_j)\{q'^2\}^{1/2}(r_j)Q(|r_i-r_j|)=\{q'^2\}^{1/2}(r)Q(|r-r_i|),\ i=1,N \qquad (4.45)$$

В этом случае для усвоения необходимо иметь прогностическое поле дисперсий ошибки и знать вид функции Q. Параметризация типа (4.43) была предложена и использовалась для усвоения данных о поле плотности, допуская возможность ее автомодельного представления для квазилинейных процессов (Кныш и др., 1978; Тимченко, 1981). Эту параметризацию можно также получить как следствие определения нормированной корреляционной функции типа Q в случае неоднородного поля ошибок. Однако в случае усвоения информации о поле скорости (завихренности), а не сравнительно консервативных полях температуры и солености (плотности), вопрос о форме параметризации корреляционной функции остается открытым. В частности, естественным для ДСМ Томпсона (см. выражения для Ф и F (4.38)) было бы следующее ее представление:

$$P(r,r_1)=\{q'^2\}(r)Q(|r-r_1|)\ . \qquad (4.46)$$

В этом случае система уравнений для нахождения весовых коэффициентов примет вид:

$$\sum_{j=1}^{N} g(r,r_j)Q(r_i-r_j) = Q(|r-r_i|),\ i=1,N\ , \qquad (4.47)$$

что соответствует предположению о сохранении начальной однородности и изотропии поля ошибок и пренебрежению изменениями формы корреляционной функции при усвоении информации. Отметим, что процедура усвоения в этом случае совпадает с алгоритмом оптимальной интерполяции (Гандин, 1961, 1976).

Таким образом, различие между способами нахождения весовых коэффициентов, отраженных в соотношениях (4.45) («фильтрация») и (4.47) («интерполяция») является следствием принятых предположений о характере эволюции корреляционой функции поля ошибок при усвоении информации. Слова «фильтрация» и «интерполяция» взяты в кавычки для отражения определенной ограниченности этих понятий здесь и далее в этом разделе монографии. Фильтрация в данном случае предполагает только прогнозирование корреляционной функции (дисперсии) и ее коррекцию при усвоении. Учет внешних источников ошибок, а также ошибок измерений, возможный при использовании методов оптимальной фильтрации и оптимальной интерполяции в полном виде, не используется. Далее термины «фильтрация» и «интерполяция» будут использоваться без кавычек, включая в себя оговоренные ограничения. Положительным результатом использования фильтрации может быть учет вызванной усвоением неоднородности полей и вследствие этого – повышение точности моделирования. Но возможные ошибки при прогнозе дисперсий, либо неточность аппроксимации по известному их распределению, могут ограничивать целесообразность использования этого алгоритма. Интерполяция сравнительно проста в реализации. Но возможность ее применения может быть ограничена при значительной «наведенной» усвоением неоднородности поля ошибок, поскольку алгоритм интерполяции не позволяет отразить изменение формы корреляционной функции. В рамках этой работы будут применяться оба представленных алгоритма усвоения. В первую очередь для сравнительной оценки эффективности их использования.

Система прогностических уравнений, используемых для их численной аппроксимации, может быть записана в следующем виде:

$$d/dt\{q\} + eJ(\{\psi\},\{q\}) + d/dx\{\psi\} = - e(d/dx\{q'u'\} + d/dy\{q'v'\}) , \tag{4.48}$$

$$d/dt\{q'_2\} + eJ(\{\psi\},\{q'^2\}) + 2\{q'v'\} = - 2e(d/dx\{q'u'\}\, d/dx\{q\} + d/dy\{q'v'\}\, d/dy\{q\}) , \tag{4.49}$$

$$d/dt\{q'u'\} = -\{q'_2\}[A d/dx\{q\} + B\nabla^2 (d/dx\{q\})], \quad (4.50)$$

$$d/dt\{q'v'\} = -\{q'_2\}[A d/dy\{q\} + B\nabla^2 (d/dy\{q\})], \quad (4.51)$$

$$\{q\} = \nabla^2\{\psi\}. \quad (4.52)$$

В численной аппроксимации эволюционных уравнений на первом шаге по времени и на каждом последующем шаге после усвоения производная по времени d/dt аппроксимировалась конечными разностями первого порядка. На последующих шагах использовалась схема «чехарда» (второй порядок точности). Пространственные производные d/dx и d/dy аппроксимировались центральными разностями (второй порядок точности) (Роуч, 1980). Для представления якобиана J() использовалась схема Аракавы (Arakava, 1966). Уравнение Пуассона (4.52) для нахождения функции тока решалось методом Хокни (1965).

Схема, предложенная Каменковичем, Ларичевым и Харьковым для баротропной модели синоптической динамики океана (1981), обеспечивает сохранение интегральных инвариантов – энергии и энстрофии, – для суммы осредненной и «пульсационной» компонент полей. Эффективность ее применения для численного моделирования эволюции полей скорости была продемонстрирована, в частности, в работах (Каменкович и др., 1982, 1985; Ларичев и др., 1988).

Приведенное описание численной аппроксимации прогностических уравнений полностью соответствует условиям проведения численных экспериментов по тестированию модели и усвоению данных методом имитационного моделирования. В этих случаях для устранения возможных краевых эффектов используются граничные условия периодичности. В экспериментах с усвоением натурных данных используется несколько иная численная схема для граничных сеточных точек моделируемой области.

### 4.6. Численные эксперименты с усвоением информации в ДСМ синоптической динамики океана

В этом разделе будут описаны условия проведения экспериментов – характеристика расчетной сеточной области, методика имитации неопределенности задания начальных полей методом имитационного моделирования. То есть для случая, когда все необходимые условия могут быть заданы исследователем согласно поставленным целям. Описание условий проведения экспериментов с усвоением натурных данных будет дано ниже в соответствующем разделе.

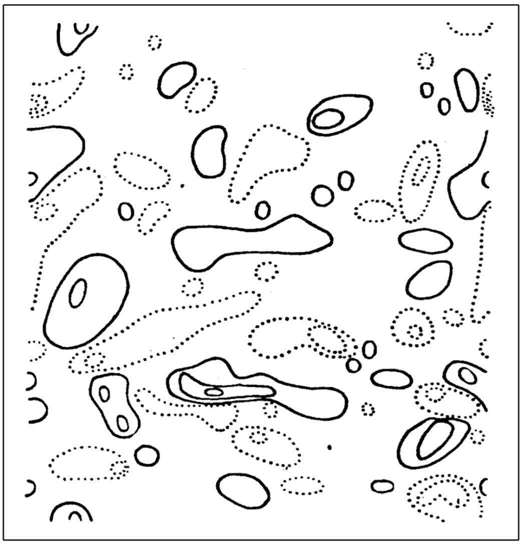


***Рис. 4.1.*** *Исходное поле завихренности для имитационных экспериментов. Сплошные изолинии соответствуют положительным значениям, пунктирные – отрицательным.*

Расчетная сеточная область представляла собой квадрат со стороной, равной $2\pi$ в безразмерных единицах. В размерных величинах сторона квадрата принята равной $2\pi L=750$ км (L – характерный линейный масштаб). В этом случае при характерном значении $\beta$=2E-11$(м\cdot с)^{-1}$ для широты 30 градусов единице безразмерного времени будет соответствовать значение $T=(\beta L)^{-1}$ =4,8 суток (Ларичев и др., 1988). Использовалась равномерная расчетная сетка (129х129) узлов (шаг по пространству dx=5.86 км). В качестве исходного «истинного» поля использовалось одно из модельных полей, полученных в экспериментах по исследованию явления самоорганизации турбулентности на β-плоскости (Ларичев и др., 1988; Федотов, 1988). Вид исходного поля завихренности показан на Рис. 4.1. Поле аппроксимируется гауссовым распределением вероятности (Федотов,1988), что дает возможность гарантировать гауссовость начальных полей ошибок, полученных путем некоторого линейного преобразования исходного поля. Используются граничные условия периодичности.

Неточность задания начальных полей для ДСМ можно имитировать различными способами, удовлетворяющими условию возможности моделирования некоторого единственного «истинного» процесса. К сожалению, этому условию не удовлетворяют широко распространенные для имитации неопределенности с заданными статистическими свойствами методы генерации случайных полей типа Монте-Карло (Penland, 1989). Нельзя считать удачным также подход, основанный на зашумлении исходного поля «белым» шумом, хотя формально применение такого метода возможно. В этом случае начальная корреляционная функция поля ошибок будет иметь вид δ-функции, что не соответствует ее «стандартному» виду для гидрофизических полей.

Неточность задания начальных полей для океанологических моделей обусловливается в первую очередь дискретным характером проведения наблюдений, к тому же сглаженных на определенном временном интервале. То есть начальное поле для модели можно рассматривать как некоторое сглаженное по пространству и времени представление «истинного» поля. Имитацию подобного задания начальных полей можно было бы использовать и в данном случае. Но поскольку сглаживанию полей в физическом пространстве соответствует взвешивание их спектров (Коняев, 1981), удобнее имитировать неопределенность путем спектрального разделения исходного поля на осредненную и «пульсационную» составляющие с некоторым граничным волновым числом $k_{гр}$. То есть осуществлять переход к представлению исходного поля в виде соответствующих дискретным пространственным волновым числам амплитуд гармоник и их фаз с последующим «восстановлением» полей средних значений ($k<k_{гр}$) и «ошибок» ($k>k_{гр}$) обратным преобразованием Фурье. Такой способ позволяет удобно осуществлять разделение исходного поля по единому алгоритму с заданием необходимого уровня неопределенности. Он отражает специфику моделирования гидрофизических процессов и обеспечивает реалистичный вид начальных корреляционных функций поля ошибок, а также удовлетворяет общему определению соотношения между эталонной и «рабочей» моделью при имитационном моделировании, согласно которому должна быть обеспечена возможность получения статистических характеристик «рабочей» модели по известным «эталонным» (Murphy и др., 1990). В качестве меры неопределенности будет использоваться отношение начальной дисперсии поля ошибок к дисперсии среднего поля $rel=<\{q'^2\}>/<\{q\}^2>$ (здесь и далее <> означает осреднение по сеточной области).

По полученным таким образом начальным полям ошибок могут быть найдены все необходимые для моделирования величины. В соответствии с предположением об однородности и изотропии начального поля ошибок определения скорости, на основании которого выведены уравнения для $\{q'V'\}$ в СДМ Томпсона (Thompson, 1986), начальное поле дисперсии $\{q'^2\}(r)$ находится из поля ошибок завихренности $q'(r)$ как $\{q'^2\}(r)=<q'(r)>$, а значения начальных полей смешанных дисперсий принимаются равными нулю: $\{q'V'\}(r)=0$. В соответствии с выражениями (4.38) рассчитываются корреляционные функции $\Phi(r)$ и $F(r)$, по соотношению (4.37) – коэффициенты A и B, и согласно своему определению (4.44) – нормированная функция $Q(r)$, которая считается сохраняющей свою форму в течение всего времени модельных расчетов.

Для соответствия используемым предположениям о характере неопределенности моделирования (отсутствие внешней функции возбуждения и ошибки «измерений», неадекватность модели заключена только в неопределенности задания начальных полей), эталонная модель и ДСМ были реализованы на сетках одинаковой густоты в одной и той же расчетной сеточной области. Густота сетки при максимальном сроке прогноза, равном 9 ед. безразмерного времени (43.2 сут.), оказалась достаточной для того, чтобы в спектрах рассчитанных полей не наблюдалось характерной «накачки» в области больших значений волновых чисел, обусловленной влиянием подсеточных компонент. В данной постановке задачи это влияние можно было бы интерпретировать как наличие некоторой функции возбуждения, которая должна быть учтена в уравнениях ДСМ. Поэтому искажения, вызванные дискретизацией, можно считать несущественными, а функцию возбуждения равной нулю. Отсутствие искусственной вязкости в уравнениях модели позволяет избежать возможности появления нефизичных структур типа погранслоя возле точек с данными при их усвоении (Bennett, 1987).

Имитация эволюции исходного «истинного» поля осуществлялась на основе уравнения

$$q_t + eV^* \nabla q + v = 0. \tag{4.53}$$

Преобразование исходного поля с параметром нелинейности $e=U/\beta L^2=1$ к виду, необходимому для «линейного» прогноза, осуществлялось посредством нормировки исходного поля функции тока на коэффициент 10. Ему соответствовало характерное значение скорости U=0.5 см/с.

Пример вида начальных нормированных корреляционных функций «истинного» поля, осредненных полей и полей «ошибок» для уровня неопределенности **rel**=0.34 приведен на Рис. 4.2.

Одновременные «измерения» без искажения (т.е. в отсутствии ошибки измерений) имитировались в равноудаленных друг от друга точках расчетной сеточной области (Рис. 4.3).

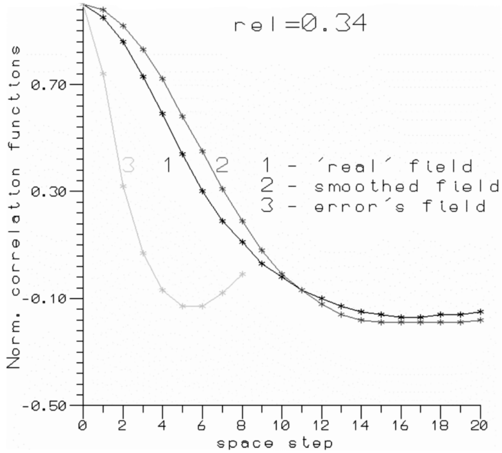



***Рис. 4.2.*** *Вид нормированных корреляционных функций «истинного» поля завихренности (1), сглаженного поля (2) и поля ошибок (3) для уровня неопределенности rel=0.34 при t=0.*

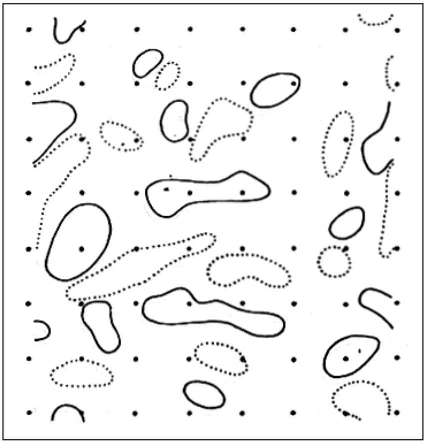


***Рис. 4.3.*** *Схема расположения точек «измерений» в имитационных экспериментах (N=64).*

В приближении однородности поля ошибок целесообразно в качестве количественной меры точности прогноза и усвоения использовать осредненную по расчетной сеточной области квадратичную ошибку прогноза завихренности. Для достижения единообразия графического представления эволюции величины ошибок удобно использовать ее следующее представление:

$$Err(t) = (\langle q'^2(t)\rangle - \langle q'^2(t\ )\rangle) \ /\ Norm\ , \qquad t_0 < t < t_{max}\ ,$$

где $q'=q-\{q\}$, $t_0 =0$, $t_{max}=9$, величина нормирующего делителя определялась как $Norm=\langle q'^2(t_{max})\rangle-\langle q'^2(t_0)\rangle$ в расчете без усвоения. Следствием такого представления будет распределение величин значений ошибок от 0 до 1 в расчетах без усвоения.

В экспериментах использовались следующие параметры модели:

1. уровень неопределенности **rel**: 0.16, 0.25, 0.34, 1.47 (граничные волновые числа $k_{гр}$ : 16 , 12, 10, 5);

2. дискретность усвоения **δt**: 0.9, 1.8, 2.7, 3.6 единиц безразмерного времени (4.3, 8.6, 13.0 и 17.3 суток);

3. число точек усвоения **N**: 64, 36, 16;

4. степень нелинейности **e**: 0.1, 1.

Заметим, что пространственная частота наблюдений может вызывать эффекты, подобные влиянию временной частоты (дискретности усвоения), поскольку также будет приводить к определенным искажениям формы корреляционной функции поля ошибок. Поскольку эксперименты были проведены для регулярной сети «наблюдений» (точки «наблюдений» находились на равном расстоянии друг от друга и равномерно распределены по пространству), качество усвоения при данном количестве усваиваемой информации прямо зависит от радиуса корреляции поля ошибок $R_{cor}$. В нашем случае 64 точкам наблюдений соответствуют (в зависимости от уровня неопределенности моделирования) расстояния между точками от $2R_{cor}$ до $3R_{cor}$. Соответственно 36 точкам – от $3R_{cor}$ до $4R_{cor}$, и 16 точкам – от $4.5R_{cor}$ до $6.5R_{cor}$. Используемые в экспериментах соотношения радиусов корреляции полей ошибок к радиусам корреляции истинных полей были приблизительно равны 1/3 (Рис. 4.2).

Результаты экспериментов будут описаны в соответствии с оценками влияния каждого из варьируемых параметров, с приведением только характерных или иллюстрирующих выводы графиков. Отдельно будут рассмотрены также результаты использования фильтрации и интерполяции в форме их сравнения с целью определения степени влияния вызванной усвоением анизотропии корреляционной функции ошибок на точность прогноза и качество усвоения.

## Эксперименты с линейной ДСМ

Линейный вариант моделирования интересен главным образом тем, что параметризация корреляционной функции типа (4.43), (4.44), по существу определяющая результаты использования алгоритма фильтрации, была предложена для квазилинейных ДСМ океана. Поэтому имеет смысл предварить исследования реакции на усвоение информации нелинейной модели экспериментами в линейном приближении.

Прогностические уравнения линейной ДСМ (принимая **e**=0) могут быть записаны в виде

$$\{q\}_t + \{v\} = 0 \,,$$

$$\{q'\,2\}_t + 2\{q'v'\} = 0 \,,$$

$$\{q'v'\}_t = - \{q'^2\}[A d\{q\}/dy + B \nabla^2 (d\{q\}/dy)] \,.$$

В силу необходимости учета лишь смешанной дисперсии {q'v'} в уравнении для дисперсии $\{q'^2\}$ можно ограничиться лишь одним из уравнений для {q'V'}.

Численные эксперименты проводились для уровней неопределенности **rel**, равных 0.16 и 0.34, дискретности усвоения **δt**, равной 0.9, 1.8, 2.7, 3.6 единиц безразмерного времени и количестве точек «измерений» **N**, равному 64, 36 и 16. Результаты экспериментов с различной дискретностью проиллюстрированы рисунком 4.4 для уровней неопределенности **rel**=0.16 и числе точек усвоения **N**=64 (интерполяция). Подобные результаты получаются и при иных значениях N. Как видно из рисунков, при усвоении в любой момент времени практически полностью уничтожается максимально во з-можная (при заданном числе точек измерений) часть неопределенности задания начальных полей. При этом кривая возрастания ошибки со временем параллельна кривой, рассчитанной без усвоения данных. Зависимость падения величины ошибок от количества точек измерений отражена на Рис. 4.4 для rel=0.16 и δt=0.9. Применение для усвоения алгоритмов фильтрации и интерполяции дает по сути аналогичные результаты.

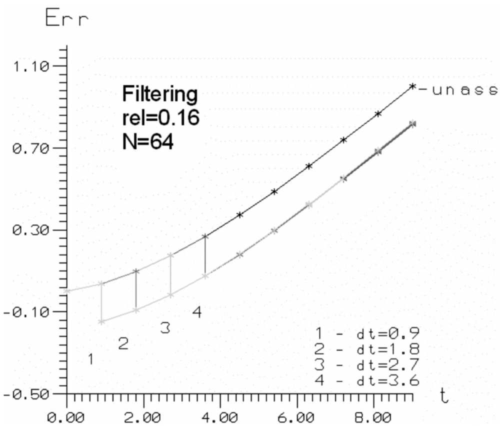



***Рис. 4.4.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при различной дискретности усвоения бt для линейной ДСМ. Уровень неопределенности rel=0.16, число точек усвоения N=64, интерполяция. 0 – расчет без усвоения, 1 – бt=0.9 , 2 – бt=1.8 , 3 – бt= 2.7, 4 – бt=3.6.*

Качественно те же результаты получены и при ином уровне неопределенности и дискретности усвоения. То есть падение ошибки отмечается лишь в первый момент усвоения, при этом уничтожается практически вся доступная неопределенность. Величина падения ошибки прямо пропорциональна количеству точек усвоения (количеству вносимой информации). Тенденция роста ошибок после усвоения параллельна своему аналогу в расчетах без усвоения. То есть влияние пространственной дискретности усвоения аналогично влиянию дискретности по времени. В качественном смысле результаты экспериментов с различными уровнями начальной неопределенности моделирования практически идентичны, за исключением некоторых различий при использовании для усвоения алгоритмов фильтрации и интерполяции. Эти различия будут специально рассмотрены ниже. Для подтверждения же указанной идентичности результатов при различных уровнях неопределенности можно обратиться к уже упомянутым рисункам 4.4 и 4.5.

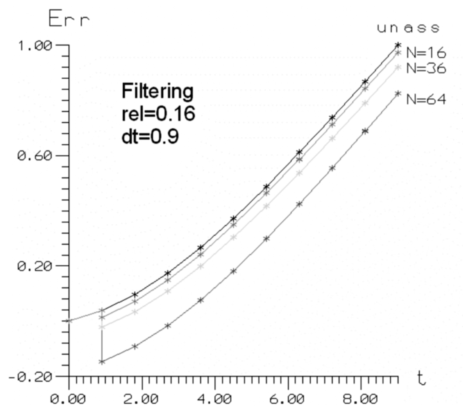



***Рис. 4.5.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при различном числе точек усвоения N для линейной ДСМ. Уровень неопределенности rel=0.16, дискретность усвоения δt=0.9, фильтрация. 0 – расчет без усвоения, 1 – N=16, 2 – N=36, 3 – N=64.*

Количественные отличия между результатами использования фильтрации и интерполяции минимальны. Но в качественном отношении следует отметить, что интерполяция имеет преимущества во всех вариантах экспериментов при rel=0.16. По-видимому, при столь низком уровне ошибок в линейном варианте расчетов преимущества использования фильтрации попросту не проявляются. При rel=0.34 и N=64 всегда имеет преимущество применение фильтрации (Рис. 4.6). При том же уровне ошибки, но N=36 или N=16 к лучшим результатам приводит использование интерполяции (Рис. 4.6).

То есть при увеличении уровня ошибок фильтрация имеет стабильное преимущество тогда, когда наиболее заметны искажения в форме корреляционной функции – при максимальном числе точек усвоения. В ином случае ее применение нецелесообразно. В рамках данной постановки задачи невозможно проведение экспериментов при значительных абсолютных значениях скоростей движения, что позволило бы более точно отразить различие между результатами применения двух методов усвоения, поскольку это приведет к столь же значительной нелинейности задачи. Но в качественном смысле можно сделать вывод, что применение используемого алгоритма фильтрации целесообразно лишь при N=64.

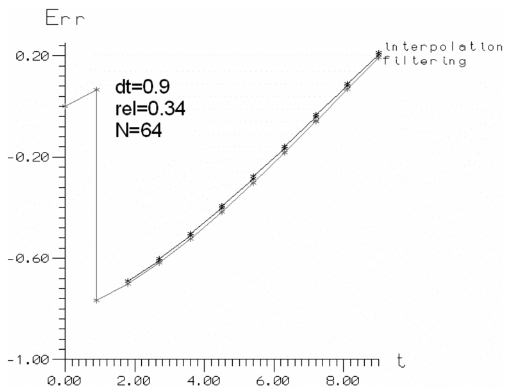



***Рис. 4.6.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при числе точек усвоения N=64, уровня неопределенности rel=0.34 и дискретности усвоения бt=0.9 для линейной ДСМ. 1 – фильтрация, 2 – интерполяция.*

Таким образом, эксперименты с усвоением информации в линейной ДСМ показали, что имеет место линейная зависимость величины падения ошибки от количества внесенной информации. При этом практически вся доступная неопределенность уничтожается уже при первом усвоении. Тенденция роста ошибок после усвоения параллельна своему аналогу при отсутствии усвоения. Преимущества же использования алгоритма фильтрации перед интерполяцией отмечаются лишь при пространственной дискретности усвоения, меньшей радиуса корреляции «истинного» поля (при 64 точках усвоения и учитывая соотношение радиусов корреляции поля ошибок и «истинного поля). Причем в количественном отношении различия результатов с применением обоих методов минимальны.

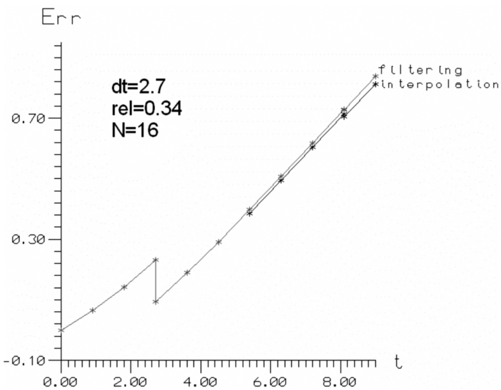



***Рис. 4.7.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при числе точек усвоения N=16, уровне неопределенности rel=0.34 и дискретности усвоения бt=2.7 для линейной ДСМ. 1 – фильтрация, 2 – интерполяция.*

## Эксперименты с нелинейной ДСМ

Результаты усвоения информации в нелинейной ДСМ представляют интерес в связи с тем, что этот вариант наиболее близок к задаче усвоения данных натурных наблюдений (Грачев, 1985; Каменкович и др., 1982; Каменкович, 1985).

Прогностические уравнения нелинейной ДСМ (при **e**=1) имеют вид:

$$\{q\}_t + \{\mathbf{V}\} * \nabla \{q\} + \{v\} = - \nabla * \{q'\mathbf{V}'\} ,$$

$$\{q'^2\} + \{\mathbf{V}\} * \nabla \{q'^2\} + 2\{q'v'\} = - 2\{q'\mathbf{V}'\} * \nabla \{q\} , \qquad (4.55)$$

$$\{q'\mathbf{V}'\}_t = - \{q'^2\}[A \nabla \{q\} + B \nabla 2( \{q\})] .$$

Напомним, что «автомодельная» параметризация была предложена для учета неоднородности корреляционной функции ошибок в квазилинейных ДСМ океана. Поэтому ее использование в нелинейных ДСМ может оказаться не вполне корректным. Но если рассматривать соотношения (4.43), (4.44) как формальное следствие предположения о сохранении степени связности поля ошибок, то есть считая Q коэффициентом корреляции поля ошибок в точках r и $r_1$, то использование этой параметризации в нелинейном случае будет допустимым.

Численные эксперименты проводились для уровней неопределенности **rel**, равных 0.16, 0.25, 0.34 и 1.47, дискретности усвоения **δt**, равной 0.9, 1.8, 2.7, 3.6 единиц безразмерного времени и количестве точек «измерений» **N**, равному 64, 36 и 16. Расчеты без усвоения показали, что использование информации о начальной дисперсии ошибки при прогнозе средних приводит к незначительному увеличению точности прогноза. На Рис. 4.8 приведены графики зависимости ошибки Err от времени при прогнозе по ДСМ (кривая 1) и эталонной модели от сглаженного начального поля (кривая 2). Подобное улучшение прогноза отмечается при всех выбранных величинах относительной ошибки в пределах срока, ограниченного приблизительно 40 сутками. Этот результат дает основания считать, что используемые при выводе уравнений модели предположения об изотропии и малости начальных ошибок (Thompson, 1986) не являются строгими. Т.е. применение данной ДСМ вполне возможно при моделировании реальных полей. Вопрос о целесообразности усложнения модели, учитывая его малую эффективность, в данном случае не принципиален. Важным является достаточная точность прогноза дисперсий, следствием которой и является улучшение прогноза средних значений. Напомним, что модель Томпсона, лежащая в основе ДСМ, предназначена в первую очередь именно для прогнозирования дисперсий ошибок (Thompson, 1986; Thompson, 1988).

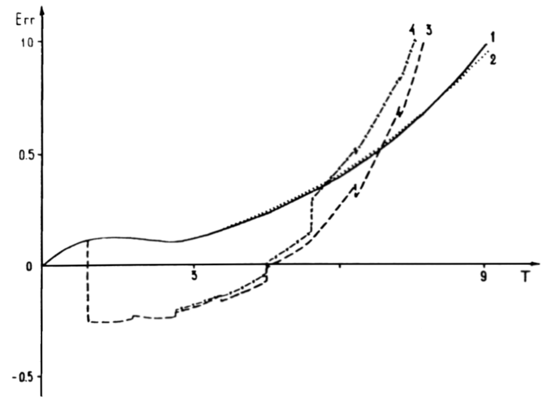



***Рис. 4.8.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при числе точек усвоения N=64, уровне неопределенности rel=0.34 и дискретности усвоения бt=0.9 для нелинейной ДСМ. 1 – без усвоения (ДСМ), 2 – без усвоения (по эталонной модели от сглаженного начального поля), 3 – интерполяция , 4 – фильтрация.*

Главными особенностями результатов усвоения информации в нелинейной ДСМ в сравнении с линейным вариантом являются возрастание крутизны роста ошибки со временем после усвоения (по отношению к ее тенденции в отсутствие усвоения), а также возможность ухудшения модельных оценок в результате усвоения. Первая особенность вызвана нелинейным переносом энергии и энстрофии по спектру моделируемых полей, который вследствие неизбежных ошибок усвоения приводит к дополнительным ошибкам на этапе прогноза. Поэтому этот эффект возрастает при уменьшении дискретности **δt** и увеличении числа точек усвоения **N** и уровня неопределенности **rel**. Поэтому после первого усвоения последующие становятся уже вынужденными при необходимости сохранения некоторого требуемого уровня неопределенности моделирования.

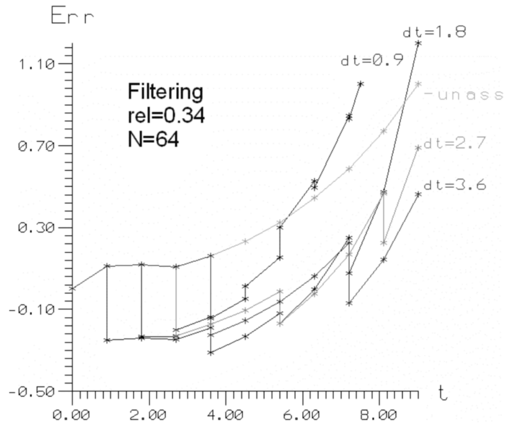



***Рис. 4.9.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при различной дискретности усвоения бt для нелинейной ДСМ. Уровень неопределенности rel=0.34, число точек усвоения N=64, фильтрация. 0 – расчет без усвоения, 1 – бt=0.9, 2 – бt=1.8, 3 – бt=2.7, 4 – бt=3.6.*

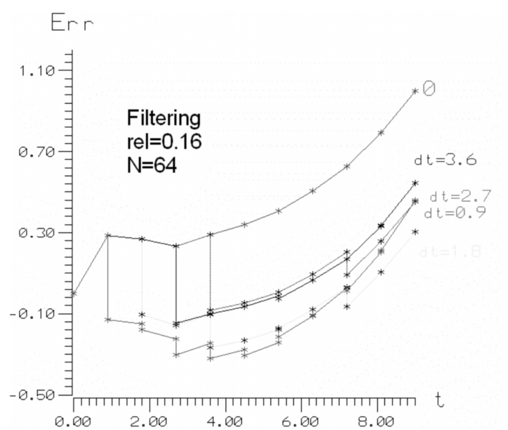



***Рис. 4.10.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при различной дискретности усвоения бt для нелинейной ДСМ. Уровень неопределенности rel=0.16, число точек усвоения N=64, фильтрация. 0 – расчет без усвоения, 1 – бt=0.9, 2 – бt=1.8, 3 – бt=2.7, 4 – бt=3.6*

Вторая особенность проявляется при усвоении с минимальной дискретностью **δt**=0.9, когда неоднородность поля ошибок и ее влияние на качество усвоения будет максимальным (Рис. 4.8–4.10). По-видимому, этот эффект является следствием вызванной предыдущими усвоениями неоднородности корреляционой функции поля ошибок, сглаживаемой вследствие нелинейного «размывания» в процессе счета при увеличении дискретности **бt**. Ухудшение оценки наблюдается при использовании для усвоения обоих вариантов алгоритмов. В случае применения интерполяции рост ошибки вызван отсутствием возможности учета существенной при частом усвоении неоднородности корреляционной функции. При фильтрации причиной является недостаточно точное отражение существующего изменения формы корреляционной функции при параметризации и ошибки прогноза дисперсий. Отметим, что характерное время «восстановления» возмущенной при усвоении корреляционной функции совпадает с характерным синоптическим масштабом времени (4.8 суток).

Результаты экспериментов с различным числом точек усвоения приведены на рисунках 4.11–4.13. Их основная особенность – уменьшение со временем преимущества усвоения относительно большого количества информации вследствие внесения и больших искажений в моделируемые поля, что ведет к ухудшению прогноза вследствие нелинейности. Этот эффект проявляется в основном при сравнении вариантов с 64 и 36 точками усвоения и усиливается при увеличении уровня ошибок **rel**, а также при уменьшении дискретности усвоения. Лишь для минимального принятого уровня неопределенности (**rel**=0.16) зависимость падения ошибок при уменьшении количества точек «измерений» (количества вносимой информации) близка к линейной. Поскольку степень искажения формы корреляционной функции напрямую зависит от числа точек усвоения, при его уменьшении падает сравнительное преимущество использования фильтрации там, где оно имело место. Как и в линейном случае, влияние вносимых искажений в форму корреляционной функции становятся значимыми при числе точек усвоения N=64, т.е. при пространственной дискретности усвоения, меньшей радиуса корреляции «истинного» поля.

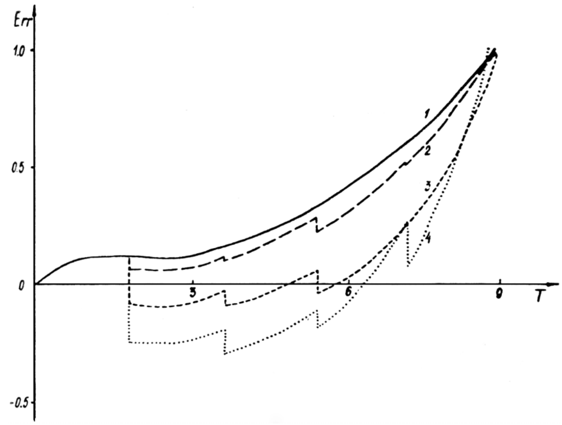



***Рис. 4.11.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при различном числе точек усвоения N для нелинейной ДСМ. Уровень неопределенности rel=0.34, дискретность усвоения бt=1.8, фильтрация. 1 – расчет без усвоения, 2 – N=16, 3 – N=36, 4 – N=64.*

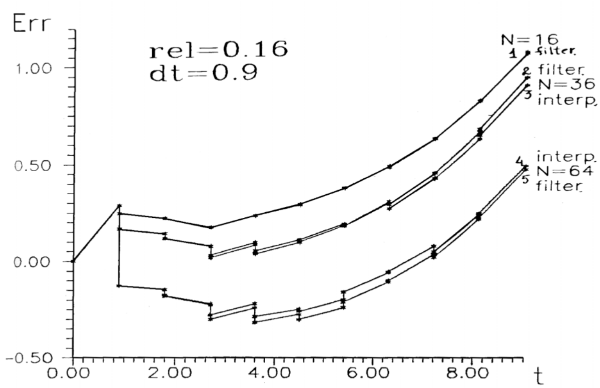



***Рис. 4.12.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при различном числе точек усвоения N для нелинейной ДСМ. Уровень неопределенности rel=0.16, дискретность усвоения бt=0.9. 1 – N=16, 2,3 – N=36, 4,5 – N=64 (2,5 – фильтрация, 3,4 – интерполяция).*

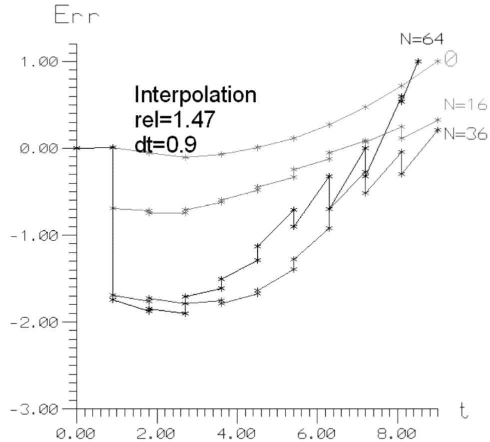



***Рис. 4.13.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при различном числе точек усвоения N для нелинейной ДСМ. Уровень неопределенности rel=1.47, дискретность усвоения бt=0.9, интерполяция. 0 – без усвоения, 1 – N=16, 2 – N=36, 3 – N=64.*

Влияние величины уровня начальной неопределенности моделирования на уже указанные особенности при различной пространственно-временной дискретности усвоения можно определить следующим образом. С увеличением уровня неопределенности «наведенная» усвоением неоднородность поля ошибок и связанные с ней эффекты усиливаются. То же можно сказать и о нелинейном взаимодействии осредненных и «пульсационных» полей. Поэтому возрастание крутизны роста ошибок и падение относительного преимущества внесения при усвоении большего количества информации будет находиться в прямой зависимости от величины уровня неопределенности **rel** (см., например, рисунки 4.10 и 4.12). В то же время с возрастанием уровня неопределенности, а значит и абсолютных значений дисперсий ошибок, будет уменьшаться точность их прогнозирования (Thompson, 1986). Поэтому можно ожидать снижения качества усвоения методом фильтрации в сравнении с результатами интерполяции.

Проведенные эксперименты показали, что в целом использование фильтрации не имеет стабильного и выраженного преимущества в сравнении с интерполяцией – применение обоих алгоритмов приводит к близким результатам. Использование фильтрации дает преимущество перед интерполяцией в течение всего времени модельных расчетов лишь при малых значениях параметров **rel**=0.16, **δt**=0.9 и максимальном **N**=64. В этом случае влияние ошибок прогноза дисперсий незначительно, и параметризация вида (4.43), (4.44) приводит к удовлетворительным результатам в смысле учета неоднородности. Но с увеличением значений **rel** или уменьшением **N** это преимущество исчезает, предпочтительным оказывается использование интерполяции. При больших ошибках (**rel**=1.47) явное преимущество имеет использование оптимальной интерполяции. Ухудшение результатов усвоения при фильтрации будет неизбежным следствием ошибок прогноза дисперсий.

Из результатов экспериментов с нелинейной ДСМ следует, что наибольшие различия в результатах при использовании двух вариантов усвоения наблюдается при **δt**=0.9, **N**=64 и **rel**=1.47, т.е. когда неоднородность поля ошибок максимальна. Но преимущества использования фильтрации при этом отмечаются только при минимальном уровне ошибок или в течение небольшого срока расчетов. Сопоставляя приведенные значения пространственно-временной дискретности усвоения с характерными масштабами изменчивости и радиуса корреляции «истинного» поля, можно сделать вывод, что влияние «измерений» истинного поля на форму корреляционной функции поля ошибок становится заметным при дискретности усвоения $\boldsymbol{\delta t < T_{char}}$ по времени и $\boldsymbol{\delta l < 3R_{cor}}$, или $\boldsymbol{\delta l < R_{char}}$ по пространству. $\mathbf{T_{char}}$ – характерное время изменчивости «истинного» поля, $\mathbf{R_{cor}}$ – радиус корреляции поля ошибок, $\mathbf{R_{char}}$ – радиус корреляции «истинного» поля. Другими словами, граничные значения пространственно-временной дискретности усвоения имеют порядок характерного времени изменчивости и радиуса корреляции истинных полей. Причем эти оценки оказываются справедливыми как для нелинейного, так и для линейного случаев. Хотя применение используемого алгоритма фильтрации в линейном варианте приводит к лучшим результатам в сравнении с интерполяцией, чем в нелинейном. Если условия проведения эксперимента не позволяют превысить указанные значения дискретности, корректным и целесообразным будет использование алгоритма интерполяции. В ином случае необходимо применение фильтрации. Но преимущества ее использования в нелинейном случае будут проявляться лишь при относительном уровне ошибки (по дисперсии), не превышающей 20% в случае существенной нелинейности, или в течение ограниченного срока прогноза (до 20 суток).

Граничный временной масштаб можно интерпретировать как характерный интервал «восстановления» возмущенной при усвоении формы корреляционной функции поля ошибок до стационарного состояния. Поэтому при его превышении оптимальная интерполяция, в основе которой и лежит предположение о стационарности, будет наилучшим методом усвоения. При меньшей дискретности необходимо учитывать изменение формы корреляционной функции, в противном случае возможно ухудшение прогностической оценки поля после усвоения как следствие некорректности применяемого алгоритма. То есть мы вынуждены применять методы оптимальной фильтрации. Нелинейность задачи в данном случае будет определять возможность возвращения к стационарному виду корреляционной функции, обеспечивая возможность нелинейного переноса энергии и энстрофии по спектру волновых чисел.

## Оптимизация алгоритма ДСМ

Результаты экспериментов с линейной и нелинейной моделями могут быть использованы для оптимизации алгоритма нелинейной ДСМ. Под оптимизацией в данном случае подразумевается определенная модификация алгоритма модели, позволяющая повысить точность моделирования при сокращении числа необходимых операций. В частности, можно сделать как минимум два предположения, при подтверждении которых можно существенно упростить как прогностический блок ДСМ, так и алгоритм усвоения. Первое из них сводится к возможности неучета дисперсий при прогнозе средних значений. Основанием для такого упрощения является отмеченное выше малое влияние учета дисперсий на величину ошибок прогноза. В то же время, учитывая вынужденно приближенный вид прогностических уравнений (Thompson, 1986) и алгоритма коррекции смешанных дисперсий, можно ожидать значительную «чувствительность» ДСМ к ошибкам при усвоении информации. Второе предположение касается не вполне корректной в нелинейном случае «автомодельной» параметризации корреляционной функции. Основанием для этого служат лучшие результаты применения алгоритма фильтрации в линейном варианте расчетов в сравнении с нелинейным. Учитывая тот факт, что использование алгоритма фильтрации целесообразно лишь при минимальной дискретности усвоения, может оказаться корректным и эффективным применение линейного варианта фильтрации в нелинейной ДСМ. Оба указанных предположения были проверены с целью выбора оптимального вида алгоритма нелинейной ДСМ рассматриваемого типа.

Для проверки предположения о повышенной чувствительности нелинейной ДСМ к качеству усвоения, обусловленной свойствами выбранной модели, и оценки степени общности полученных результатов были проведены эксперименты с упрощенной ДСМ следующего вида:

$$
\begin{gathered}
q_t + \mathbf{V} * \nabla q + v = 0. \\
\hat{q}(r) = q(r) + \sum_{i=1}^{N} g(r, r_i)[q_{изм}(r_i) - q(r_i)], \\
\sum_{j=1}^{N} g(r, r_j) Q(|r_i - r_j|) = Q(r - r_i), \quad i = 1, N, \\
Q(r - r_1) = \{q'(r) q'(r_1)\} / \{q'^2\}(r) \text{ при } t = 0.
\end{gathered}
\tag{4.56}
$$

Уравнения (4.56) записаны для средних значений относительной завихренности q. Усвоение производится методом интерполяции. Начальные поля, граничные условия, расчетная сеточная область и время модельных расчетов, а также значения параметров **rel**, **N** и **δt** идентичны используемым ранее. Результаты экспериментов с упрощенной ДСМ в целом совпадают с предыдущими. Модель менее чувствительна к возмущениям, вносимым при усвоении данных, то есть более стабильна. Как и в предыдущих экспериментах, эффект ухудшения оценки среднего поля при усвоении проявляется лишь при **δt**=0.9. Причем эффективность усвоения с этой дискретностью падает с увеличением уровня неопределенности **rel**, что вызвано усилением «наведенной» неоднородности поля ошибок. Таким образом, приведенные ранее результаты обусловливаются в первую очередь используемыми алгоритмами усвоения и нелинейностью модели, и являются качественно общими для ДСМ этого типа. Учитывая большую стабильность модели, в которой вторые моменты не влияют на прогноз средних значений, имеет смысл использовать именно такую модель для усвоения данных «измерений».

Наилучшим результатом оптимизации алгоритма фильтрации для нелинейной модели будет такой его вариант, при котором окажется невозможным качественное ухудшение прогноза в результате усвоения, а количественные оценки ошибок моделирования будут минимальными. Как уже отмечалось выше, использование фильтрации необходимо в тех случаях, когда вносимые при усвоении изменения в форму корреляционной функции поля ошибок существенны, то есть при малой пространственно-временной дискретности усвоения. Но достаточно корректным использование «автомодельной» параметризации может быть лишь при квазилинейной динамике или уровне неопределенности моделирования, меньшим 20%, что лишь в исключительных случаях возможно при работе с натурными данными. Ясно, что степень точности «восстановления» формы корреляционной функции по распределению дисперсий зависит от справедливости соотношения (4.43) в целом, точности прогноза дисперсии $\{q'^{\,2}\}$ и оценки нормированной функции Q. Поскольку условия проведения численных экспериментов позволяют достаточно точно определять вид функции Q, качество «восстановления» будет по существу определяться первыми двумя факторами. Так как фильтрация имеет смысл лишь при усвоении с малой временной дискретностью, применение линейного алгоритма прогноза дисперсий также будет вполне обоснованным. Поэтому целесообразно использовать линейное уравнение для прогноза дисперсий с последующим «автомодельным» восстановлением корреляционной функции ошибок в алгоритме усвоения. То есть поиск наилучшего варианта использования приближенного алгоритма фильтрации по существу может быть ограничен оценками эффективности его применения в нелинейном случае при малой дискретности (с учетом найденных граничных пространственно-временных масштабов), но включать в себя различные уровни неопределенности моделирования. Поэтому численные расчеты и сравнение результатов использования различных алгоритмов усвоения целесообразно проводить главным образом для следующих параметров модели: **e**=1, **N**=64, **δt**=0.9, **rel**=0.16, 0.25, 0.34, 1.47. Иные значения параметров будут использованы лишь для подтверждения соответствия полученных результатов предыдущим экспериментам и выводам.

Для оценки эффективности предложенного подхода были проведены численные эксперименты с ДСМ, прогностические уравнения которой имели следующий вид:

$$\{q\}_t + e\{\mathbf{V}\}^* \nabla\{q\} + \{v\} = 0\,, \tag{4.57}$$

$$\{q'^2\} + 2\{q'v'\} = 0\,, \tag{4.58}$$

$$\{q'v'\}_t = -\{q'^2\}[Ad\{q\}/dy + B\nabla^2(d\{q\}/dy)] \tag{4.59}$$

То есть использовались нелинейное уравнение для прогноза средних полей завихренности (4.57 при **e**=1) и линейное уравнение для прогноза дисперсии (4.58). В отличие от исходной нелинейной ДСМ, в правой части уравнения для завихренности в явной форме не учитывается вклад членов с $\{q'\mathbf{V}'\}$. Поэтому оказывается достаточным прогнозирование только одной компоненты $\{q'v'\}$ вектора $\{q'\mathbf{V}'\}$ для ее учета в уравнении для дисперсии. Вид уравнения (4.59) для прогноза смешанной дисперсии $\{q'v'\}$ в силу специфики его получения остается без изменений. Будем называть предложенный метод «ЛПД-фильтрацией» (LDF-filtering), то есть фильтрацией при линейном прогнозе дисперсий, а используемый ранее – «нелинейной фильтрацией», учитывая условный характер этих названий.

Основные результаты экспериментов с усвоением «наблюдений» методом «ЛПД-фильтрации» проиллюстрированы рисунками 4.14–4.17. На Рис. 4.14 представлена зависимость ошибки Err от времени прогноза при **rel**=0.34, **N**=64, и **δt**=0.9. Как видно из рисунка, предложенный метод (кривая 3) дает наилучший результат, причем преимущество его использования стабильно и значительно.

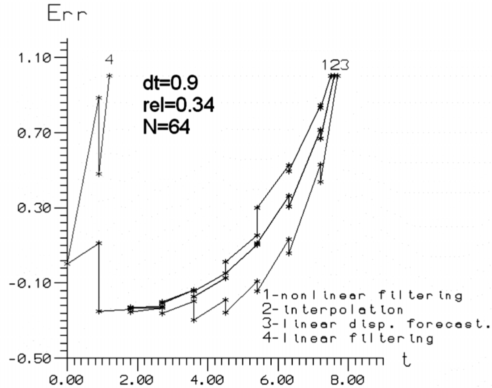



***Рис. 4.14.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при различном уровне неопределенности rel для нелинейной ДСМ без учета дисперсий при прогнозе средних. Число точек усвоения N=64, дискретность усвоения бt=0.9, интерполяция.*
*1 – rel=0.34, 2 – rel=0.25, 3 – rel=0.16.*

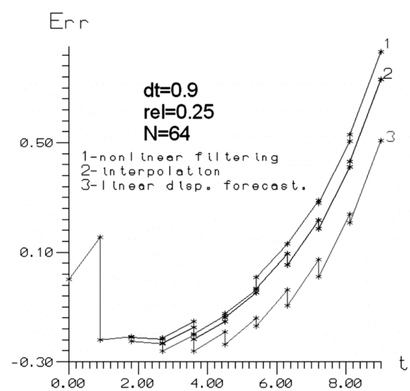



***Рис. 4.15.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при дискретности усвоения бt=0.9, уровне неопределенности rel=0.25 и числе точек усвоения N=64: 1 – нелинейная фильтрация; 2 – интерполяция; 3 – ЛПД-фильтрация.*

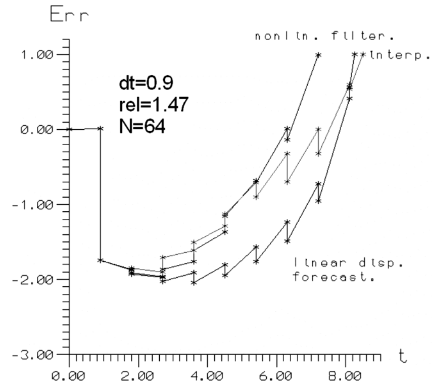



***Рис. 4.16.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при дискретности усвоения бt=0.9, уровне неопределенности rel=1.47 и числе точек усвоения N=64: 1 – нелинейная фильтрация; 2 – интерполяция; 3 – ЛПД-фильтрация.*

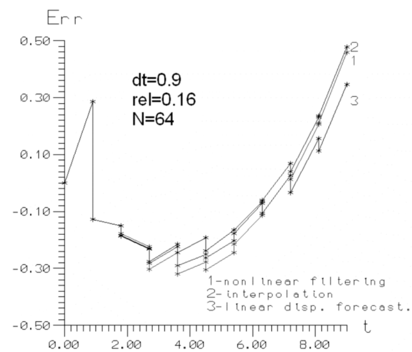



***Рис. 4.17.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при дискретности усвоения бt=0.9, уровне неопределенности rel=0.16 и числе точек усвоения N=64: 1 – нелинейная фильтрация; 2 – интерполяция; 3 – ЛПД-фильтрация.*

Важно также отметить, что применение «ЛПД-фильтрации» не приводит к ухудшению оценок полей в результате усвоения, что имеет место при использовании «нелинейной фильтрации» (кривая 1) или интерполяции (кривая 2). В то же время использование для прогноза завихренности линейного уравнения (4.57 при **e**=0) практически невозможно (кривая 4). Качественно аналогичные результаты получаются при тех же параметрах модели **N** и **δt**, и значениях **rel**, равных 0.25 (Рис. 4.15) и 1.47 (Рис. 4.16). Исключение составляет вариант расчетов при **rel**=0.16 (Рис. 4.17). В этом случае в пределах 3/4 полного срока прогноза (7.2 единиц безразмерного времени, или 26 суток модельного времени) имеет преимущество использование «нелинейной фильтрации». Объяснением этому может быть наивысшая корректность использования полной прогностической системы нелинейных уравнений при минимальном уровне относительной ошибки. При возрастании ошибки упрощенный линейный алгоритм прогноза дисперсий приводит к лучшим результатам, то есть в нелинейном варианте начинают отрицательно проявляться приближения, неизбежно принимаемые при выводе и замыкании системы осредненных нелинейных уравнений.

При увеличении дискретности и при уменьшении числа точек усвоения преимущество использования предложенного метода падает, в количественном смысле все три применяемых способа дают более близкие результаты. Причем возможны как относительно худшие результаты использования ЛПД-фильтрации, так и лучшие в сравнении с двумя другими алгоритмами. В целом полученные результаты соответствуют принятым ранее предположениям о характере эволюции корреляционной функции ошибок при усвоении данных.

На основании результатов экспериментов можно сделать вывод, что при условии проведения «наблюдений» с дискретностью, меньшей по времени характерного времени изменчивости «истинных» полей или по пространству радиуса их корреляции, наилучшим методом усвоения будет фильтрация с использованием линейного прогноза дисперсий (ЛПД-фильтрация). Преимущества использования нелинейной фильтрации в этом случае могут проявляться лишь при уровнях относительной ошибки по дисперсии, меньших 20%. В иных случаях наиболее целесообразным будет применение алгоритма оптимальной интерполяции.

## Эксперименты с усвоением натурных данных

Тип основной применяемой в данном исследовании ДСМ, а также характер используемой информации и методика усвоения ограничивают возможность непосредственного применения полученных результатов в практических целях. В первую очередь предложенная ДСМ синоптической изменчивости океана применима для анализа данных экспериментов на гидрофизических полигонах, таких как Полигон-70, ПОЛИМОДЕ и Мегаполигон (Грачев и др., 1984; Бубнов и др., 1988; Пантелеев и др., 1989).

Имитация единовременных измерений в равноудаленных узлах расчетной сеточной области, применяемая в работе, может интерпретироваться как усвоение данных о поле скорости, полученных на регулярной сети буйковых станций. Данные измерений скорости течений при этом могут быть однозначно пересчитаны в значения завихренности или функции тока в баротропном приближении (Грачев и др., 1984; Коротаев, 1988), что дает возможность непосредственного применения предложенных алгоритмов усвоения. Кроме того, в качестве наблюдений возможно использование данных спутниковых измерений уровенной поверхности океана, которые также могут быть пересчитаны в значения завихренности (Дорофеев и др., 1986). В случае использования таких данных в модели полигона ошибка в определении геоида не важна (Кондратьев и др., 1984; Wunsch и др., 1980) и основной ошибкой в измерениях будет приборная шумовая составляющая. В работе (Дорофеев и др., 1986) показано, что использование спутниковых данных в баротропной модели даже без предварительной фильтрации целесообразно в том случае, если дисперсия шума спутниковых измерений не превышает 10% от дисперсии наблюдаемых полей, что вполне соответствует достигнутой на сегодняшний день точности спутниковой альтиметрии.

В качестве исходной информации о синоптической эволюции вихревого поля используются поля синоптической компоненты функции тока, полученные по данным прямых измерений океанских течений, выполненных в 1977–1978 гг. в рамках эксперимента ПОЛИМОДЕ. Методика подготовки данных описана в работе (Грачев и др, 1984). Полигон представлял собой квадрат со стороной 288 км с центром в точке 29° с.ш., 70° з.д. Массив полей функции тока для каждых суток, заданных на регулярной сетке (17x17) узлов с шагом 18 км для горизонта 700 м был любезно предоставлен Ю.М. Грачевым (Институт океанологии им. П.П. Ширшова РАН). Ошибка наблюдений (величины «шума») была оценена по экспериментальным данным и оказалась равной 0.1 от величины дисперсии синоптической компоненты скорости (Грачев, 1985).

Исходя из требования, чтобы на длину полуволны исследуемых движений приходилось порядка 10 узлов сетки, прогностические модельные расчеты выполнялись на сетке с более тонким горизонтальным разрешением (33x33) с шагом 9 км. Переход к этой сетке при задании начальных полей и граничных значений функции тока и относительной завихренности осуществлялся путем линейной интерполяции. Для расчета относительного вихря во внутренних точках сеточной области использовался стандартный пятиточечный шаблон. На границе завихренность может быть определена через известное значение касательной скорости, которая в свою очередь зависит от приграничных значений функции тока (Харьков, 1985). Такой подход применялся при моделировании синоптической динамики в эксперименте ПОЛИМОДЕ в работах Каменковича, Ларичева и Харькова (Каменкович и др., 1981, 1982, 1983, 1985). В нашем случае была использована методика, которая давала количественно лучшие результаты – градиентная экстраполяция приграничных значений завихренности в граничные точки с последующим сглаживанием косинус-функцией вдоль границ.

Прежде всего следует отметить, что моделирование синоптических движений в районе ПОЛИМОДЕ в те же сроки на основе бароклинной и баротропной квазигеострофических моделей было в свое время выполнено в ИО АН СССР Каменковичем, Ларичевым и Харьковым. Результаты исследований приводятся в работах (Каменкович и др., 1985; Харьков, 1985). Поэтому имеет смысл напомнить некоторые из выводов, сделанных этими авторами, полезные для оценки корректности использования применяемой ДСМ, методики проведения экспериментов и полученных результатов. Было отмечено, что локальный инерционный прогноз возможен на срок до

5 суток, при расчетах на большие сроки имеет преимущества модельный (динамический) прогноз. Отмечается качественное сходство рассчитанных полей с наблюденными. Прогноз по нелинейной модели лучше линейного. То есть эволюция рассматриваемых полей зависит от характера динамики синоптических вихрей внутри области и не определяется лишь граничными условиями задачи. Причем при расчетах на срок до одного месяца использование бароклинной модели не имеет заметных преимуществ по сравнению с баротропным прогнозом. Этот факт свидетельствует в пользу того, что баротропная ДСМ может быть успешно использована для усвоения данных без ее существенного усложнения для учета бароклинности. Ошибка прогноза колеблется с течением времени. Анализ рассчитанных полей показал, что поле вихря прогнозируется значительно хуже поля функции тока. Это связано, по-видимому, с мелкомасштабными особенностями начальных полей вихря, построенным по наблюденным полям функции тока, которые усиливаются в процессе прогноза вследствие нелинейности. Трудно указать какие-то определенные причины возникновения таких особенностей. Но поскольку восстановление поля функции тока по полю вихря сводится к обращению оператора Лапласа, мелкомасштабные особенности в поле вихря проявляются в поле функции тока в значительно ослабленном виде. Естественно, что в первую очередь исследователя интересует прогноз поля функции тока, однако его нельзя улучшить без улучшения прогноза завихренности (Каменкович и др., 1985). К сожалению, эта особенность может серьезно повлиять на качество использования алгоритмов фильтрации, поскольку они основаны именно на использовании прогностических полей завихренности (и ее дисперсии). В целом проведенные исследования свидетельствуют, по мнению авторов, о возможности баротропных прогнозов для отдельных горизонтов на сроки порядка месяца. Поэтому использование в тех же временных рамках баротропной ДСМ также возможно и корректно.

Прогностические уравнения ДСМ и алгоритмы усвоения полностью соответствуют своим аналогам, описанным в предыдущих главах. Для прогноза относительной завихренности применяется уравнение без учета вторых моментов:

$$d/dt\{q\} + eJ(\{\psi\},\{q\}) + d/dx\{\psi\} = 0 , \qquad (4.60)$$

$$\{q\}= \nabla^2\{\psi\}.$$

Уравнения для прогноза дисперсий:

$$d/dt\{q'^2\} + eJ(\{\psi\},\{q'^2\}) + 2\{q'v'\} = - 2e(d/dx\{q'u'\}\ d/dx\{q\} + d/dy\{q'v'\}\ d/dy\{q\}) , \qquad (4.62)$$

$$d/dt\{q'u'\} = - \{q'^2\}[Ad/dx\{q\} + B\nabla^2 (d/dx\{q\})] , \qquad (4.63)$$

$$d/dt\{q'v'\} = - \{q'^2\}[Ad/dy\{q\} + B\nabla^2 (d/dy\{q\})] , \qquad (4.64)$$

Алгоритмы усвоения (нелинейная фильтрация, ЛПД-фильтрация, интерполяция) были описаны выше. Численная аппроксимация соответствует предложенной Каменковичем, Ларичевым и Харьковым для аналогичной баротропной модели в (Каменкович и др., 1981). На первом шаге по времени и на каждом последующем шаге после усвоения производная по времени d/dt аппроксимировалась конечными разностями первого порядка. На последующих шагах для точек внутренней области использовалась схема «чехарда» (второго порядка точности). Пространственные производные d/dx и d/dy аппроксимировались центральными разностями (второй порядок точности). В граничных точках области применялись схемы первого порядка по времени и по пространству (направленные разности «против потока» (Роуч, 1980)). Для представления якобиана J() использовалась схема Аракавы (Arakava, 1966). Уравнение Пуассона (4.61) для нахождения функции тока решалось методом Хокни (Hockney, 1965). Значения завихренности на входе в область рассчитывались по той же методике, что и граничные значения. Дисперсии принимались равными нулю, поскольку значения завихренности и функции тока считались заданными точно (по отношению к модельным оценкам). На выходе использовались вычислительные граничные условия (Каменкович и др., 1981). Характеристики расчетной области и параметров модели аналогичны используемым для локального прогноза синоптических движений в районе ПОЛИМОДЕ на основе бароклинной и баротропной (Каменкович и др., 1985) квазигеострофических моделей. А именно: $\mathbf{e}=U/\beta L^2 =1$ (U=5 см/с, L=50 км, в=2E-11$(м\cdot с)^{-1}$); шаг по времени – 3 часа, шаг по пространству (сетка 33x33) – 9 км, срок расчетов – с 20 апреля по 20 мая 1978 г.

Начальные «средние» поля функции тока и завихренности для ДСМ соответствуют 20 апреля. Неопределенность задания начальных полей согласно [Грачев 1985, Харьков 1985] составляла **rel**=0.1 от величины дисперсии среднего поля <{q}(r)>. В соответствии с предположением об однородности и изотропии начального поля ошибок начальное поле дисперсии $\{q'^2\}(r)$ задается равным $<\{q'^2\}(r)=rel<\{q\}(r)>$, а значения начальных полей смешанных дисперсий принимаются равными нулю: {q'V'}(r)=0. Значения коэффициентов A и B подбираются из условия наилучшего прогноза средних полей по уравнению (4.60). Нормированная функция Q(r) определялась путем осреднения изотропных корреляционных функций полей отклонений (полученных по натурным данным от соответствующих модельных) в течение всего срока расчетов.

Вид осредненных за весь период нормированных корреляционных функций реального поля и поля ошибок приведены на рисунке 4.18. В качестве истинных принимались описанные выше поля относительной завихренности. Как и в экспериментах по имитационному моделированию, одновременные «измерения» имитировались в равноудаленных друг от друга точках расчетной сеточной области.

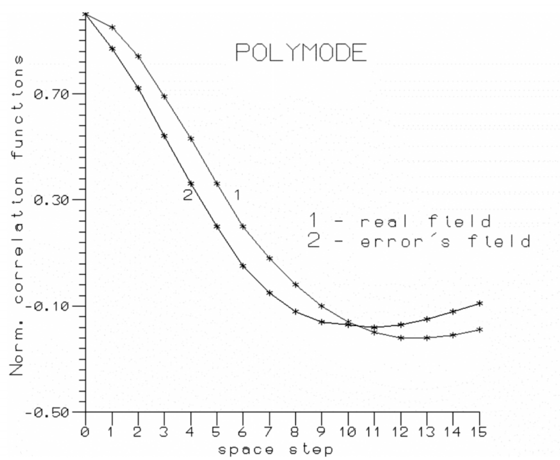



***Рис. 4.18.*** *Вид нормированных корреляционных функций реального поля завихренности (1) и поля ошибок (2) в эксперименте с данными ПОЛИМОДЕ.*

Мерой точности прогноза и усвоения была осредненная по сеточной области ошибка вида:

$$Err(t) = \langle q'^2(t)\rangle / \langle q'^2(t_{max})\rangle, \quad 0<t<30 \text{ суток},$$

где $q'=q-\{q\}$, $t_0=0$, $t=30$, величина делителя соответствует расчету без усвоения. То есть, в отличие от имитационных расчетов, ошибка в нулевой момент времени в данном случае равна нулю. В экспериментах использовались следующие параметры модели: дискретность усвоения $\boldsymbol{\delta_t}$: 1, 4, 8 и 12 суток; число точек усвоения **N**: 4, 6, 10, 16, 36, 121.

Как и в имитационных экспериментах с нелинейной моделью, расчеты без усвоения показали, что использование информации о начальной дисперсии ошибки при прогнозе средних приводит к незначительному увеличению точности прогноза в пределах 23 суток (Рис. 4.19). Но при усвоении более стабильным является вариант модели без учета вторых моментов (см. уравнение 4.60). Поэтому в дальнейшем усвоение данных проводилось именно в такой модели.

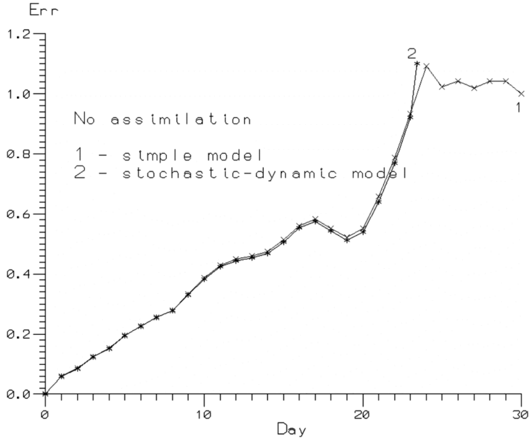



***Рис. 4.19.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза в отсутствие усвоения данных (ПОЛИМОДЕ). 1 – с использованием дисперсий, 2 – без использования дисперсий при прогнозе средних полей.*

Результаты экспериментов с различной временной дискретностью приведены на рисунках 4.20–4.25 (интерполяция). Отмеченное в имитационных экспериментах возрастание крутизны роста ошибки со временем после усвоения по отношению к ее тенденции в отсутствие усвоения, вызванное нелинейностью модели, имеет место и в данном случае. Причем степень крутизны находится в прямой зависимости от числа точек усвоения **N** (величины вносимых искажений в модельные поля). Что касается возможности ухудшения оценок в результате усвоения, этот эффект наблюдается лишь при ежесуточном усвоении, причем по существу только для **N**=121 (Рис. 4.20). Лучшие в количественном отношении результаты получены при усвоении данных каждые 4-е сутки. Близкие к этому варианту результаты получаются при ежесуточном усвоении на срок до 12 суток при **N**=121 (превышение ошибок в отсутствие усвоения – после 16 суток), и в течение всего срока расчетов при иных значениях **N**. Что касается дискретности усвоения в 8 и 12 суток, такие варианты приводят к близким или превышающим значения ошибок в расчете без усвоения при сроках прогноза примерно 17–20 суток.

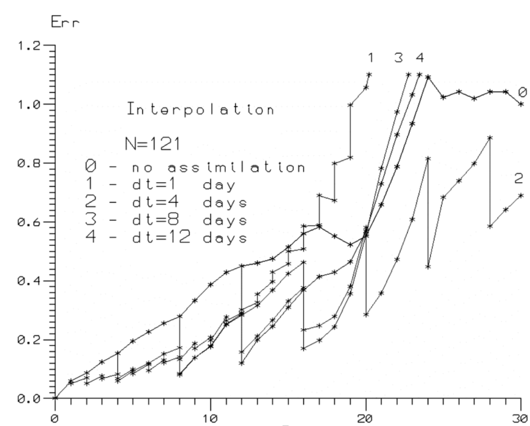



***Рис. 4.20.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при различной дискретности усвоения данных δt (ПОЛИМОДЕ). Число точек усвоения N=121, интерполяция. 0 – расчет без усвоения, 1 – δt =1 сутки, 2 – δt =4 суток, 3 – δt =8 суток, 4 – δt =12 суток.*

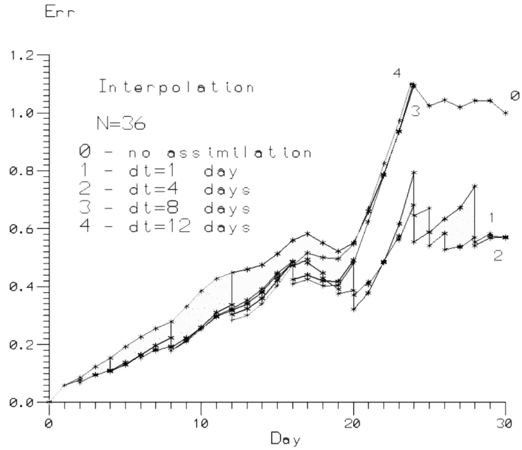



***Рис. 4.21.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при различной дискретности усвоения данных δt (ПОЛИМОДЕ). Число точек усвоения N=36 , интерполяция. 0 – расчет без усвоения, 1 – δt =1 сутки, 2 – δt =4 суток, 3 – δt =8 суток, 4 – δt =12 суток.*

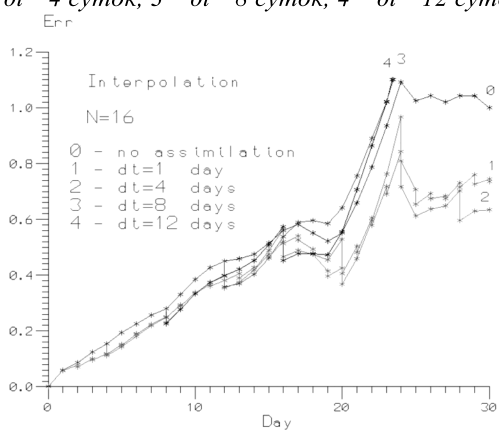



***Рис. 4.22.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при различной дискретности усвоения данных δt (ПОЛИМОДЕ). Число точек усвоения N=16 , интерполяция. 0 – расчет без усвоения, 1 – δt =1 сутки, 2 – δt =4 суток, 3 – δt =8 суток, 4 – δt =12 суток.*

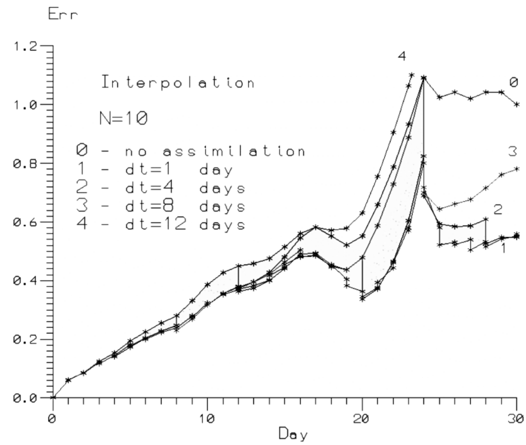



***Рис. 4.23.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при различной дискретности усвоения данных δt (ПОЛИМОДЕ). Число точек усвоения N=10, интерполяция. 0 – расчет без усвоения, 1 – δt =1 сутки, 2 – δt =4 суток, 3 – δt =8 суток, 4 – δt =12 суток.*

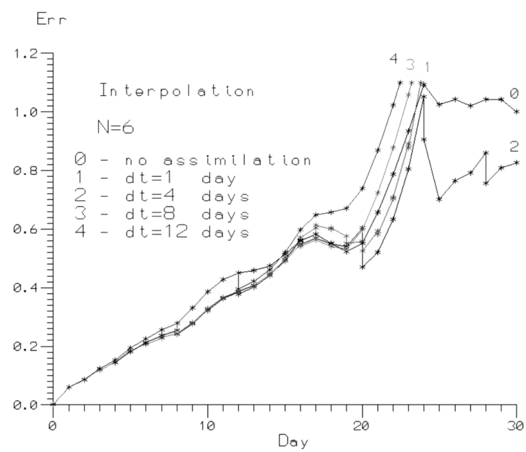



***Рис. 4.24.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при различной дискретности усвоения данных δt (ПОЛИМОДЕ). Число точек усвоения N=6, интерполяция. 0 – расчет без усвоения, 1 – δt =1 сутки, 2 – δt =4 суток, 3 – δt =8 суток, 4 – δt =12 суток.*

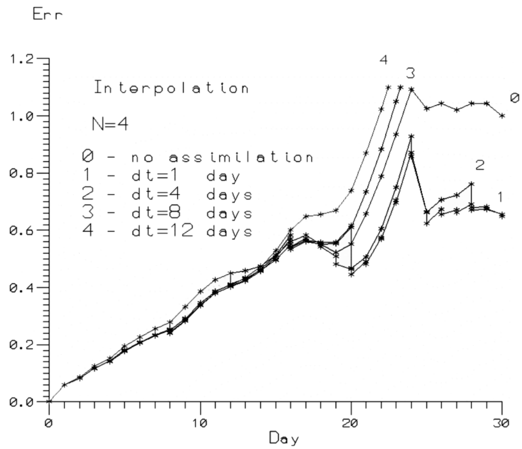



***Рис. 4.25.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при различной дискретности усвоения данных δt (ПОЛИМОДЕ). Число точек усвоения N=4, интерполяция. 0 – расчет без усвоения, 1 – δt =1 сутки, 2 – δt =4 суток, 3 – δt =8 суток, 4 – δt =12 суток.*

В качественном смысле отмеченная при проведении имитационных экспериментов особенность, связанная с отсутствием однозначной прямой зависимости величины ошибки от числа точек усвоения, имеет место и при усвоении реальных данных. Прежде всего отметим весьма слабую эффективность усвоения при **N**=4 и **N**=6, то есть при пространственной дискретности усвоения **δl**, большей 75 километров (с учетом расположения точек с данными). При максимальном числе точек усвоения **N**=121 (**δl** примерно 30 км), в зависимости от временной дискретности усвоения **δt**, преимущества массового усвоения прослеживаются до 13 (**δt**=1), 22 (**δt**=4) и 20 (**δt**=8,12) суток прогноза. То есть оптимальная пространственная дискретность усвоения находится в рамках от 45 км (**N**=36) до 75 км (**N**=10). В этих пределах результаты усвоения зависят в свою очередь от срока прогноза. В начале расчетов к лучшим результатам приводит усвоение при **N**=36, к концу прогноза – при **N**=10, что вызвано, по-видимому, конкретной статистической структурой полей ошибок.

Результаты сравнения эффективности использования различных алгоритмов усвоения (интерполяции, нелинейной фильтрации и ЛПД-фильтрации) проиллюстрированы рисунками 4.26–4.32. При временной дискретности усвоения в **δt**=8 и **δt**=12 суток результаты применения всех трех алгоритмов очень близки, с преимуществом использования интерполяции. Причем при числе точек усвоения, меньшей **N**=16, практически идентичны. Заметное расхождение результатов отмечается лишь при **N**=121. В целом то же можно сказать и для дискретности усвоения **δt**=4 суток. Как и в имитационных экспериментах, естественно ожидать наибольших расхождений результатов при минимальной пространственно-временной дискретности. На Рис. 4.30 представлены результаты расчетов при **δ**t=1 и **N**=121, то есть минимальной используемой дискретности. Как видно из рисунка, в этом случае явное преимущество имеет ЛПД-фильтрация. Два других алгоритма имеют близкие результаты. Причем в случае ЛПД-фильтрации отсутствуют ухудшения оценок после усвоения и превышение ошибки над ее значениями в расчете без усвоения. С увеличением пространственно-временной дискретности это преимущество падает.

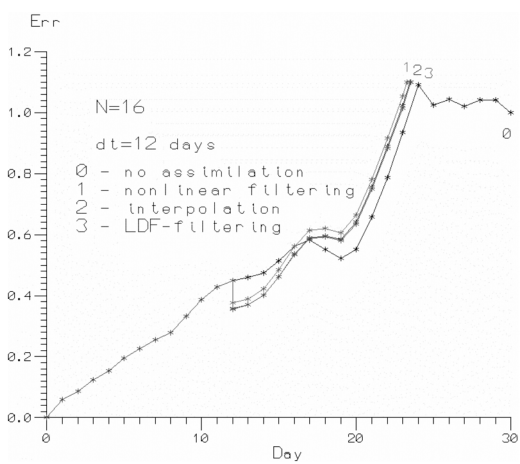



***Рис. 4.26.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при использовании различных алгоритмов усвоения (ПОЛИМОДЕ). Дискретность усвоения δt =12 суток, число точек усвоения N=16. 0 – расчет без усвоения, 1 – нелинейная фильтрация, 2 – интерполяция, 3 – ЛПД-фильтрация.*

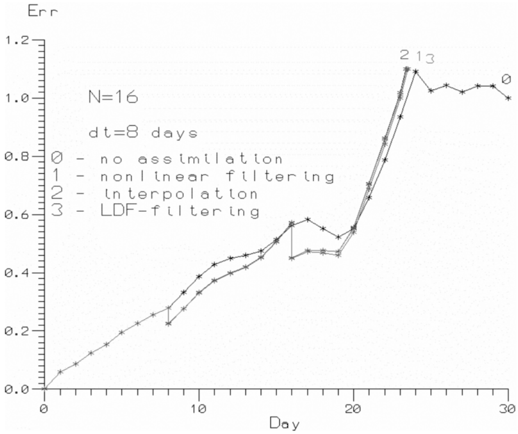



***Рис. 4.27.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при использовании различных алгоритмов усвоения (ПОЛИМОДЕ). Дискретность усвоения δt =8 суток, число точек усвоения N=16. 0 – расчет без усвоения, 1 – нелинейная фильтрация, 2 – интерполяция, 3 – ЛПД-фильтрация.*

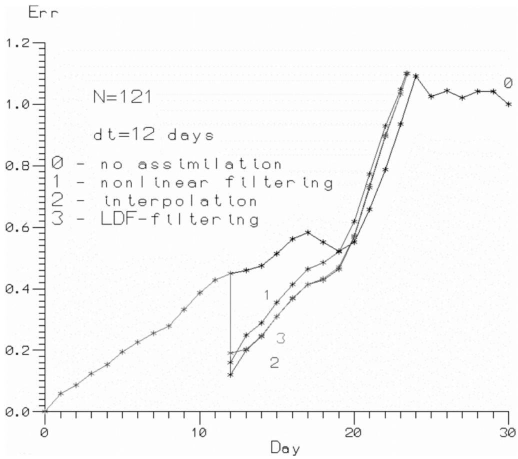



***Рис. 4.28.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при использовании различных алгоритмов усвоения (ПОЛИМОДЕ). Дискретность усвоения δt=12 суток, число точек усвоения N=121. 0 – расчет без усвоения, 1 – нелинейная фильтрация, 2 – интерполяция, 3 – ЛПД-фильтрация.*

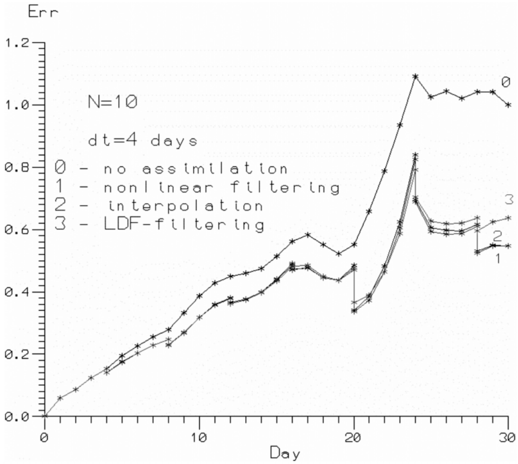



***Рис. 4.29.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при использовании различных алгоритмов усвоения (ПОЛИМОДЕ). Дискретность усвоения δt =4 суток, число точек усвоения N=10. 0 – расчет без усвоения, 1 – нелинейная фильтрация, 2 – интерполяция, 3 – ЛПД-фильтрация.*

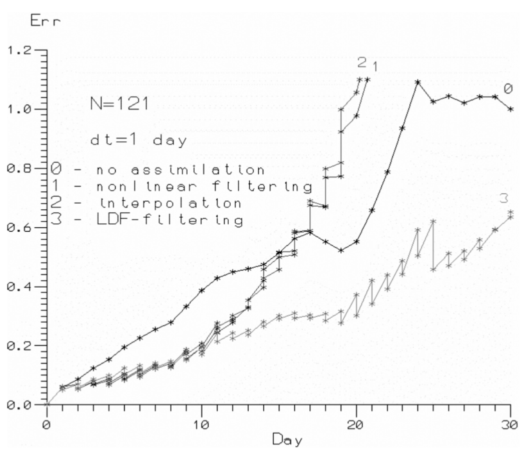



***Рис. 4.30.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при использовании различных алгоритмов усвоения (ПОЛИМОДЕ). Дискретность усвоения δt =1 сутки, число точек усвоения N=121. 0 – расчет без усвоения, 1 – нелинейная фильтрация, 2 – интерполяция, 3 – ЛПД-фильтрация.*

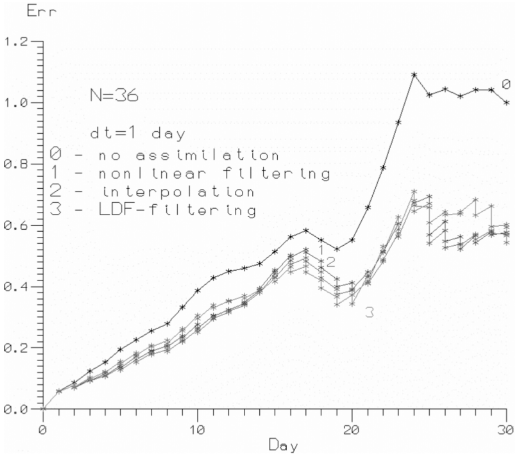



***Рис. 4.31.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при использовании различных алгоритмов усвоения (ПОЛИМОДЕ). Дискретность усвоения δt =1 сутки, число точек усвоения N=36. 0 – расчет без усвоения, 1 – нелинейная фильтрация, 2 – интерполяция, 3 – ЛПД-фильтрация.*

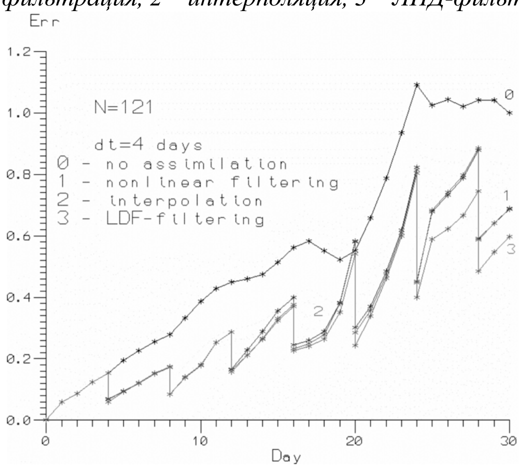



***Рис. 4.32.*** *Зависимость величины ошибки Err от времени прогноза при использовании различных алгоритмов усвоения (ПОЛИМОДЕ). Дискретность усвоения δt =4 суток, число точек усвоения N=121. 0 – расчет без усвоения, 1 – нелинейная фильтрация, 2 – интерполяция, 3 – ЛПД-фильтрация.*

Таким образом, в качественном смысле результаты имитационных экспериментов и расчетов с усвоением натурных данных идентичны. Расхождения наблюдаются в количественных оценках характерных значений «граничной» пространственно-временной дискретности. Причем при моделировании реальной изменчивости океана эти значения оказались ниже. Качественное сходство результатов, полученных методом имитационного моделирования и при усвоении натурных данных свидетельствуют об эффективности имитационных экспериментов как способа исследований при оптимизации алгоритмов усвоения. Увеличение точности прогноза средних полей при учете дисперсий ошибок, возрастание крутизны роста ошибок вследствие нелинейности, отсутствие прямой зависимости величины ошибки от числа точек усвоения, возможность ухудшения оценок в результате усвоения с малой дискретностью – все эти закономерности проявляются в обоих случаях [Григорьев, 1993] . В какой-то мере такое совпадение результатов может расцениваться и как свидетельство высокой степени адекватности численных моделей, основанных на уравнении баланса вихря реальным океанским движениям на синоптических масштабах.

Поскольку отмеченные закономерности являются следствием эволюции статистической структуры (корреляционных функций) моделируемых полей, характерный временной интервал «восстановления» возмущенной при усвоении формы корреляционной функции до стационарного состояния будет меньшим в случае «реальных» экспериментов. Это вызвано суммарным вкладом не учитываемых в модели природных процессов, влияние которых аналогично введению функции возбуждения в модель «истинного» процесса. Поэтому полученные в имитационных экспериментах значения граничной пространственной и временной дискретности (равные соответственно радиусу корреляции и характерному времени изменчивости истинных полей) следует рассматривать в качестве максимальных. Аналогичные значения для эксперимента ПОЛИМОДЕ, определенные как одни сутки по времени и 30 километров по пространству, могут рассматриваться как частные для данных условий. Степень их общности определяется степенью типичности явлений, зафиксированных во время проведения эксперимента ПОЛИМОДЕ, для океанов и морей.

Оптимальные значения временной дискретности усвоения реальных данных находятся в пределах более одних и менее восьми суток. По пространству – от 45 до 75 километров. С учетом высокой стоимости наблюдений в океане целесообразно использовать максимальные из указанных значений. Что касается выбора наилучшего алгоритма усвоения, оптимальная интерполяция может считаться наиболее удачным методом, за исключением необходимости (возможности) усвоения с дискретностью, ниже граничной. В этом случае необходимо применение ЛПД-фильтрации. Но, учитывая малые величины граничных значений дискретности в случае натурных экспериментов, такие условия можно считать скорее исключением, чем правилом. Поскольку завихренность прогнозируется хуже функции тока (Каменкович и др.,1985), а усвоение в поле завихренности проводилось исключительно в связи с возможностью прогнозирования соответствующей корреляционной функции с учетом эффективности использования оптимальной интерполяции целесообразно применять именно этот метод для усвоения в поле функции тока. Как уже отмечалось, в этом случае качество результатов будет определяться в основном знанием конкретного вида корреляционных функций. Объективный анализ данных эксперимента ПОЛИМОДЕ был выполнен, в частности, Грачевым (Грачев и др.,1984) и Маквильямсом (Маквильямс и др., 1986).

На основании проведенных имитационных экспериментов, а также экспериментов по усвоению натурных данных наблюдений ПОЛИМОДЕ, можно сделать следующие выводы.

Выявленные при проведении имитационных экспериментов закономерности являются следствием эволюции статистической структуры моделируемых полей, в частности, существования асимптотического режима стационарности корреляционных функций, вызванного нелинейностью процессов и наличием внешнего возбуждения.

Влияние измерений на форму корреляционной функции поля ошибок становится заметным при пространственно-временной дискретности усвоения, меньшей характерного времени изменчивости и радиуса корреляции «истинных» полей. Эти значения следует рассматривать в качестве максимальных.

При частоте наблюдений, не превышающей граничные значения дискретности, целесообразно использование для усвоения алгоритма интерполяции в поле функции тока. В ином случае необходимо применение метода ЛПД-фильтрации, основанного на использовании нелинейного уравнения для прогноза средних значений и линейного – для прогноза дисперсий.

Приведенные в этой главе результаты подтверждаются историей развития технологий усвоения данных в моделях океана и атмосферы в последние десятилетия. Специфика поступления метеорологической информации (стандартные сроки проведения наблюдений) позволяла эффективно использовать объективный анализ, основанный на алгоритме оптимальной интерполяции. Океанографические данные практически всегда имели нерегулярный во времени и пространстве характер, поэтому именно в океанологии получила развитие технология усвоения, основанная на алгоритме Калмана. По-настоящему актуальными такие методы стали в настоящее время с появлением массовой спутниковой информации. В численных моделях усваиваются в основном данные спутниковой альтиметрии (аномалий уровня моря) и температуры поверхности моря. В силу специфики измерений такие наблюдения имеют малую пространственную и временную дискретность – километры по пространству и часы по времени. Как было показано, в подобных случаях использование алгоритмов усвоения, основанных на калмановской фильтрации, имеет принципиальный характер (Коротаев и др., 1998; Коротаев, Еремеев, 2006).

# Глава V

## Ветро-волновые течения

### 5.1. Общие положения

Прибрежные течения образуются в результате взаимодействия разнообразных физических явлений, в число которых входят постоянные течения, приливы, прибрежные длинные волны, ветровые и волновые нагоны, прочие явления, представляющие собой в основном следствие трансформации у берега волн и течений, образующихся за пределами полосы обрушения ветровых волн. В (Рабинович, 1993) прибрежная зона разделяется на три части. В основе разделения в качестве главного признака используется наблюдаемая динамика ветровых волн. Первая часть зоны – область, занятая недеформированными ветровыми волнами, не испытывающими влияния уменьшающейся глубины на прибрежном склоне. Вторая (основная) часть – зона обрушения волн. Если первая часть не имеет четко выраженной внешней границы, то начало второй определяется четко как положение изобаты, соответствующей глубине, приблизительно равной половине длины наиболее длинной набегающей волны (Боуден, 1988; Глуховский, 1966). Так как спектр ветрового волнения в прибрежной зоне достаточно широк, то вторая ее часть представляет собой сплошную зону обрушения волн. Последняя, третья часть прибрежной зоны, соответствует полосе берегового наката. Такая характеристика прибрежной зоны обоснована тем, что ветровые волны в ней являются наиболее выраженным динамическим процессом. Считается, что на открытой воде орбиты частиц, участвующих в волновом движении, замкнуты в пространстве и не формируют средней скорости. По мере продвижения к берегу отношение глубины места к их длине становится все меньше, в результате чего ветровые волны постепенно обретают характеристики длинных волн. Их фазовая скорость при выходе на прибрежный склон становится равной $(gH)^{1/2}$ и, так как H становится все меньше, тыловая часть волнового профиля движется быстрее передней его части, что приводит к его деформации. Кроме того, закон сохранения массы приводит к росту высоты волн на мелководье. В результате волны становятся круче и выше. Прибрежные течения ветровых волн часто определяют как стоксовы течения. Последние являются результатом асимметрии профиля волны в направлении вектора фазовой скорости. Кроме того, обрушение гребней волн приводит к образованию так называемых энергетических волновых течений, скорость которых определяется интенсивностью обрушения и превосходит стоксовы скорости. Распространяющиеся вдоль линии берега прибрежные длинные волны могут, наряду с неровностями дна и берегов, модулировать набегающий поток энергетического течения и образуют так называемые разрывные течения ячеистой структуры, особенно заметные на неровных прибрежных склонах.

Основную роль при выводе формул для расчета прибрежных течений играют результаты экспериментов, поэтому подавляющая часть этих формул носит эмпирический характер. Возможность раздельного учета различных явлений в рамках этих формул практически отсутствует, так как в процессе измерений, положенных в основу этих формул, фиксировались суммарные значения скорости. Однако имеются теоретические оценки суммарных прибрежных течений (Леонтьев, 2001; Murray, 1975) и теория прибрежных длинных волн (Вольцингер, 1989; Рабинович, 1993), которая в качестве генерирующей силы тоже исходит из особенностей распределения энергии ветровых волн в прибрежной зоне. Ясно, что какую-то часть фиксируемых измеренных значений скорости образуют течения, связанные с воздействием захваченных длинных волн (шельфовых, Кельвина и пр.). Анализ суммарных течений сильно осложнен взаимодействием указанных явлений в узкой прибрежной зоне. Так как для практических целей требуется знать суммарные скорости прибрежных течений, обычно пользуются эмпирическими соотношениями. Скорость энергетических прибрежных течений связывается только со скоростью ветра, с параметрами ветровых волн и с геометрией твердых границ. Однако следует обратить внимание на разброс расчетных значений скорости при параллельном использовании нескольких приведенных ниже соотношений, связанный, по нашему мнению, с влиянием орбитальной скорости длинных волн. Его невозможно учесть, не имея соответствующих данных наблюдений.

## 5.2. Расчетные формулы

В научных публикациях можно найти следующие соотношения (Войцехович, 1985), которые предназначены для расчета «средней по сечению» скорости вдольберегового течения. При этом имеется в виду «сечение штормового потока по нормали к берегу, заключенное между местом мористого обрушения волн и верхней границей наката». Вопрос об осреднении по глубине остается, по всей видимости, открытым.

$$U_x = [(0{,}871\ s\ g\ h^2_{кр} \sin 2\theta_{кр})/\ (n\ \tau_{кр}\ m)]^{1/3}; \tag{5.1}$$

$$U_x = 87{,}1(sgh_{кр1\%} \sin 2\theta_{кр})/\ (\tau_{кр}\ m); \tag{5.2}$$

$$U_x = [21{,}8(sgh_{кр1\%} \sin 2\theta_{кр})/\ (\tau_{кр}\ m)]^{2/3}\ ; \tag{5.3}$$

$$U_x = \{(gH^{4/3}{}_{кр1\%}\ m^2 \sin 2\theta_{кр})/\ [L(0{,}1m^2 + 800)d^{1/3}]^{1/2}; \tag{5.4}$$

$$U_x = [(H_{кр} \cos \theta_{кр})/\ (2\tau_{кр}\ km)]\ (1 + 4k\lambda_{кр}\ H^{-1}{}_{кр}\ m\ tg\theta_{кр} - 1)^{1/2}; \tag{5.5}$$

$$U_x = 0{,}24\ \{[gh_{гл\ 1\%}\ (\sin 2\theta_{гл})^{1/2}]/nm\lambda_{о\ гл}{}^{1/3}\}^{1/2}; \tag{5.6}$$

$$U_x = 0{,}26\ (gh_{кр1\%})^{1/2}\ (\lambda_{о\ кр}/n)^{1/4}\ [(\sin 2\theta_{кр} \sin \theta_{кр})/(1+ m^2)^{1/2}]^{1/2}; \tag{5.7}$$

$$U_x = 0{,}156A\pi[(\gamma gh_{кр})^{1/2} \sin 2\theta_{кр}]/n_L m. \tag{5.8}$$

В приведенных формулах $U_x$ – среднее по сечению значение скорости вдольберегового потока ( сечение – от места мористого обрушения волн до верхней границы наката);

$h$, $\lambda$, $\lambda_o = \lambda/h$, $\tau$, $\theta$ – высота, длина, относительная длина, период волны и угол между лучом волны и нормалью к берегу;

индекс «гл» относится к волнам на глубокой воде;

индекс «кр» относится к элементам волн в точке обрушения;

% – обеспеченность волны в группе;

$H_{кр} = h_{кр}/\gamma$ – глубина на линии обрушения волн с высотой $h_{кр}$;

$\gamma = 0,3\ldots 1,0$ – индекс разрушающихся волн;

$m = ctg\alpha$ - осредненный коэффициент откоса береговой отмели;

$\alpha$ – средний угол уклона береговой отмели;

L – ширина зоны прибрежного обрушения волн;

d – средневзвешенная крупность донных отложений в прибрежной зоне;

s – доля волновой энергии, затрачиваемой на формирование вдольберегового течения;

n – коэффициент донного трения;

$n_L$ – коэффициент донного трения, выражаемый как безразмерный коэффициент Шези (Longuet-Higgins, 1970);

k – коэффициент турбулентного трения, принимаемый в соответствии с (Башкиров, 1961) равным 0,25.

Судольский (Судольский, 1963) установил: $n = 0,01\ U_x^{-2}$.

В формуле (5.2) S = 0,28. Для расчета средней вдольбереговой скорости по сечению потока по формуле (5.2) следует использовать переходный коэффициент $\xi = 0,83$.

В формуле (5.1) S = 0,28, $n = 0,04\ U_x^{-3/2}$ (Ярославцев, 1966).

Формула (5.4) рекомендована ГГИ для расчетов дрейфа частиц при проектировании рассеивающих выпусков сточных вод в зоне волноприбоя (Войцехович, 1985) (по нашему мнению, следующему из обширного опыта, такое расположение выпусков сточных вод приведет к недопустимому загрязнению прибрежной зоны).

В (5.6) и (5.7) n = 0,02.

В (5.8) коэффициент A = f(P), где P = 4,75N/mn – параметр диффузионного перемешивания, $N = (0{,}31\gamma^2)^{1/3}\ 1/m^{4/3}$, $n_L = 0{,}02$; зависимость f(P) дана на Рис. 5.1. Параметр N зависит от характера обрушения волн и уклона береговой отмели. Коэффициент шероховатости песчаного дна с примесью ракуши принимается равным 0,015 … 0,025, в среднем $n_l = 0{,}02$.

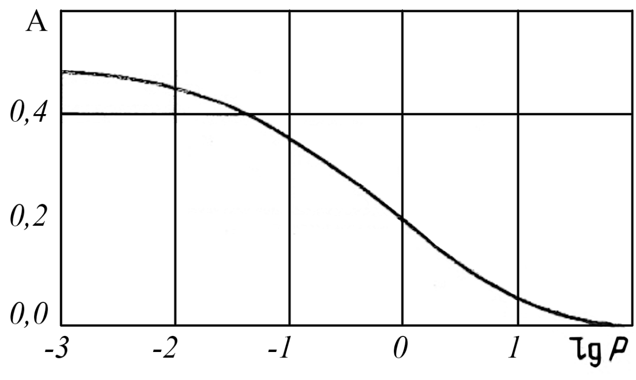



***Рис. 5.1.*** *График зависимости A = f(lgP) (Longuet-Higgins, 1972).*

Совместная проверка формул (5.1)–(5.8) проводилась с применением зависимостей (Войцехович, 1985):

$h_{кр} = 0{,}303 h_{гл}\, \lambda_{о\ гл}^{1.3}$;

$\lambda_{о\ кр} = \tau_{кр}\,(gH_{кр})^{1/2}/h_{кр}$;

$\sin\theta_{кр} = 0{,}707 \sin\theta_{гл}$;

$h_{кр\ 1\%} = 1{,}19\ h_{кр\ 5\%}$.

Расчеты по формуле (5.1) выполнялись при $s = 0{,}15$, $n = 0{,}0078$ и $\tau_{кр} = 0{,}28\ \lambda_{о\ кр}\ h_{кр}^{1/2}$.

В (5.8) считалось, что $m \approx 37$, $n_L = 0{,}02$ и $A = 0{,}36$. Оценка применимости формул (5.1)–(5.8) принималась как положительная при условии, что изменяемые значения исходных параметров не приводили к отклонению результата от измеренных значений скорости более чем на 10%. Это условие соблюдалось для всех формул (5.1) – (5.8) в следующих пределах изменения параметров волн и берегового склона: $h_{кр\ 1\%} = 0{,}8 \ldots 1{,}0$м; $\lambda_о = 10, \ldots, 25$; $\theta_{кр} = 10, \ldots, 20^о$ ; $m = 30, \ldots, 45$. Установлено, что во всех случаях сравнения измеренные величины средней вдольбереговой скорости течения не отклонялись от соответствующего средневзвешенного значения расчетной его величины, полученной с применением соотношений (5.1)–(5.8), более, чем на 7 см/с, а относительное отклонение не превышало 10%. Этот вариант расчетов, несмотря на кажущуюся громоздкость, представляется нам наиболее приемлемым.

Наиболее полное согласие с экспериментом получено при и с-пользовании формул (5.8), (5.3) и (5.7) (Войцехович, 1985). При этом соотношение (5.8) можно применять в условиях сложного рельефа дна и без дополнительных допущений о характере перемешивания в прибойной зоне. В (Longuet-Higgins, 1972) приведены результаты расчета профиля вдольберегового течения над плоским наклонным дном с учетом зависимости от параметра диффузионного перемешивания P (Рис. 5.2).

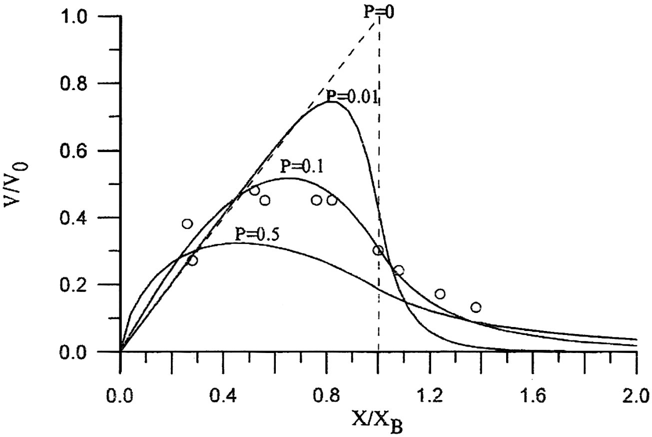



***Рис. 5.2.*** *Поперечный профиль вдольберегового течения над плоским наклонным дном (Longuet-Higgins, 1972) при различных значениях параметра перемешивания P. Кружками нанесены данные наблюдений при P = 0,1–0,16.*

В литературе можно найти результаты многих попыток расчета поперечного профиля вдольбереговых течений (Леонтьев, 2001). Ниже приведены результаты одной из таких попыток.

В работе (Murray, 1975) имеется анализ публикаций, доступных на момент ее издания, и некоторое теоретическое обобщение, позволяющее оценить скорость суммарного течения, возбуждаемого ветром в прибрежной зоне с относительно ровным склоном как функции расстояния от берега и глубины. В обобщении использованы результаты собственных экспериментов автора с дрейфующими буями, методика проведения которых излагается. Ниже мы приводим соотношения, предлагаемые автором работы для расчета суммарных течений, возбуждаемых ветром в прибрежной зоне, не вдаваясь в подробности, касающиеся их вывода. Заметим, что речь идет о стационарных течениях, устанавливающихся в прибрежной зоне при стационарном ветре в течение 2–3 ч. Это означает, что изменения скорости ветра на меньших интервалах времени, приводящие к изменению скорости течения, выходящие за пределы точности измерений (~ 2–3 см/с) в расчет не принимаются. Это в какой-то мере снижает возможности применения предлагаемой схемы расчетов. Однако в подобных случаях всегда можно использовать соответствующий численный метод расчета течений (Вольцингер и др., 1989; Леонтьев, 2001).

Задача решается в линейном приближении с учетом вертикальной турбулентной вязкости. Исходное уравнение для комплексной скорости $W = u + iv$ приводится к виду:

$$K_z\, \partial^2 W/\partial z^2 - fiW = ifG, \qquad (5.9)$$

где $G = -(g/f)\ \partial\xi/\partial y$; $\xi$ – отклонение поверхности моря от невозмущенного уровня. Решение (5.9) выглядит следующим образом:

$$W = G + A\ \mathrm{sh}\ jqz + B\ \mathrm{ch}\ jqz, \qquad (5.10)$$

$q = ½\ f/K_z$; $j = i + 1$; A и B – комплексные постоянные и G – действительная величина.

Константы A и B определяются из граничных условий. Однако используемые автором соотношения для расчета констант весьма громоздки, поэтому он предлагает упрощенную формулу для расчета индуцируемого ветром вдольберегового течения:

$$u = (\tau_{xo}/K_z)z + u_b;\ \ u_b = \tau_{xb}^{1/2}/k_b\rho;\ \ \tau_{xo} = \tau_{xb} = 2 \times 10^{-3}\ \rho_в\ (V\cos\alpha)^2, \qquad (5.11)$$

где $K_z = 0{,}1825 \times 10^{-4} V^{1/2} \rho^{-1}$ м$^2$/с; V – скорость ветра, м/с; $\rho$, $\rho_в$ – плотность воды и воздуха, $k_b = 3 \times 10^{-3}$ – коэффициент донного трения зависит от характеристик дна (Вольцингер и др., 1989; Леонтьев, 2001), $\alpha$ – угол между направлением ветра и линией берега.

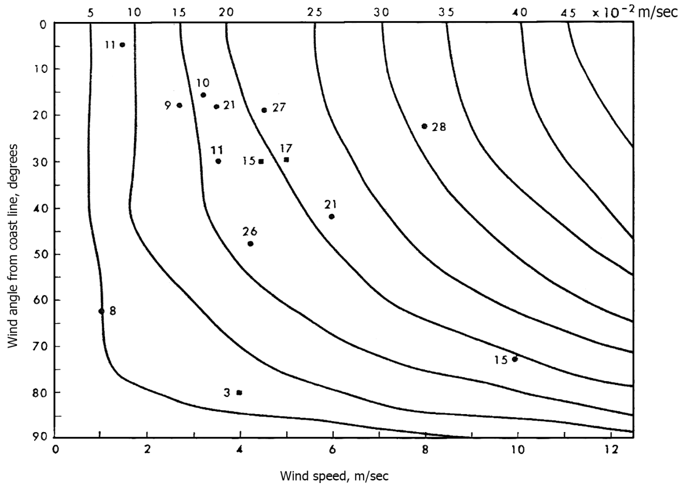



***Рис. 5.3.*** *Изотахи скорости вдольберегового течения в соответствии с (5.10). Цифрами у точек обозначены скорости в см/с по данным наблюдений (Murray, 1975).*

Судя по номограмме, эти параметры практически не зависят от расстояния от берега. Упрощенная зависимость (5.11) дает результаты, близкие к (5.10) вплоть до $\alpha = 45^{o}$ и $V \leq 7$м/с.

Знакомство со специальной литературой убеждает в том, что динамика вод в узкой прибрежной полосе настолько сложна и слабо исследована, что описать ее можно лишь в некотором грубом приближении. В частности, орбитальные составляющие длинных волн, приходящих извне или формирующихся в прибрежной зоне, в представленных выше формулах для расчета скорости вдольбереговых течений не учтены. Их приближенный учет в реальном времени возможен лишь в случае, если мы имеем наблюдения, позволяющие определить их амплитуды и фазы в конкретный (начальный) момент времени. Обычно таких наблюдений недостаточно или их нет. С другой стороны, есть основания полагать, что волновые составляющие суммарной скорости течений в прибрежной зоне оказывают существенное влияние на наблюдаемый результат. Поэтому мы постараемся качественно описать те виды длинных волн, которые известны и в какой-то мере изучены, чтобы можно было представить себе, с чем мы имеем дело. Длинные волны эффективно маскируются ветровым волнением, обычно имеющим большие амплитуды в прибрежной зоне. Это особенно заметно в случае волн Кельвина, формирующихся в диапазоне инерционных колебаний и проявляющихся преимущественно в горизонтальной плоскости.

## 5. 3. Постоянные течения прибрежной зоны

Начнем с того, что течения, связанные с непосредственным действием ветра на поверхность моря, содержат две составляющих: первая представляет собой течение, формируемое под действием трения ветра о морскую поверхность, вторая – стоксову скорость, формируемую ветровыми волнами вследствие несимметричности их профиля в направлении вектора их распространения. Первая составляющая есть производная от классического представления силы трения в пределах пограничного слоя и рассматривается, в частности, в ряде работ, посвященных различным модификациям теории Экмана (Боуден, 1988). В прибрежной зоне, на выраженном мелководье, приходится учитывать наличие придонного пограничного слоя. В ряде публикаций используется «условие прилипания», в соответствии с которым скорость течения у дна на уровне шероховатости $z_o$ обращается в 0. Автор (Murray, 1975) доказывает, что это условие в прибрежной зоне не выполняется, ссылаясь на результаты собственных прямых измерений. Однако прямые измерения, к сожалению, не позволяют оценить составляющую скорости, относящуюся только к данному виду ветрового воздействия на поверхность моря, поскольку под действием ветра в прибрежной зоне генерируются еще градиентные течения и длинные волны, имеющие пространственный масштаб порядка ширины самой прибрежной зоны и более (Вольцингер и др, 1989; Рабинович, 1993; Шадрин, 1972; Thornton, Guza, 1986). Если для решения задачи необходимо оценить скорость на поверхности моря, то ее расчет обычно опирается на задание ветрового коэффициента, который в среднем равен 0,03, так что

$u_o = 0{,}03W$, где W – скорость ветра на высоте 10 м над поверхностью моря. В (Боуден, 1988) приведены сведения о том, что ветровой коэффициент изменяется в зависимости от скорости ветра. Вопросам расчета ветровых течений на глубокой и мелкой воде посвящено очень большое количество публикаций, ссылки на которые можно найти в ряде монографий, посвященных динамике моря, в том числе приведенных в списке используемой литературы.

Далее, вторая, волновая составляющая скорости дрейфового течения, называемая стоксовым переносом, для монохромы с постоянными характеристиками описывается выражением (Боуден, 1988):

$$u = 2\pi^3 h^2/gT^3, \tag{5.12}$$

где T – период волны. Так как монохроматическое волнение в прибрежной зоне встречается редко (например, зыбь при штиле), то необходим учет спектрального состава волнения в конкретных условиях. Есть попытки его учесть с использованием формы спектра ветрового волнения на глубокой воде (Боуден, 1988). Расчеты показали, что при учете спектрального характера волнения величина стоксова переноса составляет около 1,6% от W и связана со скоростью ветра линейной зависимостью. По мере уменьшения глубины стоксова скорость течения может уменьшаться (Боуден, 1988). При этом до трети и даже до половины наблюдаемого ветрового дрейфа на поверхности моря может быть связано со стоксовым переносом. Следует заметить, что элементарная логика приводит к противоположному выводу: по мере уменьшения глубины донное трение, действующее на подошву ветровой волны, возрастает, вследствие чего ее профиль становится все более деформированным, что приводит к вторичному обрушению волны и к образованию дополнительного течения, формируемого обрушившимися гребнями волн, которые в некоторых публикациях называют энергетическим. Если его считать частью стоксова течения, то последнее должно усиливаться при подходе волн к зоне наката.

Следует учесть влияние на суммарную регистрируемую скорость дрейфового течения его градиентной составляющей (Трубкин, 2005), которая описывается соотношениями:

$$u = -(g/f)\partial\xi/\partial y; \quad v = (g/f)\,\partial\xi/\partial x. \tag{5.13}$$

Кроме того, при наличии градиентов давления должна как-то сказываться их изменчивость в пространстве, что содействует генерации длинных волн в соответствующем диапазоне масштабов. Если вся эта картина может быть учтена при оценке крупномасштабной составляющей скорости вдольберегового течения через изменчивость характеристик поля ветрового волнения, то формулы (5.1)–(5.8) в принципе могут служить для оценки скорости суммарного среднего вдольберегового течения. Вообще задачу можно решать и в осредненном варианте, как это сделано, например, в (Леонтьев, 2001). В этой постановке удается учесть вертикальную неоднородность суммарного течения, вызванного действием ветра. Горизонтальная изменчивость скорости течения учитывается в той мере, в какой она вызвана неоднородностью рельефа дна. Основанием для этого служат, например, результаты наблюдений, представленные на Рис. 5.4.

В рамках модели предполагается, что поперечная по отношению к берегу составляющая касательного напряжения ветра идет на генерацию соответствующего по направлению градиента уровня моря, который уравновешивается вертикальным трением в воде. Тогда удается получить вертикальную эпюру нормальной к берегу составляющей скорости течения:

$$U_x = \tau W_x\, H\,[3(z/H)^2 - 1)/6\rho\nu; \;\; \nu = (10^{-2} \div 10^{-3})H\,(gH)^{1/2}, \tag{5.14}$$

где H – локальная глубина. Таким образом, получается, что течение, направленное к берегу на поверхности моря, меняет направление на обратное на глубине ~ 0,42H. Средняя скорость составляющей поверхностного течения, направленной к берегу, при ветре, дующем под углом θ между направлением ветра и нормалью к линии берега, равна:

$$U_{xs} = 1.33\cdot 10^{-3}\, W^2 \cos\theta/(gh)^{1/2}, \tag{5.15}$$

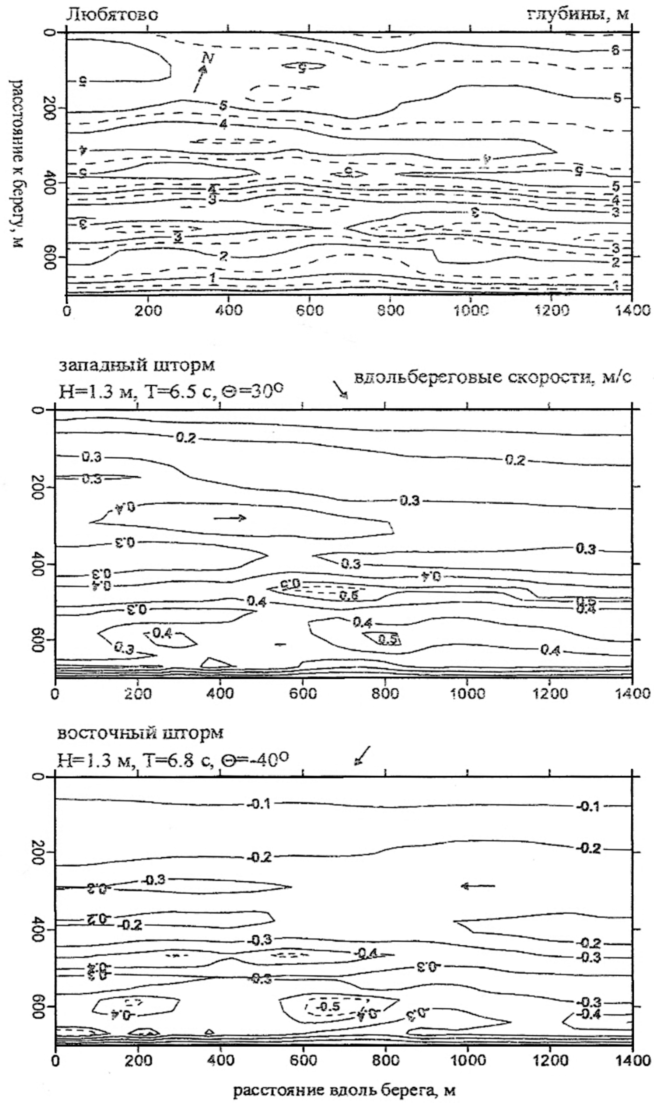



***Рис. 5.4.*** *Вдольбереговые течения в районе Любятово (Балтийское море) при штормах различных направлений (Леонтьев, 2001).*

Средняя скорость составляющей придонного течения, направленной от берега, близка по абсолютному значению к половине соответствующей составляющей поверхностного. При ветре, направленном под углом к берегу, возникает вдольбереговая составляющая скорости течения (Леонтьев, 2001):

$$U_y = W(k_w \sin\theta / C_f)^{1/2}, \quad (5.16)$$

где $k_w = 7{,}5 \cdot 10^{-7}(1 + 0{,}1W)$ – ветровой коэффициент; $C_f = \kappa^2 / [\ln(z/z_o) - 1]^2$ – коэффициент донного трения; $\kappa = 0{,}42$ – постоянная Кармана; $z_o$ – параметр шероховатости дна. В специальной литературе встречается замена $z_o$ на «кажущуюся» шероховатость $z_a$ (Леонтьев, 2001): $z_a = 0{,}44 u_m z_o / U_*$, где $u_m$ – скорость на средней глубине; $U_* = C_f^{1/2} U$, U – в приведенной формуле среднее по глубине абсолютное значение скорости течения. Зависимость $C_f(H/z_a)$ представлена на Рис. 5.5.

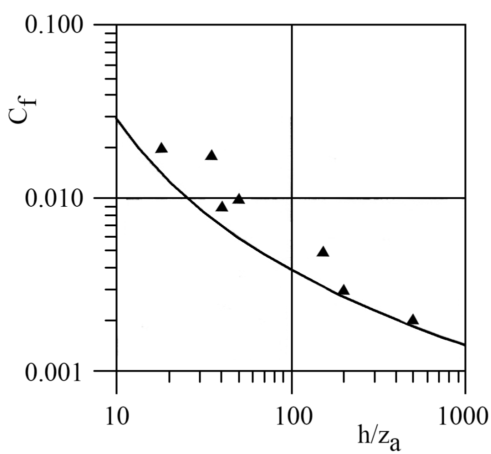



***Рис. 5.5.*** *Коэффициент донного трения для прибрежного течения (теоретическая кривая, включающая «кажущуюся» шероховатость, в сравнении с данными наблюдений (Леонтьев, 2001).*

Но дрейфовые и градиентные составляющие не исчерпывают разнообразия динамических процессов, вызывающих крупномасштабные течения в прибрежной зоне. Например, никто не сказал, что непосредственно в зоне обрушения ветровых волн нет влияния захваченных длинных волн. Существуют основания утверждать, что они оказывают влияние на характеристики поля ветровых волн, но происходит это в случайном для наблюдателя режиме, поскольку специальный учет длинных волн авторами работ не проводился. Диапазон масштабов этих волн весьма далек от диапазона масштабов ветрового волнения, так что ветровые волны могут реагировать на орбитальные скорости захваченных длинных волн, как на постоянные составляющие скорости течения. Приведем соотношения, описывающие влияние постоянной скорости на характеристики ветрового волнения (Боуден, 1988). Так, фазовая скорость волны на течении равна:

$$c/c_o = 1/[1 - (U/c_o)\sin\theta_o]. \tag{5.17}$$

$\theta_o$ – угол между вектором фазовой скорости и осью «Y», перпендикулярной к берегу; нулевым символом обозначены характеристики волн при отсутствии течения. Соответственно, изменение волнового числа на течении описывается соотношением:

$$k/k_o = [1 - (U/c_o)\sin\theta_o]^2. \tag{5.18}$$

Изменение угла $\theta$ и высоты волны на течении можно оценить следующим образом:

$$\sin\theta = \sin\theta_o/[1 - (U/c_o)\sin\theta_o]^2. \tag{5.19}$$

$$h/h_o = (\sin 2\theta_o/ \sin 2\theta)^{1/2}. \tag{5.20}$$

Отсюда видно, что на постоянном течении изменяются все характеристики волнового поля. А это означает, что и введенное Лонге-Хиггинсом в связи с расчетом вдольберегового течения «радиационное напряжение» ветрового волнения (Longuet-Higgins, 1970) тоже изменяется в соответствии с постоянным течением. Остается лишь предположить, что ветровое волнение успевает подстроиться к изменениям орбитальной скорости длинных волн. Это предположение неявным образом положено в основу теории и послужило открытию нового вида длинных волн, генерируемых вследствие изменчивости волнового радиационного напряжения непосредственно в прибрежной зоне. Эти волны проявляются в диапазоне групповых частот ветровых волн. Осреднение поля течений по времени в масштабах часов, с одной стороны, избавляет исходные уравнения от влияния волн на таких частотах, но, с другой стороны, их учет важен, поскольку их пространственный масштаб сравним с шириной всей прибрежной зоны. И, избавляясь от них путем осреднения, мы одновременно избавимся и от разрывных течений, и от прибойных биений, которые оказывают заметное влияние на конфигурацию всей динамической картины прибрежной зоны.

## 5.4. Длинные волны, генерируемые в зоне обрушения ветровых волн и прибоя

Термин «радиационное напряжение» ветровых волн понимается как избыток потока импульса, формируемый поступательным движением ветровых волн и тесно связан со стоксовым потоком. Действие радиационного напряжения приводит к образованию прибойных биений, или инфрагравитационных волн, с периодом в диапазоне от 30с до нескольких минут (Леонтьев, 2001; Рабинович, 1993). Экспериментальные исследования показали, что инфрагравитационные волны (ИГ-волны) генерируются радиационным напряжением ветровых волн не только в прибрежной зоне, но и в открытом океане. Общая энергия этих волн складывается из двух приблизительно равноценных компонент: вынужденной, связанной с непосредственным действием радиационного напряжения, и свободной, образуемой суперпозицией дискретных мод краевых и излученных волн с непрерывным спектром. Свободные ИГ-волны образуются в прибрежной зоне и могут приходить в нее из внешней области. В качестве дополнительных источников ИГ-волн рассматривались также вариации линии прибоя, изменения глубины, соизмеримые по своим масштабам с волновыми пакетами ветровых волн, резкие нарушения профиля дна (Рабинович, 1993). Типичные высоты прибойных биений находятся в пределах от 1 до 10 см. В зал. Осака (Япония) наблюдались исключительно высокие прибойные биения (1,6–2,5 м), что, вероятно, обусловлено резонансными явлениями. Экспериментально показано, что высоты инфрагравитационных и набегающих ветровых волн связаны степенной зависимостью с показателем степени у высоты набегающих волн, изменяющимся в пределах от 1 до 2. Анализ размерностей, выполненный Бычковым и Стрекаловым, привел к следующей зависимости (Рабинович, 1993):

$$h_l = \gamma\, h_s^2/[(gH)^{1/2}T_s], \tag{5.21}$$

которая по своей структуре близка к формуле, определяющей высоту ветрового нагона как функцию от высоты волн, набегающих на береговой откос. В дальнейшем оказалось, что коэффициент $\gamma$ варьирует в широких пределах, что, по всей видимости, связано с особенностями рельефа дна в прибрежной зоне.

Эмпирическое распределение вероятности высот и периодов прибойных биений в прибрежной зоне подчиняется интегральному закону Рэлея:

$$F(x, X) = \exp\,[(-\pi/4)\,(x/X)^2], \tag{5.22}$$

где X – средняя величина характеристики.

Соотношение энергий набегающих ветровых и прибойных биений по мере приближения к берегу изменяется. Соответственно, прибрежная зона разделяется на две характерные подобласти: прибойную зону и внешнюю прибрежную зону (Рабинович, 1993). Во внешней зоне превалирует энергия ветровых волн. После обрушения происходит стохастизация ветрового волнения, и энергия его высокочастотных составляющих начинает быстро убывать, а в прибойной зоне доминирует уже энергия длинных волн (не прибойных биений). Эти длинноволновые составляющие спектра ветровых волн в прибойной зоне иногда называют прибойными волнами.

Экспериментально определенные частотные спектры ИГ-волн по их форме делятся на три группы (Рабинович, 1993): 1) в спектре четко выделяется один максимум; 2) бимодальный спектр и 3) спектр имеет вид «белого шума». Вообще нелинейное взаимодействие волн сопровождается генерацией волн на частотах, соответствующих сумме и разности частот порождающих колебаний при соблюдении условий резонанса генерируемых колебаний с некими внешними возмущениями. Эти внешние возмущения могут существовать либо в генерирующем волновом поле, либо в разнообразии внешних условий. В случае ИГ-волн это в основном групповые частоты ветровых волн, но могут быть и другие внешние возмущения – например, собственные колебания в прибрежной зоне, обусловленные локальными особенностями конфигурации дна и берегов, или периодические колебания атмосферного давления и скорости ветра. Все это разнообразие внешних условий может приводить к нелинейному взаимодействию самих ИГ-волн, сопровождающемуся, например, генерацией краевых длинных волн и/или разрывных течений (Рабинович, 1993). Отмечаются следующие особенности ИГ-волн:

– существует явная связь между прибойными биениями и ветровым волнением;

– периоды этих колебаний достаточно стабильны, в основном находятся в диапазоне от 1 до 3 мин. и практически совпадают с периодами модуляции ветровых волн.

В результате многие считают, что прибойные биения являются просто результатом модуляции ветровых волн и самостоятельно как явление не существуют.

Расчет ИГ-волн (ИГВ) выполняется на основе результатов расчета параметров ветрового волнения (гл. II) на расчетной сетке с учетом изменений уровня моря в прибрежной зоне по следующей схеме (Трубкин, 2005).

Сначала определяются локальные средние высоты ИГВ в каждой расчетной точке без учета составляющих, приходящих из других зон (ИГВ зыбь). Для этого используется несколько видоизмененный аналог формулы (5.19):

$$h_{игв} = \gamma\ \bar{h}^2/[q^2(2\pi)^{1/2}], \qquad (5.23)$$

где $\gamma = \bar{k}\,[ch(kH) - 1]/sh(kH)$; $\bar{k} = 2\pi/\bar{\lambda} = 4\pi^2/(g\ \bar{\tau}^2)$; $q = 1,185$, $\bar{h}$ – средняя высота ветровых волн, $\bar{\tau}$ – средний период, H – глубина; $r_i$ – расстояние до расчетной точки. Расчет проводится по лучам распространения ИГВ, с учетом затенения лучей берегом.

Далее в каждой расчетной точке определяются составляющие средней высоты ИГВ, приходящие в эту точку из других участков сеточной области (ИГВ зыби):

$$h_x = \sum_i (a_x h_{xi})\Delta x/r_i; \quad h_y = \sum_i (a_i h_{yi})\Delta y/r_i\ , \qquad (5.24)$$

где $(h_x, h_y)$ – суммарный вектор высоты ИГВ; $(h_{x,i}, h_{y,i})$ – текущий вектор высоты ИГВ; $a_x$, $a_y$ – числовые коэффициенты; $\Delta x$, $\Delta y$ – шаги расчетной сетки.

Расчет высот отраженных волн производится с использованием коэффициента отражения $К_о$, который равен отношению высот отраженной и набегающей волн и зависит от числа Ирибаррена $\zeta = s/(h/\lambda)^{1/2}$, где s – уклон дна, а в скобках – крутизна волны. В зависимости от величины $\zeta$ выделяется два режима отражения: режим полного отражения, когда $\zeta \geq \zeta_c$ ($\zeta$ выше критического значения), и режим частичного отражения, когда $\zeta < \zeta_c$; $\zeta_c = (\pi^3/2s)^{1/4}$. В первом случае $К_о = 1$, а во втором

$$К_о = (\zeta/\zeta_c)^{1/4}.$$

В диапазоне масштабов прибойных биений существуют разрывные течения, которые заметно выделяются по уровню энергии на общем фоне крупномасштабных течений. Разрывные течения представляют собой выраженные струи, имеющие ширину порядка десятков метров и расстояния между струями в несколько сотен метров. Между струями течения направлены в основном параллельно берегу. Скорость течения в струях явно зависит от высоты ветрового волнения. Есть сведения о том, что при сильном волнении скорость разрывных течений может достигать 5 м/с. При этом они наблюдаются на расстоянии нескольких сотен метров от берега (Рабинович, 1993). Многие авторы отмечают, что разрывные течения имеют ячеистую структуру, которая включает питающие течения, собственно струи разрывных течений и головную часть. Питающие течения распространяются параллельно берегу. Разрывные струйные течения образуются в локальных областях, где питающие течения направлены навстречу друг другу. Струя генерируется в зоне слияния питающих течений и направлена от берега. По мере удаления от берега струя постепенно расширяется. Головная часть струи характеризуется ее резким расширением и далее – распадом. Экспериментальные исследования показали, что имеются такие участки побережья, где разрывные течения наблюдаются часто и имеют выраженную регулярную структуру. Положение осей струйных образований в некоторых районах побережий исключительно стабильно и может сохраняться несколько месяцев. В других районах оно смещается вдоль берега. Одно время считалось, что появление разрывных течений обусловлено локальными особенностями геометрии прибрежного склона. Однако позже было установлено, что они возникают и у прямолинейного берега при достаточно однородном рельефе дна. Теоретический анализ, проведенный Боуэном на основе модели радиационного напряжения в поле ветровых волн Лонге-Хиггинса – Стюарта, показал, что механизм генерации разрывных течений связан с вдольбереговой неоднородностью радиационного напряжения и амплитуд прибойных биений. Кроме того, экспериментально было доказано, что эта неоднородность обусловлена одновременной генерацией стоячих краевых волн, образующихся при выходе волнового пакета на линию берега. Смещение уровня моря в данном случае (на бесконечном линейном склоне дна) описывается уравнением краевых волн (Рабинович, 1993):

$$\xi'' + \xi'/x + (a^2/x - k^2)\,\xi = 0, \tag{5.25}$$

где $a^2 = \omega^2/(g\ \mathrm{tg}\beta)$; x – расстояние вдоль берега; β – угол наклона дна. Решение (5.25) имеет вид:

$$\xi(x) = A_n L_n(2kx)\exp(-kx), \tag{5.26}$$

где $A_n$ – амплитуда у берега, $L_n(X)$ – полином Лагерра. При этом $a^2/2k - 1/2 = n$; $n = 0, 1, 2, \ldots$ Учет этого условия приводит к дисперсионному уравнению:

$$\omega_n^2 = gk \sin [(2n + 1)\beta]. \tag{5.27}$$

Узкие струи разрывных течений приурочены к антинодам (пучностям) стоячих краевых волн, расстояния между которыми равны длине этих волн. Отсюда их вдольбереговая ячеистая структура, которая неоднократно наблюдалась в экспериментах. Важную роль в формировании разрывных течений играет нелинейность. В линейном случае краевые волны образуют в прибрежной зоне систему симметричных вихрей. Нелинейность приводит к их асимметрии, к расширению и ослаблению потока, направленного к берегу, и к резко выраженному сужению и усилению потока, направленного от берега. Разрывные течения могут вызываться и прогрессивными краевыми волнами, когда их период совпадает с периодом падающих волн. В этом случае наблюдается смещение регулярной системы течений вдоль берега. Квазистационарная система разрывных течений или локальное повторение ее во времени приводит к образованию особых форм рельефа дна на подвижном грунте, таких как, например, фестоны и серповидные бары (Рабинович, 1993). В некоторых публикациях отмечается периодический характер разрывных течений (Леонтьев, 2001). Кроме того, экспериментально показано, что в некоторых случаях в зонах наиболее сильного разрывного течения («горла») формируется локальная зона с вертикальной стратификацией. При этом на прибрежном мелководье ось струи разрывного течения находится под поверхностью и направлена к поверхности моря, а по мере увеличения глубины она заглубляется (Леонтьев, 2001). Пример расчета разрывных течений приведен на Рис. 5.6.

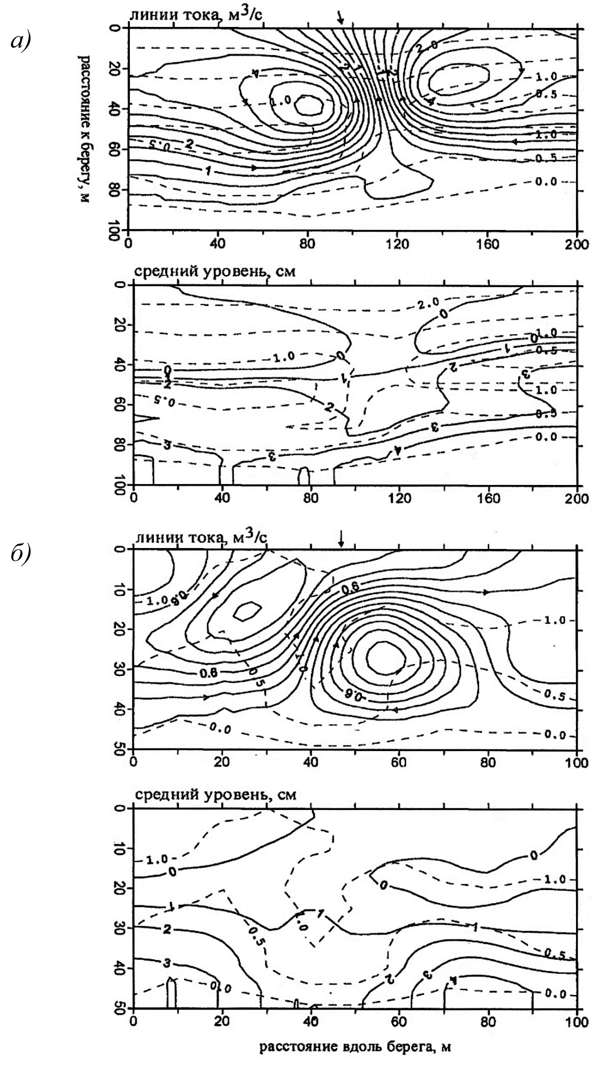



***Рис. 5.6.*** *Результаты моделирования разрывных течений для условий наблюдений на Черном море (Айбулатов, 1990) (а) и на атлантическом побережье (Sonu, 1972) (б) (приведено по (Леонтьев, 2001)).*

Динамика прибрежной зоны в принципе допускает и дальнейшее усложнение, обусловленное, например, формированием градиентных или струйных волн. Последние возникают в зонах выраженных градиентов горизонтальной скорости течения, характерных для струйных потоков. Поскольку структурные элементы прибрежной циркуляции включают струи разрывных течений и вдольбереговые потоки с выраженными градиентами горизонтальной скорости, то следует ожидать и генерации градиентных волн, называемых ещ е и вихревыми. Модель сдвиговых волн была разработана Боуэном и Холменом (Леонтьев, 1993), предположившими, что механизм формирования этих волн обусловлен сдвиговой неустойчивостью вдольберегового потока. Известно, что если фазовая скорость волны совпадает со скоростью течения, то волна становится неустойчивой и ее амплитуда растет за счет энергии потока. Получается, что сдвиг скорости, имеющий размерность частоты, служит причиной формирования явления, имеющего частоту в качестве основного параметра. Теоретические построения для сдвиговых волн опираются на уравнения движения, учитывающие существование основного вдольберегового струйного потока над областью с переменной глубиной, на который накладываются горизонтальные возмущения скорости. Если поперечное сечение струи разделить на две области с постоянным положительным и отрицательным градиентами скорости основного потока (фоновая завихренность) и выделить внешнюю область, где $U = 0$, то в каждой из этих областей можно получить уравнение Рэлея для интегральной функции тока:

$$d^2\psi_j/dx^2 - k^2\psi_j = 0, \quad j = 1,2,3\ldots \tag{5.28}$$

и соответствующее дисперсионное уравнение (Рабинович, 1993):

$$\omega^2 + b\omega + c = 0, \tag{5.29}$$

где $b = -\,kU_o\,(1 - z_o/\varepsilon_o + z_1/\varepsilon_1);$

$c = k2U_o2(z_1/\varepsilon_1 - z_oz_1/\varepsilon_o\varepsilon_1);$

$z_o = 1 - \exp(-2kx_o); \quad z_1 = 1 - \exp(-2kx_1);$

$z_{o1} = 1 - \exp[1 - 2k(x_1 - x_o)]$;

$\varepsilon_o = \delta\varepsilon_1$; $\varepsilon_1 = 2k(x_1 - x_o)$; $\delta = x_o/x_1$.

Т.к. уравнение (5.25) второго порядка, то каждому k соответствуют две частоты, одна из которых может быть мнимой, что указывает на затухание или рост соответствующей моды с расстоянием от точки генерации. Естественно, теория разработана для понимания механизма формирования сдвиговых (вихревых или струйных) волн в идеализированном варианте, который с успехом применяется для качественного анализа данных наблюдений. Нам в данном случае важно знать, что вдольбереговые струйные течения могут сопровождаться вихревыми волнами. Ширина диапазона волновых чисел этих волн, а следовательно и вероятность их появления, определяется показателем поперечной симметричности струйного течения $\delta = x_o/x_1$, где $x_o$ – ширина области поперечного сечения струи с положительным градиентом скорости при x = 0 на ближней к берегу границе струи, $x_1$ – с отрицательным градиентом скорости. При $\delta \to 1$ область неустойчивости (диапазон волновых чисел вихревых волн) стремится к бесконечности. Таким образом, чем уже зона отрицательной завихренности, тем меньшие длины имеют неустойчивые (растущие) сдвиговые волны. Однако с ростом δ одновременно увеличивается инкремент роста вихревых волн. Фазовая скорость сдвиговых волн всегда направлена вдоль потока и меньше скорости на оси струи формирующего их вдольберегового потока $U_o$. Кроме того, $0{,}25U_o < \omega/k = c < 0{,}5U_o$ (Рабинович, 1993). В отличие от краевых и излученных волн, сдвиговые (вихревые) волны фиксированной частоты имеют одно волновое число. Влияние особенностей рельефа дна относительно слабо сказывается на характере вихревых волн (по сравнению с влиянием параметра δ).

Приведенные нами сведения указывают на исключительную сложность решения задачи расчета скорости прибрежных течений. Возникают вопросы, связанные с дискретностью расчета в пространстве, с его требуемой и доступной точностью, с изменчивостью прогнозируемой характеристики и с требованиями по ее учету и т.д. В зависимости от жесткости этих требований может оказаться, что формулы (5.1)–(5.8) удовлетворят заказчика, хотя они годятся только для оценки осредненных по сечению прибойной зоны значений скорости вдольберегового течения. Насколько такая оценка соответствует требованиям практики вообще – решать пользователю. На наш взгляд, подобный подход, например, при расчетах, сопровождающих выбор места установки причала или концевых устройств для сбросов сточных вод, непригоден, поскольку решение таких инженерных задач сопряжено с необходимостью расчета течений практически в локальной точке. Кроме того, надеемся, что содержание этой главы убедит пользователя в том, что сброс сточных вод вообще не стоит производить в зоне обрушения ветровых волн, поскольку в противном случае все что содержится в сбрасываемых стоках, окажется на берегу. Для решения других задач можно использовать численные методы, представленные в (Вольцингер, 1989). Поскольку эти методы весьма специфичны и требуют специальной подготовки, а их описание весьма громоздко, мы не приводим их здесь и отсылаем пользователя к оригиналу. Кроме того, ценные рекомендации по моделированию динамики вод в прибрежной зоне содержатся в монографии (Леонтьев, 2001). Однако на пути решения задач прибрежной циркуляции имеется известная трудность. Связана она с тем, что основным процессом, который формирует изменчивость поля течений в прибрежной зоне, является ветровое волнение. Опыт показывает, что эта изменчивость в большой степени связана с рельефом дна. Все приведенные в литературе оценки скорости волновых и разрывных течений, турбулентного трения и вязкости указывают на выраженную зависимость этих параметров от локальной глубины. Для моделирования течений с требуемым в данном случае пространственным разрешением необходимо иметь рельеф дна с таким же разрешением, а в нашем распоряжении информации такого качества в большинстве случаев нет. Поэтому приходится самостоятельно проводить подробную съемку рельефа дна.

## 5.5. Заключительные замечания

Информация о динамике прибрежной зоны от внешней границы зоны обрушения ветровых волн до верхней границы их наката является наиболее востребованной с точки зрения морского природопользования. Моделирование динамики вод в прибрежной зоне является основой для решения задач прогноза размыва и деформации берегов и оценки влияния береговых сооружений на динамику донных отложений. Некоторые варианты решения этих задач представлены в (Вольцингер, 1989; Леонтьев, 2001). Именно эта природная зона является наиболее сложной для изучения и моделирования, поскольку здесь наиболее явно проявляется влияние и взаимодействие процессов различных пространственных и временных масштабов. Некоторые из этих процессов еще недостаточно изучены. К ним, например, относятся разрывные течения и струйные градиентные волны. Обычные численные гидродинамические модели работают в более крупных масштабах и не учитывают ветровое волнение и генерируемые им длинные волны, а практика уже предъявляет требования к моделированию динамики прибрежной зоны в реальном времени. Это ставит на повестку дня создание моделей динамики прибрежной зоны, учитывающих эффект ветровых и длинных волн. Сегодня уже имеются попытки создания таких моделей (Вольцингер, 1989; Леонтьев, 2001; Трубкин, 2005). На данном этапе расчет крупномасштабных течений и уровня моря, с одной стороны, и какой-то части захваченных длинных, ветровых и генерируемых в их поле длинных волн – с другой, выполняется раздельно. При таком подходе трудно оценить потери моделируемой информации, поскольку многие явления в прибрежной зоне носят явно нелинейный характер. Для целей моделирования уровня и течений вообще можно было бы воспользоваться вероятностными методами типа метода спектральной регрессии. Но для этого требуется постановка специальных полигонных наблюдений в том районе, который надлежит моделировать. Пока такие наблюдения, насколько нам известно, проводятся только в районе Геленджика силами Черноморского отделения ИОРАН и силами ГОИН`а в Байдарацкой губе Карского моря, но попыток моделирования течений с помощью упомянутого вероятностного метода до настоящего времени, по всей видимости, не производилось.

# Глава VI

## Уровень моря, приливы и длинные волны

### 6.1. Общие положения: колебания уровня моря

Изучение и моделирование с целью прогноза колебаний уровня моря является одной из главных задач прикладной океанографии.

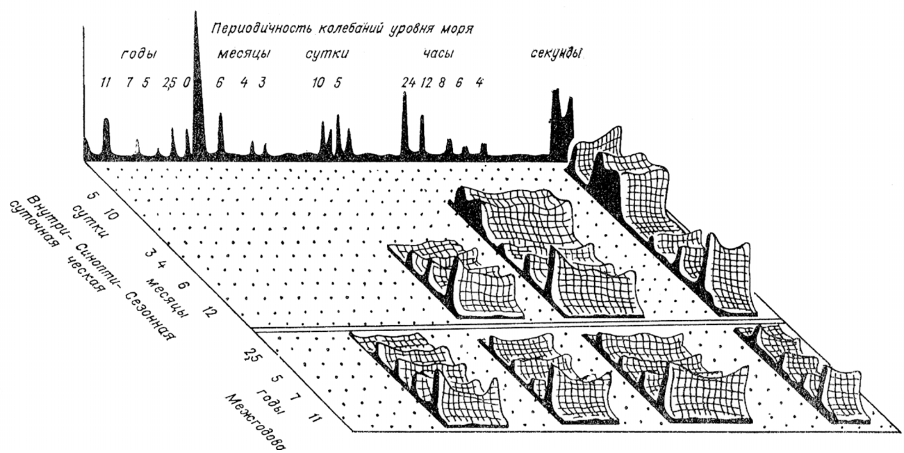



***Рис. 6.1.*** *Обобщённое представление двухчастотной спектральной плотности колебаний уровня моря в широком диапазоне частот (Герман, Левиков, 1971).*

Спектр колебаний уровня моря весьма насыщен. На рисунке представлены колебания уровня моря различного происхождения. Соответственно, их можно разделить на приливные (астрономического происхождения), климатические и антропогенные. Последние не являются периодическими и могут быть связаны с изменением конфигурации берегов и стока рек. Рассматривать изменения уровня искусственного происхождения и геологической природы (они не нашли отражения на рисунке) мы далее не будем.

Если бы изменения уровня моря были связаны только с астрономическими причинами, то можно было бы выполнить расчёты приливов единожды на 19 лет, а далее изменения колебаний уровня повторялись бы с той же последовательностью в течение следующих 19 лет (цикл Метона) (Дуванин, 1960). Именно этим периодом ограничивается спектр колебаний уровня приливного (астрономического) характера. Ближайший к нему многолетний цикл (18, 61 года) астрономического происхождения связан с изменением склонения Луны в связи с постоянным наклоном её орбиты относительно плоскости эклиптики на $5{,}08^{o}$. Отмечаются 11-летний, 22-летний, 40-летний циклы колебаний уровня моря, связанные с климатическими факторами (Герман, Левиков, 1971). Имеются и другие многолетние, годовые, полугодовые, месячные и полумесячные, суточные и полусуточные циклы, к которым следует добавить периодичности, обусловленные локальными особенностями конфигурации прибрежной зоны, включая рельеф дна (Дуванин, 1960). Суммарные долгопериодные (с периодами более суток) изменения уровня моря могут достигать 20–30% максимальной амплитуды основной полусуточной волны $M_2$. Так, например, происходит на Мурманском побережье (Дуванин, 1960). Поэтому для анализа всегда предпочтительно иметь данные многолетних наблюдений уровня моря. Таких наблюдений мало. Отсюда возможные ошибки прогностических расчётов.

Более сложную задачу представляет собой расчёт приливных течений. Этому вопросу посвящено много работ. Большинство из них относится к средним годам прошлого века. Однако в последнее время интерес к подобным задачам возрос в связи с хозяйственным освоением шельфа.

Считается, что приливы имеют волновой характер, как и всякое явление в большом объёме жидкости, порождаемое периодическим источником. Общий характер движения приливной волны хорошо проявляется в открытом океане. Гребень и ложбина волны, меняясь местами, вращаются в определённом направлении вокруг узловой (амфидромической) точки, образуя комбинацию стоячей и бегущей волн. Положение гребня волны в определённые моменты времени фиксируется, образуя котидальные линии. Амплитуда колебаний уровня в открытом океане составляет всего несколько сантиметров, но в узких заливах и фьордах, в воронкообразных приливных устьях рек и бухтах (губах) она значительно превосходит амплитуды колебания уровня иной природы. В качестве примеров такого явления обычно служат залив Фанди (Канада), где амплитуда приливов достигает 16 м, и наши Пенжинская и Гижигинская губы в Охотском море, где максимальные приливные колебания уровня имеют амплитуды на 2–4 м меньше. В подобных географических объектах происходит взаимодействие бегущей составляющей приливной волны со стоячей, что ведёт к образованию комбинированной волны большой амплитуды. Существуют географические объекты, формирующие в результате взаимодействия собственных колебаний с приливной волной резонансные приливы, сопровождаемые явлениями, не свойственными самим приливам. Например, Бискайский залив, в котором в результате резонансных (внутренних) приливов формируются бароклинные океанические вихри диаметром в несколько сот километров (Pingree, Le Cann, 1992). Другой пример – явление сулоя, формирующееся в результате взаимодействия ветровых волн с приливным течением (классический пример – Белое море). При нелинейном взаимодействии полусуточных приливов с инерционными колебаниями могут возникать шельфовые волны в синоптическом диапазоне периодов. Есть и другие примеры своеобразной реакции типичных морских явлений на приливы, о которых речь впереди. Особую группу таких эффектов составляют климатические приливы, охватывающие очень широкий спектр характеристик климатического характера.

Говоря о приливных колебаниях уровня, следует отметить, что среди них существует группа колебаний, имеющих характер модулирующих (огибающих). Такие эффекты возникают при нелинейном взаимодействии периодических составляющих. Так, хорошо известно, что существуют приливы сизигийные (максимальной амплитуды) и квадратурные (минимальные). Эти неравенства могут возникать не только вследствие причин астрономического происхождения. Полное описание изменения уровня моря во времени, в соответствии с элементарными тригонометрическими соотношениями, можно описать либо периодической функцией суммы или разности нескольких периодов, либо произведением функций разных периодов. Вообще возможность описать нелинейное взаимодействие периодичностей в виде суммы (разности) нескольких гармонических функций является бесспорным преимуществом использования методов Фурье-анализа для имитации и анализа результатов (рядов) наблюдений по сравнению с другими методами. Методы Фурье-анализа хорошо развиты и подробно описаны в ряде классических публикаций, которые приводятся в списке литературы. Поэтому не будем повторять их описание, но укажем те особенности анализа периодических процессов, которые нам кажутся важными для правильного понимания результатов.

Прежде всего, необходимо помнить, что с помощью рядов Фурье можно формально имитировать очень широкий класс функций. На ограниченном отрезке синусоида представлена уже рядом Фурье, частотный спектр которого тем шире, чем короче длина этого ограниченного отрезка. Поэтому в большинстве случаев это вовсе не будет означать, что используемые при имитации периодические функции отражают реальный процесс. Но если нам известен периодический состав действующих сил или граничных условий, то влияние этого недостатка можно существенно ограничить. Поскольку периодический состав приливообразующих сил нам известен, для изучения и прогноза приливных колебаний уровня наилучшим образом подходят именно методы гармонического анализа. Рассмотрим наиболее употребляемые из них.

*Гармонический анализ.* При известном периодическом составе прилива никаких трудностей, кроме чисто технических, обычно не возникает. Различные приёмы и вариации данного метода подробно описаны в публикациях, на которые мы ссылались выше. Вначале расчёты проводились вручную и требовали много времени. В наши дни для этого используются компьютеры. Расчёты ведутся по специальным программам и осуществляются одним оператором. Конкретные задачи, решаемые с помощью этого метода в ГОИНе и в ДВНИГМИ, будут указаны в разделе, посвящённом приливным колебаниям уровня.

*Спектральный метод*. Является методом анализа случайных процессов. Основным его недостатком в данном применении следует считать то, что он даёт формальное распределение амплитуд и фаз периодических составляющих в среднем по всему анализируемому ряду. Периодичности модулирующих составляющих в спектре могут создавать паразитные пики и смещения основных максимумов в зависимости от правильности выбора длины весовой функции фильтра при осреднении исходного ряда. Для анализа рядов с модулирующими периодическими составляющими используются специальные методы спектрального анализа: эволюционный спектральный анализ, биспектральный анализ, спектральный анализ ПКСП (периодически коррелированных случайных процессов) (Бендат, Пирсол, 1971; Герман, Левиков, 1988; Гренджер, Хатанака, 1972; Коняев, 1981; Рожков, 1979).

Во всех случаях анализа периодического состава естественных процессов следует иметь в виду, что фаза некоторых важных периодических составляющих часто сама ведёт себя как случайный периодический процесс. Тогда для выявления поведения отдельных периодичностей или периодичностей в определённых спектральных окнах следует применять *метод вероятностного анализа ПКСП* (Рожков, 1979) и/или *метод частотно-фазовой демодуляции и ремодуляции* (Гренджер, Хатанака, 1972). При прогнозировании уровня моря это тоже может оказаться важным, поскольку факт существования исчезающих и вновь возникающих периодичностей в структуре приливов неоднократно отмечается в научных публикациях (Войнов, 1999; Дуванин, 1960).

Стоит упомянуть и другие методы, позволяющие исследовать периодическую структуру колебаний уровня моря. Таковым, например, является метод, использующий представление временного ряда в виде разложения Вольда (Привальский, 1970). Метод в приложении к морской тематике разработан Привальским и применялся им в основном для прогноза долговременных изменений уровня моря. Автор отмечает ряд преимуществ этого метода перед традиционным спектральным, в том числе устойчивость при анализе коротких рядов. В (Привальский, 1970) приведена программа расчётов по разработанной им методике анализа и моделирования временных рядов. Однако метод до сих пор не нашёл широкого применения в океанографии. Другой метод исследования периодической структуры рядов разработан и вошёл в практику анализа временных рядов сравнительно недавно. Метод носит название «Wavelet» (волница, рябь) и предназначен для тонкого структурного анализа скрытых периодичностей. В океанографической практике он ещё не нашёл достойного применения.

В дальнейшем изложении материала мы будем избегать деталей, касающихся методов расчёта характеристик, имеющих общий смысл, таких как спектральные плотности или различные параметры распределения вероятностей, если они не содержат специфических деталей, относящихся к описываемому процессу.

При прокладке кабелей и нефтепроводов в прибрежных зонах сложной орографии возникает необходимость расчёта приливных колебаний уровня вдоль трассы. Применение в таких приложениях методов интерполяции и экстраполяции может привести к существенным ошибкам и искажениям. Поэтому вдоль трасс следует организовать наблюдения за уровнем моря, продолжительность которых должна быть не менее половины месяца (лучше – месяц). Необходимое оборудование для этого имеется. Приведенные в (Герман, Левиков, 1988) методы численного расчёта уровня на шельфе с последующим вероятностным анализом его колебаний тоже можно применять на практике, но здесь возникает проблема верификации результатов, которая связана с рядом специфических трудностей.

К методам интерполяции приходится прибегать при формировании граничных условий для численных схем, применяемых в решении задач о приливах в крупных водных бассейнах и их районах со сложной конфигурацией границ и рельефа дна. Дело в том, что приливные колебания уровня в прибрежных районах искажаются, их профиль становится несимметричным и часто содержит короткопериодные составляющие, которые могут вносить искажения при интерполяции.

### 6.2. Функция распределения вероятностей уровня моря

На начальном этапе развития океанографии рассматривали периодические колебания уровня моря, вызванные преимущественно периодическими вынуждающими силами, или связанные с реакцией бассейна на подобные внешние силы астрономического или климатического характера. Суммарные колебания уровня редко бывают чисто периодическими, поскольку в них всегда содержится некоторая случайная составляющая. Поэтому для исследования изменений уровня моря можно применять методы теории вероятностей. Одной из основных вероятностных характеристик природных процессов является функция распределения (или обеспеченность), которая по сути представляет собой распределение суммарной повторяемости измеренных значений в пределах наперёд заданных числовых диапазонов, выраженной в процентах от количества наблюдений. В приложении к изменениям уровня моря она указывает относительную продолжительность «стояния» уровня моря в каждом диапазоне значений его превышения над средним в процентах от длины исследуемого ряда. Методика построения функций распределения изложена в обширном ряде монографий, учебников и методических указаний. Исследования распределения вероятностей уровня моря тоже многочисленны. Есть основания полагать, что в диапазоне вероятностей превышения среднего уровня от 5 до 95% функция распределения суммарного (исходного) уровня всюду подчиняется нормальному (гауссову) закону распределения. Но, как всегда, бывают и исключения. Так, есть примеры описания распределения наблюдаемых уровней функцией Эйлера (Герман, Левиков, 1988):

$$y = \exp(-a^k x^k) \qquad (6.1)$$

В данном случае (п. Новый порт, Балтийское море) коэффициент асимметрии оказался равным 0.04. В районах мелководья и сложной конфигурации береговой линии и рельефа дна функции распределения уровня могут быть и совсем другими. Это происходит, например, когда исследуются функции распределения уровня с применением осреднения или фильтрации с целью исключения его колебаний в некотором диапазоне периодов. Так, при исследовании распределения уровней с отфильтрованными приливными колебаниями в пунктах побережья Великобритании оказалось, что функции их распределения имеют сходство с нормальным распределением, но с асимметрией, которая значительно изменяется в зависимости от местоположения пункта. Это может быть связано с рядом причин, в частности, с мелководными приливами $M_4$ и $S_4$ или с влиянием сгонно-нагонной циркуляции. Если асимметрия положительна, то нагоны должны превышать сгоны, что должно как-то компенсироваться в других диапазонах колебаний. В противном случае средний уровень моря должен повышаться. Всё зависит от длины исследуемого ряда. Если она достаточна, то очень интересную и полезную информацию может дать исследование долговременных трендов уровня моря, которые могут формироваться под влиянием вертикальных движений геологического происхождения. Это очень важно, поскольку определяет положение абсолютного нуля, от которого и ведётся отсчёт положения уровня моря. Но для подобных исследований требуются долговременные ряды наблюдений, которых всегда недостаточно.

## 6.3. Периодические колебания уровня моря

### *Приливы и сейши*

Наиболее заметную роль в колебаниях уровня с точки зрения почти повсеместной повторяемости играют приливные явления.

Само понятие о приливных явлениях включает как приливные колебания уровня, так и приливные течения. Приливные колебания уровня моря являются следствием влияния притяжения Луны, Солнца и, в значительно меньшей степени, других астрономических объектов. Поэтому они имеют гармонический характер, который осложняется в прибрежной зоне под влиянием мелководья, особенностей конфигурации дна и береговой линии. Так как приливы имеют волновой характер, их амплитуда максимальна в прибрежной зоне. В открытом океане приливы имеют незначительную амплитуду (исключая области мелководий и банок, где приливные течения усиливаются). Поскольку практическая деятельность человека с осредоточена в прибрежной зоне и на шельфе, где приливы имеют максимальную амплитуду, их расчёт важен в наше время именно в прибрежных районах морей и океанов.

Независимо от методов, используемых для моделирования приливов, следует знать граничные условия, которые включают значения высоты уровня моря в определённый момент времени на всём протяжении его границ, либо амплитуды и фазы его гармонических постоянных вдоль границ. И то и другое определяется на основе наблюдений, выполняемых на прибрежных постах и станциях. В случае использования современных расчётных моделей, охватывающих весь водный бассейн и включающих одновременный расчёт пространственного распределения во времени уровня и течений (Марчук, Каган, 1977) вдоль границ следует знать временной ход приливного уровня в течение всего расчётного времени. То же самое следует знать в портах, гаванях и в районах прибрежного строительства с некоторой наперёд заданной заблаговременностью. Поскольку приливные колебания уровня имеют относительно устойчивый характер, эта задача обычно решается на год вперёд. Методической основой этих расчётов служит гармонический анализ, подробно описанный в специальной литературе (Березкин, 1947; Войнов, 1999; Дуванин, 1960; Стахевич, Владимирский, 1941). Поскольку возможные изменения конфигурации берегов и стока рек могут исказить ход приливного уровня, ежегодно определяются амплитуды и фазы основных гармонических составляющих приливов в пунктах наблюдений, которые сообщаются в центр сбора и обобщения информации (ГОИН, ДВНИГМИ), где и производится предвычисление приливного уровня на год вперёд. Вычисления проводятся по единой методике. Количество гармонических составляющих определяется, исходя из заданной точности, и зависит от характера приливных колебаний уровня в конкретных пунктах наблюдений. В монографии (Дуванин, 1960) в качестве заведомо достаточного количества составляющих указывается 30 из них. В случаях правильного характера приливных колебаний уровня их количество значительно меньше. Действующие в настоящее время методы расчёта приливных колебаний уровня ориентированы на учёт 34 гармонических составляющих. Основными из них являются полусуточные и суточные лунные и солнечные составляющие $M_2$, $S_2$, $K_1$ и $O_1$. Количество остальных составляющих определяется исходя из требуемой точности расчётов на основании анализа их максимальных и средних амплитуд. Имеющиеся компьютерные программы расчёта приливных колебаний уровня позволяют решать следующие задачи.

1. Расчёт ежечасных приливных уровней моря более чем в 600 пунктах в пределах территории Российской Федерации и в более чем 3000 пунктах Мирового океана на любой период времени.

2. Расчёт времени и высоты полных и малых вод (в том числе в формате Таблиц приливов) по имеющимся данным для 600 пунктов на территории РФ и для 3000 пунктов Мирового океана на любой период времени.

3. Расчёт экстремальных приливных уровней моря по имеющимся в распоряжении ГОИН`а данным для более чем 4000 пунктов на территории РФ и за её пределами.

4. Расчёт гармонических и негармонических постоянных приливного уровня и определение точности расчёта гармоник.

Результаты расчётов оформляются в виде Таблиц приливов, которые издаются и распространяются Управлением навигации и океанографии МО РФ тиражом более 5000 экземпляров и включают высоты и время наступления полных и малых вод на каждые сутки года для 301 основного пункта (в таблицах, издаваемых Гидрографическим управлением Великобритании их 249). Кроме того, в Таблицах содержатся поправки для 8008 дополнительных пунктов (в английских Таблицах их 6619), используя которые можно получить сведения о высотах и временах наступления полных и малых вод в этих пунктах с достаточной для целей кораблевождения точностью. В дополнение к этой информации в Таблицах приливов приводятся предвычисленные на каждые сутки года максимальные скорости приливных течений и время их наступления и смены для 33 районов. Для целей обеспечения мореплавания в территориальных водах РФ в ГОИН`е и ДВНИГМИ разработаны электронно-справочные пособия (ЭСП) по гармоническим постоянным и созданы базы гармонических постоянных по всем приливным морям РФ:

1. по Белому морю – 149 пунктов;

2. по Баренцеву морю – 128 пунктов;
3. по Карскому морю – 132 пункта;
4. по морю Лаптевых – 63 пункта,
5. по Восточно-Сибирскому морю – 32 пункта;
6. по Чукотскому морю –6 пунктов;
7. по Беринговому морю 77 пунктов;
8. по Охотскому морю – 261 пункт;
9. по Японскому морю – 75 пунктов.

Для ведения этой базы в ГОИН`е разработана программная оболочка электронно-справочного пособия, представляющая собой ГИС-приложение. Имеющаяся информационная база по приливам позволяет готовить ЭСП в различных вариантах, включая региональные, по отдельным морям и океанам.

Эти работы выполняются на основе следующих банков и массивов данных:

1. банк гармонических постоянных для пунктов отечественных морей;
2. банк гармонических постоянных по зарубежным водам Атлантического, Индийского и Северного Ледовитого океанов (ГОИН) и Тихого океана (ДВНИГМИ);
3. данные ежечасных наблюдений за уровнем моря по месячным и полумесячным сериям за период с 1938 по 1980 гг. по Белому и Баренцеву морям, выполненных различными организациями (данные в электронном виде, но не сформированные в банк);
4. банк редукционных множителей и астрономических аргументов на период с 2004 по 2048 гг. для расчёта приливов;

5. банк астрономических данных на период с 2004 по 2026 гг. для расчёта приливов по постоянным Таблицам приливов.

Указанные выше Таблицы приливов могут служить иллюстрацией результатов выполненных расчётов. Но таблицы приливных колебаний уровня включают только пункты, расположенные в приливных морях. Вместе с тем, в замкнутых и полузамкнутых окраинных морях, куда приливная волна практически не проникает, приливообразующие силы могут генерировать стоячие колебания (сейши) и более сложные колебания в диапазоне приливных периодов. Однако пространственные масштабы этих колебаний составляют сотни и тысячи километров, что вынуждает авторов относить их к диапазону мезомасштабных явлений. Так, в **Азовском море** проявляются колебания с периодами 24, 15 и 12,5 ч. Согласно (Герман, Левиков, 1988) колебания с периодом 24 часа проявляются во всех пунктах уровенных наблюдений в Азовском море и представляют собой продольную одноузловую сейшу моря в целом. Период стоячей волны оценивается по формуле Мериана в данном случае с учётом поправки Релея (Defant, 1950):

$$T = 2l(1+\varepsilon)/(gh)^{1/2}, \tag{6.2}$$

$$\varepsilon = b\ \{3/2 - \ln[\pi b/(4l')] - C\}\pi l', \tag{6.3}$$

где C = 0,5772 – постоянная Эйлера, l = 360 км – длина моря по линии Геническ-Перебойный, h = 10 м – средняя глубина моря, b = 30,6 км – ширина Таганрогского залива у входа, длина залива l' = 137 км. При таком выборе численных значений параметров период стоячей волны оказался равным 24,1 ч. Результаты расчёта коэффициентов когерентности колебаний с этим периодом в различных пунктах наблюдений подтверждают, что эти колебания являются стоячей волной бассейна в целом. Коэффициенты когерентности оказались значимыми во всех пунктах наблюдений, кроме пунктов Бердянск и Мысовое. Сдвиг фаз колебаний между пунктами Таганрог и Геническ, находящимися в противоположных концах Азовского моря, составляет $172 \pm 12^{o}$.

Используя подобную методику, авторы установили, что колебания уровня  с периодом 15 ч. соответствуют продольной одноузловой сейше собственно Азовского моря (без Таганрогского залива), продольная ось которой располагается вдоль линии Геническ – Приморско-Ахтарск. Колебания уровня с периодом 12.5 ч. слабы и проявляются в спектрах колебаний у пунктов, расположенных вблизи Керченского пролива в виде слабо выраженных максимумов. Авторы предположили, что они соответствуют локальной реакции водных масс Азовского моря на приливные колебания уровня Чёрного моря, проникающие через пролив.

Текущие исследования колебаний уровня Азовского моря на основе численного моделирования (Филиппов, 2011) показывают, что их спектральный состав несколько более сложен, а физическая интерпретация этих колебаний допускает существование мелководных составляющих типа волн Кельвина. По всей видимости, в данном случае сказывается преимущество модели, охватывающей всю акваторию Азовского моря, над методикой расчётов, основанной на анализе локальных наблюдений за уровнем моря.

Главной особенностью приливных колебаний уровня **Чёрного моря** является бимодальность их спектра, хорошо выраженная в летний и в зимний периоды и связанная с проявлением суточных и полусуточных приливных составляющих (Герман, Левиков, 1988). Эти колебания тоже представляют собой вынужденные стоячие волны типа сейш. В большинстве прибрежных пунктов наблюдений амплитуда полусуточной составляющей выше амплитуды суточной, исключая Севастополь и  Ялту. Здесь полусуточная составляющая практически отсутствует, а в Керченском проливе её амплитуда меньше амплитуды суточной. Анализ, проведенный по методике, использованной для анализа колебаний уровня в Азовском море, показывает, что узловая линия этих колебаний совпадает по направлению с меридианом, проходящим через Крымский полуостров в районе Севастополя и Ялты. Кроме того, установлено, что в районе Кавказского побережья энергия полусуточных приливов выше энергии суточных в 2–4 раза. На западном побережье энергия полусуточного прилива тоже выше энергии суточного в 1.3–1.6 раза. Максимум энергии полусуточных колебаний уровня наблюдается в пунктах Поти и Батуми. На западном побережье (пункт Вилково) обнаружены слабо выраженные колебания с периодом 4.8 ч., которые отнесены авторами к мелководной составляющей прилива.

На **Каспийском море** тоже всюду летом и зимой отмечаются колебания с периодом около 12.5 и, на восточном побережье, летом – 24 ч. Выраженная устойчивость этих колебаний, вероятно, объясняется совпадением периодов одноузловой продольной сейши и полусуточной приливной составляющей. Период одноузловой сейши был рассчитан Полукаровым (Герман, Левиков, 1988) и оказался равным 12 ч., что близко совпадает с указанной выше спектральной оценкой. Однако авторы (Герман, Левиков, 1988) считают, что основная роль в генерации этих колебаний принадлежит полусуточной составляющей приливов, поскольку условия для формирования сейш на Каспии возникают редко, а в зимние месяцы вообще отсутствуют, хотя полусуточные колебания в спектре выражены и зимой. Узловая линия полусуточных колебаний проходит, по всей видимости, в направлении Изберг–Бекташ, что подтверждается минимальными значениями энергии полусуточных колебаний в этих пунктах. Суточная приливная составляющая хорошо выражена в виде максимумов спектральной плотности колебаний уровня на восточном побережье летом. Считается, что они носят региональный характер, поскольку когерентность колебаний на данной частоте в пунктах восточного и западного побережий низка. Авторы полагают, что эти колебания уровня связаны с бризовой циркуляцией, которая наблюдается только летом и носит региональный характер.

В спектре колебаний уровня моря в районе Баку имеется максимум, соответствующий периоду 4.7 ч. Расчёты по формуле Мериана (6.1) показали, что это поперечная одноузловая сейша бассейна Южного Каспия. Это подтверждается гидродинамическими расчётами (Рабинович, 1973).

Помимо приливных колебаний на Каспии обнаружены колебания с периодами в диапазоне десятков минут, соответствующие краевым волнам, которые образуются в прибрежных зонах морей, но для их анализа нужны ряды наблюдений с дискретностью в несколько минут. Такие данные не входят в перечень стандартных наблюдений. Следует, тем не менее, отметить, что на Каспии (Нефтяные Камни) наблюдались краевые волны с амплитудой 25–30 см. Таким образом, их вклад в спектр колебаний уровня незначителен, но их влияние на прибрежную циркуляцию и на температурный режим прибрежной зоны может оказаться весьма заметным.

Мы упоминали, что колебания уровня моря практически всюду имеют сложный характер и не всегда допускают интерпретацию в виде суммы периодических физически обусловленных составляющих. Однако, даже колебания приливного, чисто периодического характера, зачастую весьма сложны, так что для их математической имитации методом гармонического анализа требуется формально привлекать весьма широкий набор периодических составляющих, не имеющих видимого физического смысла. В (Жуков, 2011) приведен интересный пример, иллюстрирующий это положение в исторической развёртке по времени (табл. 6.1).

***Таблица 6.1***

*История увеличения числа приливных гармоник*

| **Автор** | **Год** | **Число гармоник** |
|---|---|---|
| Doodson | 1883 | 65 |
| Doodson | 1921 | 379 |
| Cartwrigth & Tayler | 1971 | 505 |
| Bullesfeld | 1985 | 649 |
| Tamura | 1987 | 1200 |
| Xi Qinwen | 1989 | 2845 |

Ясно, что в практических расчётах по данным наблюдений ограничиваются количеством периодических составляющих, достаточным в пределах требуемой точности. Однако постоянные наблюдения за уровнем моря проводятся только на береговых станциях и постах. А знание уровня требуется не только в пределах узкой прибрежной полосы, но часто и на шельфе, и в открытых районах морей. Кратковременные постановки различных уровнемеров в открытых водах не решают проблемы. Эту проблему могли бы решить численные расчёты приливов, если бы не открытые границы прибрежных зон. Вообще она решается, если сначала рассчитать приливы для всего океана (или моря), а затем перейти к более мелкой расчётной сетке. Однако такой переход требует интерполяции колебаний уровня моря по крайней мере на внешней границе расчётной области, что в прибрежных зонах со сложной геометрией приводит к большим ошибкам. Поиск выхода из тупика специалисты ищут, в том числе, на пути развития прикладных методов кинематического анализа приливов (Жуков, 2011). Кинематика – это раздел механики, предметом которого является математическое описание геометрической формы движения тел без рассмотрения вызывающих его причин. В кинематике отсутствует понятие «силы». Для кинематического описания приливов используется принцип синхронизации, отвечающий проявлению подстройки ритмов осциллирующих объектов за счёт слабого взаимодействия между ними. В отличие от динамики кинематический анализ допускает любые нелинейные преобразования времени и пространства. И это вполне согласуется с проблемой описания приливных движений в море, поскольку «собственное» время приливов нелинейно. Например, разность продолжительности лунных суток изменяется в течение месяца на 25 минут. Развитие теории кинематического анализа приливов базируется на ряде постулатов, из которых следует, что математическое описание формы уровенной поверхности моря как функции пространственных координат и времени, формирующейся под действием приливообразующих сил, возможно только в классе аналитических функций. Отсюда тоже следует ряд положений, относящихся к особенностям характеристик приливных колебаний уровенной поверхности. Среди них, например, содержатся доказываемые положения о том, что число амфидромических точек увеличивается с приближением к берегу и что амфидромические точки на поверхности моря не являются стационарными, а «возникают, исчезают и перемещаются на акватории» (Жуков, 2011). Эти положения, с одной стороны, устраняют противоречие, существующее в классическом подходе к описанию приливной моды как длинной волны, поскольку фазовая скорость длинной волны должна убывать с приближением к берегу пропорционально $(gH)^{1/2}$, а у приливной «волны» она возрастает. Увеличение количества амфидромических точек с приближением к берегу указывает на то, что профиль волны на шельфе искажается и, даже если сохраняется её период как единственный, то её пространственная структура в прибрежной зоне уже не может быть представлена единственной модой. Приведенные выше положения не соответствуют классической теории приливов, но независимых доказательств их справедливости, как и справедливости классической теории, которая рассматривает амфидромические точки как стационарные в пространстве и времени сейчас не существует. Нужны данные площадных съёмок уровня моря, которых пока нет. Тем не менее, имеются попытки практического применения аналитических принципов кинематического анализа приливов к описанию и построению карт приливных колебаний уровня моря на его открытой акватории, удалённой от пунктов наблюдений (Жуков и др., патент на изобретение).

Изучение приливов и их математическое описание вообще начиналось с применения методов кинематического анализа, история развития которого и основные элементы его теории кратко изложены в (Жуков, 2011). Однако сам метод ещё не доведен до широкого практического применения и находится в стадии разработки.

## 6.4. Длинные волны неприливного происхождения

Термин “длинные волны” оправдывает своё название при первом же знакомстве с предметом. Длина этих волн значительно превосходит глубину океана, что позволяет в гидростатическом приближении пренебречь вертикальными ускорениями, поэтому волны данного вида описываются уравнениями мелкой воды. Библиография исследований, посвящённых длинным волнам в океанах и морях, насчитывает сотни названий. Им посвящены многие монографии, написанные известными учёными (Белоненко и др., 2004; Вольцингер и др., 1989; Герман, Левиков, 1988 и др.). Поскольку нас интересует прикладная сторона этих исследований, мы не претендуем на полноту описания явления длинных волн. Вообще многие аспекты динамики баротропных длинных волн и приливов идентичны. Потому их раздельное описание в данном случае выглядело бы искусственно, тем более что их различие с точки зрения физики ограничивается только разным характером генерирующих сил в процессе формирования. Поскольку приливообразующие силы хорошо известны и легко прогнозируются, приливные колебания уровня прогнозируются с большой заблаговременностью и достоверностью, чего не скажешь о длинных волнах неприливной природы. Прогнозировать приливы (в одной точке) можно, имея наблюдения в этой точке. Длинные волны иного происхождения прогнозировать по наблюдениям в одной точке невозможно. Любые длинные волны распространяются на большие расстояния, поскольку диссипативные силы слабо влияют на их динамику (Герман, Левиков, 1988; Ефимов и др., 1985; Ле Блон, Майсек, 1981). Поэтому они являются более экономичным видом движения и потому более предпочтительным энергетически, чем, скажем, обычные течения. Так, Тэйлор получил оценку (Гилл, 1986), согласно которой на генерацию длинных волн тратится 2/3 энергии, передаваемой морю ветром, в то время как на средние течения – только 1/3. Поэтому суммарные ветровые течения имеют скорее волновую природу, чем экмановскую, что подтверждается не только теоретически (Сафронов, 1985), но и анализом данных наблюдений (Белоненко и др., 2004). Вообще разделение течений на постоянные и длинноволновые весьма условно: длинные волны имеют периоды вплоть до месяца и более, так что отличить одни от других можно лишь в результате анализа длинных рядов наблюдений. Этот вопрос далеко не второстепенный: трение в постоянных течениях аппроксимируется чаще квадратическим законом (по скорости течения), а в свободных длинных низкочастотных волнах – чаще линейным, так что коэффициенты вязкости в том и другом случае имеют разные размерности и значения. Кроме того, одновременное моделирование длинных волн и течений предъявляет жёсткие требования к параметрам расчётной сетки. Так как спектр длинных волн весьма широк, то практически любой выбор её шага связан с фильтрацией высокочастотной части спектра со всеми вытекающими отсюда последствиями. Так, если на высоких частотах сосредоточена достаточно высокая энергия, то это неизбежно ведёт к существенным ошибкам в оценке средней скорости течения.

Переходя к изложению материала, уделим должное внимание классификации длинных волн, поскольку она лежит в основе диагностического анализа данных наблюдений за колебаниями уровня моря и скоростью течений.

В классической теории длинных волн в некоторых вариантах изложения рассматривается три основных вида длинных волн неприливного происхождения – волны Пуанкаре, волны Кельвина и волны Россби (Иванов и др., 2008). Существуют и другие варианты классификации длинных волн, которые не ограничиваются приведенными их разновидностями. В процессе ознакомления с научной литературой по данной тематике можно придти к выводу о том, что к настоящему времени сформировались две тенденции в классификации длинных волн, каждая из которых базируется на своём подходе. В основу первой из них положен учёт характера возвращающих сил (Ефимов и др., 1985), в основу другой – анализ уравнений, описывающих различные виды длинных волн (Белоненко и др., 2004). Основное содержание материала в монографии (Ефимов и др., 1985), в которой излагается первый вариант, как это и следует из её названия, посвящено изучению длинных волн в пограничных областях океана (захваченных длинных волн). В основу второго варианта положен более формальный принцип математического свойства. Повидимому, они в основном не противоречат друг другу и оба имеют право на существование, а потому мы постараемся использовать их в своём кратком изложении материала по возможности совместно.

Итак, существует два основных класса длинных волн неприливного происхождения: гравитационные и градиентно – вихревые длинные волны (Ефимов и др ., 1985). Первые формируются под действием силы тяжести или плавучести, вторые – под действием гироскопических сил (завихрённость поля скорости и сила вращения Земли). Гравитационные длинные волны включают поверхностные (баротропные) и внутренние (бароклинные) волны. В качестве характеризующего их размерного параметра используется фазовая скорость (формула Лагранжа и её разновидность для бароклинных волн):

$C_1 = (gH)^{1/2}$ – скорость поверхностных длинных гравитационных волн;

$C_2 = [g(\Delta\rho/\rho)H^*]^{1/2}$ – скорость внутренних длинных гравитационных волн.

Здесь H – глубина океана; ρ и Δρ – плотность морской воды и характерная величина её изменения; H* – характерный вертикальный масштаб изменчивости плотности. Типичными представителями баротропных гравитационных волн являются приливные волны и цунами.

Градиентно – вихревые волны характеризуются законом сохранения потенциального вихря:

$$d/dt\,[(rot_z V + f)/H] = 0, \qquad (6.4)$$

где $rot_z V$ – вертикальная составляющая завихрённости поля скорости; f – частота Кориолиса. При относительно слабом изменении H в масштабах описания длинных волн единственным параметром, определяющим градиентно – вихревые волны, становится $grad(f/H) = \beta$. Именно по этому признаку выделяются волны Россби. В (Ефимов и др., 1985) утверждается, что их фазовую скорость определить сложно из-за специфического характера закона их дисперсии. Однако в (Белоненко и др., 2004) приведено выражение для локальной (при $\beta/f = const$) фазовой скорости зональных нейтральных (устойчивых) волн Россби:

$$C = -\,\beta/(k^2 + R^{-2}), \qquad (6.5)$$

где $R = (gH)^{1/2}/f$ – баротропный радиус деформации Россби (см (3.4)).

Согласно (Ефимов и др., 1985), поверхностные (баротропные) и внутренние (бароклинные) волны Россби характеризуются параметрами:

$$G_1 = H grad\,(f/H)\ ;\ \ G_2 = H^* grad\,(f/H^*). \qquad (6.6)$$

Пространственные изменения приведенных параметров приводят к трансформации длинных волн. Наиболее заметные их изменения имеют место в пограничных областях океана, которые авторы монографии (Ефимов и др., 1985) подразделяют на три основных типа: топографические, фронтальные и экваториальная пограничная область. Все виды пограничных областей обладают свойством захватывать длинные волны и по-своему трансформировать их.

В топографических пограничных областях изменяются все параметры среды, что приводит к модификации всех видов длинных волн и к появлению их специфических видов.

Фронтальные пограничные области образуются в районах выраженной неоднородности поля плотности морской воды. В них происходит модификация бароклинных длинных волн. При совпадении их фазовой скорости со скоростью бароклинного течения здесь образуются неустойчивые (растущие) внутренние длинные волны, а в зонах струйных течений – струйные градиентно-вихревые волны, распространяющиеся в направлении течения вдоль струи.

Топографические и экваториальные пограничные зоны характеризуются их шириной L. Отсюда появляется новый параметр, fL, имеющий размерность скорости и равный фазовой скорости захваченных градиентно-вихревых волн.

В экваториальной пограничной области происходит смена знака параметра Кориолиса на экваторе. Здесь имеет место трансформация длинных волн, обусловленных вращением Земли (волн Россби, инерционно-гравитационных). В районе экватора образуются волны Янаи, смешанные волны Россби – гравитационные, которые на низких частотах имеют свойства градиентно-вихревых, а на высоких – свойства гравитационных. Экваториальная пограничная область характеризуется соответствующим радиусом деформации Россби :

$R = (gH)^{1/2}/f$ – для баротропных волн Россби и

$$R^* = [g(\Delta\rho/\rho)H^*]^{1/2}/f \quad \text{– для бароклинных.} \tag{6.7}$$

Захваченные длинные волны имеют весьма обширный видовой состав, причём каждый вид баротропных захваченных волн образуется под влиянием определённых механизмов захвата. Так, волны Кельвина формируются вблизи береговой линии под действием вращения Земли. Это единственные длинные волны, существующие на частотах как ниже, так и выше инерционной. В северном полушарии они распространяются вдоль берега, оставляя его справа, т.е. в циклоническом направлении (Герман, Левиков, 1988; Ефимов и др., 1985). На низких частотах их структура определяется вращением Земли, а по мере увеличения их частоты всё большее значение начинает иметь влияние берега, в результате чего волны Кельвина обращаются в нулевую моду краевых волн.

Краевые волны Стокса образуются за счёт уменьшения фазовой скорости гравитационных волн на мелководье. Они имеют две разновидности: прогрессивные, движущиеся вдоль берега, и стоячие – поперёк прибрежной зоны. Их фазовая скорость обратно пропорциональна частоте, так что энергия этих волн концентрируется там, где их фазовая скорость минимальна, что характерно для явления волновода.

Топографические волны Россби формируются под действием совместного эффекта вращения Земли и неоднородности рельефа дна. Они имеют частоты ниже инерционной и представляют собой квазигеострофические колебания. Топографические волны Россби включают несколько разновидностей захваченных длинных волн, самыми характерными из которых являются континентальные шельфовые волны, оказывающие существенное влияние на динамику шельфовой зоны.

Имеются и другие виды захваченных длинных волн, образующиеся, в частности, в открытом океане, вблизи вытянутых неоднородностей рельефа дна (двойные волны Кельвина), волны иного происхождения. Захваченные волны на шельфе могут соседствовать с излучёнными длинными волнами, которые не привязаны ни к какой морфологической зоне и могут распространяться по всему океану. Захваченные волны имеют дискретный спектр, а излучённые – непрерывный (континуальный). Баротропные излучённые волны на шельфе существуют только в диапазоне частот выше инерционной. Таковы, например, волны Пуанкаре, образующиеся при отражении от берега волн Свердрупа, которые генерируются в открытом океане под действием сил тяжести и вращения Земли. Волны Пуанкаре имеют прогрессивный характер при распространении вдоль берега и стоячий в направлении поперёк него. На шельфе они могут играть важную роль при формировании движений в диапазоне 0,1–8 ч, связанных с влиянием атмосферных возмущений или цунами (Ефимов и др., 1985). Если на шельфе укладывается кратное число таких полуволн, имеющих периоды в указанном диапазоне, то возникает явление шельфового резонанса. Оценки, полученные Манком на основе анализа данных наблюдений (Рабинович, 1993), показывают, что энергия излучённых волн, распространяющихся в открытом океане, составляет лишь 10% от энергии волн на шельфе.

В качестве источников длинных волн могут выступать флуктуации атмосферного давления и ветра, неустойчивость длинных волн и течений на шельфе и прочие явления и процессы, формирование и развитие которых протекает на границах раздела или связано с динамической неустойчивостью. Так, в (Рабинович, 1993) приведены примеры генерации длинных волн атмосферными приливами и флуктуациями атмосферного давления, связанными с перемещением барических образований. Автор выделяет три основных фактора, порождающих значительные анемобарические волны в морях и океанах:

– колебания атмосферного давления типа внутренних гравитационных или захваченных волн над морской поверхностью;

– прохождение над морем атмосферного фронта (обычно холодного), скачка атмосферного давления или линии шквала;

– глубокий циклон, тайфун или ураган и связанные с ними колебания атмосферного давления.

Особенно сильные гравитационные волны, вызванные атмосферными возмущениями, называют метеоцунами, имея в виду сходство характеристик этих волн с цунами сейсмического происхождения.

Отмечается, что генерация анемобарических волн происходит далеко не всегда вслед за атмосферными возмущениями указанных видов. Очевидно, что для генерации анемобарических волн в море требуется некое резонансное взаимодействие атмосферных возмущений с возмущениями, генерируемыми в море. Так, в случаях, когда параметры (период, фазовая скорость) атмосферных возмущений совпадают с параметрами длинных волн на шельфе, а те, в свою очередь, имеют характеристики, близкие к характеристикам собственных колебаний бассейна или его части, возникает явление двойного резонанса, в результате которого возникают сейшевые колебания с амплитудой до нескольких метров. Это явление получило название *абики* в Японии и *риссага* в Испании и подробно рассмотрено в (Рабинович, 1993). Кроме того, в ряде работ показано, что фазовая скорость нулевой моды и цуга волн, следующих за нагоном (вторичные нагонные колебания), совпадает со скоростью перемещения вызвавшего их циклона.

Это дало основание утверждать, что длинные баротропные волны, вызываемые в пределах прибрежной зоны атмосферными возмущениями, генерируются в процессе взаимодействия первоначального резонансного возмущения в водной среде с локальными неровностями рельефа дна (Рабинович, 1993).

Приведенная информация позволяет заключить, что локальные геоморфологические характеристики шельфа во многом предопределяют спектр захваченных волн. Поэтому анализ данных прибрежных наблюдений включает определение искажающего влияния локальной геометрии шельфа на спектр длинных волн. Соответственно вводится частотная характеристика шельфа, аналогичная частотной характеристике колебательного контура, называемая коэффициентом усиления $\gamma(\omega)$. Задача об оценке резонансного прилива на шельфе обычно решается в постановке учёта взаимодействия набегающих и отражённых волн Пуанкаре. Волна, набегающая на шельф из океана, может значительно усиливаться в результате многократного отражения от берега и от границы шельфа. Это происходит на резонансных частотах. Периоды «частично захваченных» резонансных волн Пуанкаре находятся приблизительно в том же диапазоне, что и характерные периоды волн цунами (10–100мин). Величина $\gamma(\omega)$, представляющая собой отношение амплитуды отражённой волны к амплитуды падающей, зависит от частоты и вдольберегового волнового числа k. Волна Пуанкаре рассматривается как суперпозиция падающей и отражённой волн, для которой справедливо соотношение:

$$\mathrm{Sin}\alpha = k\,[(gh/(\omega^2 - f^{\,2})]^{1/2},$$

где $\alpha$ – угол падения относительно нормали к берегу. Аналитические решения задачи о резонансных приливах для разных форм рельефа дна и результаты численных расчётов $\gamma(\omega)$ для Тихоокеанского побережья в районе о -ва Хоккайдо и Курильской гряды приведены в цитируемой монографии (Ефимов и др., 1985).

Деформацию длинных волн, движущихся к побережью из открытого океана, можно приближённо оценить, используя формулу Лагранжа для фазовой скорости и закон сохранения полной энергии (Рабинович, 1993). Полагая, что в открытом океане $H = H_o$, $h = h_o$ и $k = k_o$, нетрудно получить соотношения:

$$h = h_o\,(H_o/H)^{1/4} \quad \text{(закон Грина)};$$

$$(k/k_0) = (H_o/H)^{1/2}.$$

Полезные для анализа и практического использования соотношения, относящиеся, в том числе, к длинным волнам, набегающим на берег, приведены в (Вольцингер и др., 1989). Так, характерное расстояние, на котором начинает активно проявляться влияние нелинейности, в приближении волн Римана (цунами), можно оценить следующим образом:

$$L_* = q_* H\lambda/h,$$

где $q_*$ – числовой множитель, зависящий только от формы волны. Для монохроматической волны он приблизительно равен 0,1. Получается, что нелинейные эффекты для волн цунами в открытом океане необходимо учитывать только на трансокеанских трассах. В прибрежной зоне при $H = 200$ м, $\lambda = 5$ км, $h = 10$ м $L_* = 10$ км, так что здесь нелинейность проявляется значительно раньше. Непосредственно у берега нелинейность возрастает, проявляясь практически сразу, поскольку $L_*$ перестаёт зависеть от амплитуды волны h.

Дисперсия в длинных волнах проявляется на расстоянии

$$L_g \cong 0{,}02\lambda^3/H^2.$$

Эффект диссипации длинной волны в линейном приближении при больших x или t и при $C_h\lambda\xi^o/H^2 << 1$, где $C_h$ – коэффициент донного трения, можно оценить так (Вольцингер и др., 1989):

$$|\,\xi(x,t)\,| \cong 2H^2/C_h(gH)^{1/2}t = 2H^2/C_h x.$$

На очень малых глубинах волна, практически не смещаясь, быстро расплывается по диффузионному сценарию, при этом её длина растёт как $t^{2/3}$.

На неровностях дна происходит рассеивание волны, эффект которого оценивают, вводя эффективную вязкость (Рабинович, 1993) $\nu_{эф} \cong \pi/2\ (gH)^{1/2} \langle\varepsilon^2\rangle R_\varepsilon$, где $\langle\varepsilon^2\rangle$ – безразмерный малый параметр, характеризующий дисперсию неоднородностей дна; $R_\varepsilon$ – масштаб корреляции неоднородностей дна. Если неоднородности рельефа дна носят изотропный двумерный характер, то соответствующая оценка эффективной вязкости для мелкомасштабных неровностей равна (Рабинович, 1993):

$$\mu \sim -\ (gH)^{1/2} \langle\varepsilon^2\rangle k^3 R_\varepsilon,$$

а для крупномасштабных вариаций рельефа:

$$\mu \sim -\ (gH)^{1/2} \langle\varepsilon^2\rangle k^2 R_\varepsilon.$$

Здесь k – «пространственная частота», которая, согласно данным, приведенным в (Рабинович, 1993), изменяется в пределах $10^{-1}$ – $10^1$ км. Следует иметь в виду, что волна на неровностях рельефа дна не диссипирует в обычном смысле, а распадается на волны той же частоты.

Бароклинные длинные волны как правило являются аналогами соответствующих баротропных волн и наиболее сильно проявляются в зоне термоклина. Исключение составляют придонные захваченные волны, представляющие собой квазигеострофические градиентно-вихревые волновые колебания, формирующиеся под совместным воздействием наклона дна, вращения Земли и стратификации плотности и усиливающиеся у дна.

Практика анализа данных наблюдений указывает на то, что конкретные типы длинных волн в явном виде встречаются редко. Обычно мы имеем их комбинацию. Степень их связанности можно оценить по соотношению их характерных фазовых скоростей. Так, связанность поверхностных гравитационных волн и топографических волн Россби характеризуется параметром дивергентности:

$$D = f\,L/(gH)^{1/2};$$

связанность внутренних гравитационных и топографических волн Россби можно оценить с помощью числа Бургера:

$$S = [g(\Delta\rho/\rho)H^*]^{1/2}/(f\,L).$$

Связанность струйных и топографических волн характеризует число Россби:

$$Ro = U/(f\,L).$$

Если эти параметры близки к единице, то различить связанные виды волн невозможно. В таких случаях могут формироваться волны, не относящиеся ни к одному из представленных видов. Однако во многих практических случаях возможны существенные упрощения в постановке задачи даже в рамках описания одного вида волн (Ефимов и др., 1985).

Все свободные длинные волны описываются в первом приближении одними и теми же линейными уравнениями (Ефимов и др., 1985):

$$\partial u/\partial t - fv = -(g/\rho)\partial\xi/\partial x;$$

$$\partial v/\partial t + fu = -(g/\rho)\partial\xi/\partial y; \qquad (6.8)$$

$$\partial\xi/\partial t + \partial(Hu)/\partial x + \partial(Hv)/\partial y = 0,$$

где u, v(x,y) – осреднённые по вертикали значения составляющих вектора скорости течения; ξ(x,y) – смещение морской поверхности относительно невозмущённого уровня; H(x,y) – функция, описывающая рельеф дна. В качестве граничных условий используется равенство нулю нормальной составляющей скорости на дне и на горизонтальных границах, $\mathbf{U}_n(L,H) = 0$: $w(z = 0) = \partial\xi/\partial t$ и $p(z = 0) = p_a$; $\mathbf{U}_n(L,H)$ – нормальная к внешнему контуру области составляющая вектора скорости. Переход к дисперсионным уравнениям осуществляется в предположении о периодическом характере решения уравнения для смещения поверхности моря, которое легко выводится из (6.8):

$$\partial^2\xi/\partial t^2 - g\nabla[H(x,y)\,\nabla\xi] = 0.$$

Вариация сочетания параметров и граничных условий, характерных для различных видов волн, позволяет построить соответствующую дисперсионную диаграмму. Характеристическая дисперсионная диаграмма захваченных волн приведена на Рис. 6.2. В зависимости от локальной геометрии дна в районе шельфа эта диаграмма в конкретных условиях может претерпевать заметные изменения, которые иллюстрируются рядом аналитических моделей формирования захваченных длинных волн для различных вариантов формы шельфа (Ефимов и др., 1985).

Разумеется, эти модели являются идеализацией естественного процесса и носят качественный (диагностический) характер.

При описании вынужденных длинных волн в правых частях двух первых уравнений (6.8) появляются члены, описывающие вынуждающие силы. Кроме того, при необходимости учёта постоянных течений, вязкости или нелинейных взаимодействий в уравнениях движения тоже появляются соответствующие добавочные слагаемые. Однако следует иметь в виду, что все основные виды волн имеют определённые фазовые скорости, а добавление новых членов в описывающие их уравнения движения приводит к появлению новых видов волновых колебаний. При этом в решении задачи прежние виды волновых движений изменяются незначительно. На этом основании авторы (Ефимов и др., 1985) считают, что выделение видов волн является не математической, а физической проблемой. Авторы другой монографии (Белоненко и др., 2004), по всей видимости, придерживаются иного мнения. Перейдём к классификации баротропных градиентно-вихревых длинных волн в несколько более формальном изложении (Белоненко и др., 2004). Эта классификация, таким образом, не является общей, но характерезует существенную часть спектра длинных волн.

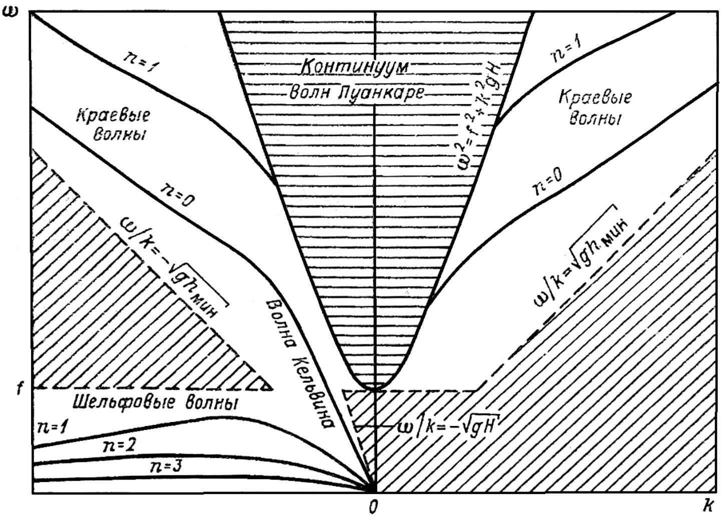



***Рис. 6.2.*** *Характеристическая дисперсионная диаграмма захваченных волн (Ефимов и др.,1985).*

## 6.5. Баротропные градиентно-вихревые волны

Эти волны образуют широкий класс волновых движений. Рассмотрим сначала свободные баротропные волны. В открытом океане они распространяются в зональном направлении. Дисперсионное уравнение для этих волн, движущихся в постоянном потоке меридионального направления, записывается в следующем виде (Белоненко и др., 2004):

$$\omega = [k/(k^2 + R^{-2})]\ [k^2u_o + (f/H)\partial H/\partial y + f/(\partial u_o/\partial y - f)\ (\beta - \partial^2 u_o/\partial y^2)] \qquad (6.9),$$

где $\omega$ – частота, $R = C/f = (gH)^{1/2}/f$ – радиус деформации Россби, C – фазовая скорость волн, k – волновое число, соответствующее оси x (запад-восток). Приведенное общее определение R имеет ряд модификаций в зависимости от типа волн внутри данного класса. В пределах выделенного класса волн

$$R = [gH/(\omega_D{}^2 + b_1b_2)]^{1\backslash 2}, \qquad (6.10)$$

где $\omega_D = (\omega - u_ok - v_on)$ – доплеровская частота; $b_1 = \partial u_o/\partial y - f$, $b_2 = \partial v_o/\partial x + f$; $u_o$, $v_o$ – компоненты средней скорости течения, n – волновое число, соответствующее оси y. При некоторых элементарно выражаемых условиях оба определения R совпадают. Если градиентами средней скорости можно пренебречь по сравнению с f, то уравнение (6.9) можно представить в виде

$$(\lambda/R)^2 - BRT(\lambda/R) + 1 = 0, \qquad (6.11)$$

откуда $\lambda_{1,2} = T'/2 \pm [(T'/2)^2 - 1]^{1/2}$,

где $\lambda$ – длина волны; $T = \omega_D{}^{-1}$ – доплеровский период волны; $B = (f/H)\partial H/\partial y - \beta + \partial^2 u_o/\partial y^2$. Отсюда следуют основные свойства свободных баротропных градиентно-вихревых волн:

– величина $T' = BRT = 2$ служит границей, разделяющей устойчивые и неустойчивые баротропные волны, соответствующий ей временной масштаб в условиях открытого океана составляет около 10 суток (Белоненко и др., 2004) (Рис. 6.3.);

– неустойчивые баротропные волны разделяются на растущие и затухающие, длина каждого вида волн равна $\lambda' = \lambda/R = T'/2$, т.е. пропорциональна их периоду;

– фиксированному периоду устойчивых баротропных волн соответствуют две системы волновых колебаний, разделительная граница между которыми лежит на линии λ= R; характерная для открытого океана величина R составляет ~$2*10^3$км (Белоненко и др., 2004);

– свойства коротких и длинных волн существенно различны – длина коротких волн обратно пропорциональна периоду, а сами они обладают дисперсией и при λ<< R становятся бездивергентными; длина волн при λ>> R прямо пропорциональна периоду, и они не обладают дисперсией, но соответствуют геострофическому балансу сил (их называют квазигеострофическими); фазовая и групповая скорости длинных волн равны и намного превосходят фазовую скорость коротких.

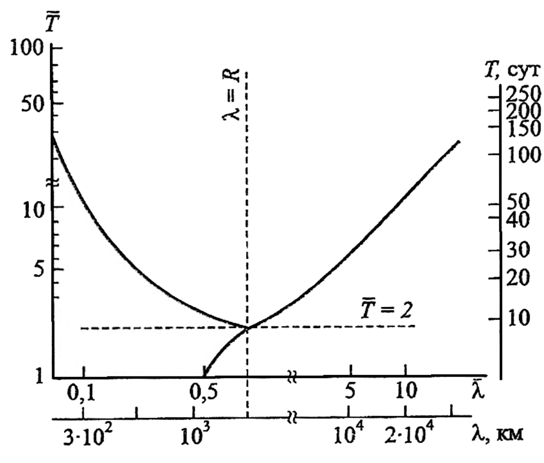



***Рис. 6.3.*** *Дисперсионная диаграмма низкочастотных волн в океане при К = $2\cdot10^3$км и В = $10^{-4}$км$^{-1}$сут$^{-1}$ (Белоненко и др., 2004).*

Каждому выделенному типу баротропных волн соответствуют три элементарных вида:

*волны Россби*, формирующиеся при $u_o$= 0, H = const, B = - β;

*топографические волны*, для которых $u_o$= 0, β = 0, B = (f/H)∂H/∂y;

*сдвиговые волны*, формирующиеся при β = 0, H = const, B = $\partial^2 u_o/\partial y^2$.

Как отмечалось ранее, бароклинные волны в основном являются аналогом баротропных, поэтому рассматривать их подробно в нашем случае не имеет смысла. В качестве примера бароклинных волн кратко опишем фронтальные волны, которые не концентрируются в слое скачка плотности, а охватывают всю область глубин с выраженной фронтальной зоной.

Фронтальные волны – это длинные бароклинные горизонтально-поперечные волны, возникающие во фронтальных зонах океанов. Действующие силы – горизонтальные градиенты давления, связанные с крупномасштабным резким изменением плотности воды, и вращение Земли. Первые исследования фронтальных волн изложены в трудах Бьеркнеса и Сульберга, Кочина и Юдина (Белоненко и др., 2004; Гилл, 1986), опубликованных в 20–30-е годы XX века в связи с изучением динамики формирования циклонов. В физической океанографии фронтальные волны рассматривались позднее в работах Фёдорова, Гилла, Коняева и Сабинина (Белоненко и др., 2004; Гилл, 1986) в связи с исследованиями бароклинной неустойчивости гидрологических фронтов. В приближении чисто зональных волн в зоне широтного плотностного фронта ($\partial\rho_0/\partial x = 0$) и, полагая $\beta = 0$, $u_0 = v_0 = w_0 = 0$, $P \sim \exp[i(\sigma t - kx - ny - mz)]$, $\rho_0 = \rho_{00}\exp(\alpha x + \gamma y)$, $\sigma = \sigma_1 + i\sigma_2$ ($\sigma_1$ – частота волны, $\sigma_2$ – коэффициент затухания) из общего дисперсионного уравнения для градиентно-вихревых волн получим:

$$\sigma_1 = - kf\gamma R^2 / (\alpha m^{-2} + 1);\quad \sigma_2 = mkf\gamma R^2/\alpha(\alpha^2 m^{-2} + 1);$$

$$\sigma_1/\sigma_2 = \alpha/m = (H\partial\rho_0/\partial z)/\rho p\pi \qquad (6.12),$$

где $R = m^{-1}f^{-1}N$ – бароклинный радиус деформации Россби, $p = 1,2,3,\ldots$ Отсюда следует, что фазовая скорость длинных фронтальных волн ($k^2 << R^{-2}$) не обладает дисперсией:

$$c_{фр} = \sigma_1/k = - f\gamma R^2/(\alpha m^{-2} + 1). \qquad (6.13)$$

Кроме того, она пропорциональна горизонтальному градиенту плотности и квадрату радиуса деформации. Чем больше отношение $\sigma_1/\sigma_2$ , тем более устойчива волна и тем дольше она сохраняется. Это отношение прямо пропорционально вертикальному градиенту плотности и глубине моря и обратно пропорционально номеру моды. Обычно, даже при максимальных вертикальных градиентах плотности $m^2 >> \alpha^2$. Поэтому

$$\sigma_1 = kf\gamma R^2; \; c_{фр} = -f\gamma R^2.$$

Возникшие волны быстро либо затухают, либо растут и трансформируются в вихри. В северном полушарии при $\gamma > 0$ волны распространяются на запад, оставляя более плотные воды к северу, или, при $\gamma < 0$ распространяются к востоку, оставляя более плотные воды к югу. При этом амплитуда волн, движущихся на запад, возрастает, а движущихся на восток – падает. В южном полушарии следует ожидать обратной закономерности. Если учесть скорость фонового течения, то дисперсионные соотношения, а вместе с ними и закономерности динамики фронтальных волн, существенно усложнятся.

В приведенной классификации используется дисперсионное уравнение, выведенное с учётом влияния постоянного течения. Соответственно, должны появиться новые волновые моды. В (Ефимов и др., 1985) приведены выражения для компонентов орбитальной скорости баротропных волн у прямолинейного берега:

$$u = ig\,(\omega\partial\xi/\partial x - kf\xi)/(\omega^2 - f^2);$$

$$v = -\,g\,(f\partial\xi/\partial x - k\omega\xi)/(\omega^2 - f^2) \qquad (6.14)$$

и в (Белоненко и др., 2004) – для свободных баротропных волн Россби:

$$u = \partial\varepsilon/\partial t = (gi/f^2)\,(ik\omega + nf)\xi,$$

$$v = \partial\eta/\partial t = -\,(gi/f^2)\,(kf - in\omega)\xi. \qquad (6.15)$$

Здесь $\xi$ – смещение уровня относительно невозмущённого положения; $\varepsilon$ и $\eta$ – соответствующие смещения частиц. В первом случае используется преобразование Фурье по $t$ и $x$, а во втором – трёхмерное. Показано, что меридиональные составляющие орбитальной скорости волн Россби значительно превосходят зональные их составляющие, в результате чего орбиты смещения частиц в этих волнах представляют собой эллипсы, сильно вытянутые в меридиональном направлении. При прохождении узкого гребня волны происходит резкая смена (скачок) фазы на $180^{o}$. Представить себе такие волны несколько затруднительно.

Эту классификацию следует дополнить, чтобы учесть длинные волны особой формы, возникающие под влиянием нелинейности и называемые уединёнными волнами или солитонами. Визуально солитон представляет собой единичный «бугор» или впадину на поверхности воды. Это образование может распадаться, скажем, на два аналогичных, движущихся независимо с различными фазовыми скоростями. При встрече в пространстве эти вторичные солитоны не взаимодействуют и могут проходить один под другим, не изменяя формы. История открытия и теоретического описания солитонов приведена в (Иванов, 2008). Динамику солитонов описывают с помощью уравнения Кортевега–де Вриза. Различают две формы этого уравнения: линеаризованную

$$\partial\xi/\partial t + c\partial\xi/\partial x + (cH^2/6)\,\partial^3\xi/\partial x^3 = 0$$

и нелинеаризованную

$$\partial\xi/\partial t + c[1 +(3\xi/2H)]\partial\xi/\partial x + (cH^2/6)\,\partial^3\xi/\partial x^3 = 0.$$

Обе формы этого уравнения содержат члены, описывающие эффекты нелинейности и дисперсии (распада волны на составляющие). Существует два вида решения уравнения Кортевега–де Вриза. Первый вид решения существует только при равновесии эффектов нелинейности и дисперсии и описывает уединённую волну (солитон):

$$\xi = h_o \mathrm{sech}\,[(3h_o/4H^3)\,(x - c't)],$$

где $c' = (gH)^{1/2}(1 + h_o/2H)$. Длина волны в классическом смысле для солитона не существует. Под ней понимается отрезок прямой в направлении движения солитона, на котором возмущение уровня составляет определённую долю его максимального значения (обычно 3 или 10%) (Иванов и др., 2008).

Второй вид решения описывает периодические возмущения и выражается через эллиптические (кноидальные) функции Якоби (cn):

$$\xi = h_o cn^2[(3\beta/4H^2)\,(x - c't)],$$

где $\beta = H^2/\lambda^2$. Длина кноидальной волны равна: $\lambda = 4HK(m)/\,3\beta^{1/2}$; K(m) – эллиптический интеграл первого рода.

Два приведенных решения отражают разные соотношения между конкурирующими эффектами нелинейности и дисперсии. Эффект нелинейности выражается в увеличении крутизны волнового фронта в связи с его укорачиванием и ведёт к образованию фронта ударной волны, а эффект дисперсии приводит к расползанию волны и препятствует формированию волнового фронта. Так как оба вида волн являются нелинейными и имеют дисперсию, для них неприменим принцип суперпозиции.

## 6.6. Захваченные баротропные волны

Для захваченных баротропных волн имеется группа правил (теорем), позволяющих представить себе общую качественную картину совокупности их параметров в прибрежной зоне (Ефимов и др., 1985). Качественный анализ данных наблюдений на шельфе при этом опирается на дисперсионное уравнение в безразмерных переменных (частота нормирована на f, волновое число на 1/L (L – ширина шельфа), расстояние от берега x – на L и глубина места H – на глубину на внешнем крае шельфа):

$$d/dx(H - d\xi/dx) - [D^2(1 - \omega^2) + (k/\omega)\,dH/dx + k^2H]\xi = 0, \qquad (6.16)$$

где $D^2 = f^2L^2/(gH)$ – параметр дивергентности.

Правила эти следующие:

– если профиль дна монотонный (H'> 0), то $\partial\omega/\partial D^2 < 0$. $D^2$ является собственным параметром уравнения Штурма–Лиувилля (6.16), что даёт возможность оценить свойства функции $D_n^2(\omega,k)$, где n –

номер моды, и определить характеристики дисперсионных кривых $\omega_n(k)$;

– если нормированная частота $\omega < 1$, то для фиксированного волнового числа существует бесконечная последовательность шельфовых волн (мод) с возрастающей частотой, а при $\omega > 1$ – конечное число краевых волн с последовательно убывающей частотой, причём с ростом k число краевых волн растёт неограниченно; линия $\omega = 1$ разделяет на дисперсионной диаграмме шельфовые и краевые волны; краевые волны могут существовать и без вращения Земли, так как являются гравитационными;

– существует только одна мода, дисперсионная кривая которой пересекает линию $\omega = 1$ – волна Кельвина (Рис. 6.2.);

– фазовая скорость краевых волн $|C| > (gH_{min})^{1/2}$, $H_{min}$ – минимальная глубина на профиле дна;

– фазовая скорость краевых волн, распространяющихся в циклоническом направлении, меньше фазовой скорости волн этого вида, распространяющихся в обратном направлении; групповая скорость краевых волн при $k > 0$ всегда положительна;

– при монотонном профиле дна все волны с $\omega < 1$ (шельфовые, волны Кельвина) распространяются в циклоническом направлении (в открытом океане – относительно его центра);

– при ограниченной величине отношения $H'(x)/H(x)$ для шельфовых волн $\omega_n \to 0$ при $k \to \infty$, но при $k \to 0$ $\omega \to 0$;

– существует верхняя граница фазовых скоростей для первой моды шельфовых волн и волны Кельвина: $|C| < (gH)^{1/2}$; фазовая скорость волны Кельвина близка к $(gH)^{1/2}$ и совпадает с этим значением в океане постоянной глубины (в пелагиали);

– фазовая скорость всех типов захваченных волн с ростом волнового числа (по модулю) уменьшается; групповая скорость (по модулю) всегда меньше фазовой.

Отметим, что шельфовые волны генерируются вдольбереговой составляющей скорости ветра (Ефимов и др., 1985).

### 6.7. О расчёте длинных волн неприливного происхождения

Расчёт длинных волн в гидродинамической постановке задачи по сути самым тесным образом связан с расчётом течений. На самом деле те и другие представляют собой условно постоянные и условно периодические составляющие единого гидродинамического процесса. Это особенно заметно на примере анализа нелинейных эффектов, благодаря которым осуществляется переход энергии от волн к постоянным течениям и наоборот и которые наиболее сильно выражены в прибрежной зоне, являющейся своеобразной ловушкой для кинетической энергии волн и течений. Очевидно, принятое в науке разделение волн и течений сложилось исходя из удобства теоретического анализа в силу исторической условности, связанной с изучением отдельных явлений природы. Действительно, постоянную составляющую процесса можно представить в виде суперпозиции периодических функций. Более того, Гилл и Шуман (Герман, Левиков, 1988) показали, что наблюдаемые течения на определённом участке побережья Австралии можно представить в виде суперпозиции двух наблюдавшихся там шельфовых волн. Кроме того, хорошо известны успешные попытки представить основные черты постоянной составляющей циркуляции Северной Атлантики в виде суперпозиции баротропных и бароклинных волн Россби (Сафронов, 1985). Однако моделирование отдельных видов длинных волн само по себе имеет чисто теоретический интерес. Исключение, по всей видимости, представляют приливные колебания и волны цунами. Первые мы рассмотрели выше. Вторые являются типичными гравитационными волнами с сейсмическим или иным кратковременным локальным возбуждающим источником. Описание этого явления и методика его расчёта для частных форм шельфа, включая схему расчёта частотной характеристики океанского шельфа в районе Курильских островов, представлены в (Ефимов и др., 1985; Пелиновский, 1982). Кратко о них можно сообщить следующее. Длина волн цунами составляет от 10 до 1000 км, длительность явления – от 10 до 100 мин, фазовая скорость – от 10 до 200 м/с, предельная высота в прибрежной зоне – от 20–30 до 60 м, высота заплеска – от нескольких десятков (Иванов и др., 2008) до 524 м (бухта Литуя, Аляска, июль

1958 г., результат схода лавины) (Пелиновский, 1982). Основными источниками цунами на планете являются сейсмические наземные или подводные подвижки земной коры. Около 85% цунами вызваны подводными землетрясениями (Иванов и др., 2008). На нашей планете ежегодно происходит в среднем 100000 землетрясений, 100 из которых имеют катастрофический характер. На Земле находится около 900 действующих вулканов, 2/3 из которых расположены на берегах и островах Тихого океана. Кроме того, известно около 200 подводных вулканов (Иванов и др., 2008). В ареале наших Дальневосточных берегов и Японии начальная амплитуда подъёма водной поверхности над эпицентром зависит от магнитуды землетрясения следующим образом (Пелиновский, 1982):

$$\lg h_э = 0{,}8M - 5{,}6.$$

($h_э$ в метрах). Очень близкая зависимость приведена в (Пелиновский, 1982) для западного побережья Южной Америки. Рассматривается три стадии процесса развития цунами (Иванов и др., 2008):

- формирование и распространение вблизи источника;
- распространение в открытом океане большой глубины;
- трансформация волн на шельфе, набегание на берег и резонансные явления.

Наиболее исследована вторая стадия, первая и третья изучены слабее. При описании эволюции волн в открытом океане используется линейные уравнения, поскольку отношение параметра нелинейности $h/H$ к параметру частотной дисперсии $H^2/\lambda^2$ (число Урселла $Ur = h\lambda^2/H^3$) указывает на преобладание эффекта дисперсии ($Ur \ll 1$). При выходе на шельф волна цунами представляет собой суперпозицию падающей и отражённой волн. Её амплитуда изменяется с глубиной по закону Эйри – Грина (Иванов и др., 2008):

$$h/h_o = (H_o/H)^{1/4}.$$

Если волна цунами является гармонической волной, то высоту её наката на берег можно приближённо оценить по формуле:

$$R = 2\pi h_o(2H_o/\lambda_o \mathrm{tg}\beta)^{1/2},$$

где $\beta$ – угол наклона берегового склона. Если форма волны отличается от гармонической, то

$$R = 2\pi h_o(2H_o/\lambda_o \mathrm{tg}\beta)^{1/2} P(t/T_o).$$

Функция $P(t/T_o)$ описывает изменение формы волны во времени, $T_o$ – общая длительность волны. Вид наката волн цунами определяется параметром $Br = \hbar\omega^2/g\beta^2$. При $Br<1$ волна выходит на берег без обрушения. При $Br>1$ происходит обрушение волны на береговом склоне. Таким образом, величина $Br = 1$ является критической. В реальных условиях дисперсия и диссипация могут замедлять процесс обрушения, что приводит к увеличению критической величины Br. Выделяют следующие основные виды наката: расплескивающийся бурун, ныряющий бурун, коллапсирующий и вздымающийся бурун. Первый наблюдается при малых высотах волн и на малых $\beta$. При некотором увеличении $\beta$ наблюдается ныряющий бурун, при котором волна нависает над береговым склоном. Коллапсирующий бурун формируется при больших $\beta$, когда волна разрушается вблизи подножия. Последний вид буруна наблюдается на крутых откосах, когда обрушения волны не происходит.

Для предупреждения о цунами создана специальная служба (СПЦ), в состав которой входят оперативные подразделения, осуществляющие наблюдения за уровнем моря, в частности, на побережье северной части Тихого океана и его морей. Существуют зарубежные системы предупреждения цунами, например, в Японии, США (на Гаваях и Аляске), на островах Полинезии и в Чили (Иванов и др., 2008) и в других прибрежных государствах Тихого океана. В 1966 г. под эгидой МОК ЮНЕСКО была создана Международная группа по системам предупреждения о цунами на Тихом океане, в которую вошли 22 государства, в том числе СССР (Иванов и др., 2008). Данные наблюдений усваиваются и оцениваются на основании имеющейся информации в процессе принятия решения. При выходе на шельф волны цунами и приливные волны могут генерировать захваченные волны разных видов, часто смешанных, и резонансные приливные колебания. Совокупность береговых станций СССР (РФ), входящих в СПЦ в соответствии с утверждённой программой, представлена на Рис. 6.4.

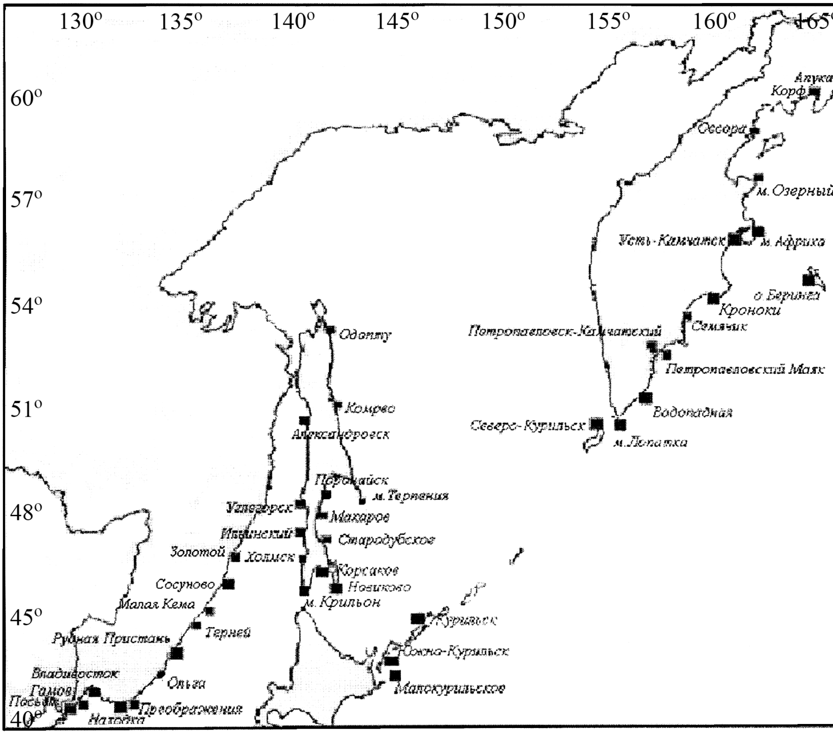



***Рис. 6.4.*** *Схема расположения пунктов наблюдения за уровнем моря при полном развёртывании Системы предупреждения цунами на дальневосточном побережье РФ (системный проект СПЦ).*

Наблюдаемые приливные волны в прибрежной зоне, как показано в (Ефимов и др., 1985), состоят из набора волн различных видов, классификация которых представлена выше. Получается, что приливообразующие силы можно в какой-то мере рассматривать как модуляторы естественно возникающих длинных волн. Чтобы обоснованно поставить задачу, в том числе в численном варианте, для конкретного участка шельфа, полезно представлять себе, чего следует ожидать в результате. Для этого рассчитывается частотная характеристика шельфа $\gamma(\omega)$. Она позволяет оценить, насколько волны конкретного вида проявляются в колебаниях уровня моря на различных участках побережья. Так, в (Герман, Левиков, 1988) показано, что в колебаниях уровня морей Дальнего Востока явную роль играют шельфовые волны. Учёт длинных волн при решении задачи о прогнозе прибрежных течений ещё более важен и не только при выборе расчётной схемы. Фактически задача решена только для уровня моря, но не для течений. Уровень моря является интегральной характеристикой и его представление в моделях основано на расчёте полных потоков, а не реальных течений в четырёхмерном пространстве. Другие причины такого положения дел приведены выше. Одна из проблем в данном случае состоит в том, что среди длинных волн есть такие, которые практически не прослеживаются по данным о колебаниях уровня моря на береговой линии и на островах. Таковы, например, плоские колебания скорости течений с инерционными периодами, в наших широтах близких к периодам основных приливных волн. Эти колебания, по данным многих исследователей, появляются и исчезают в случайном режиме и, таким образом, могут являться следствием локальной неустойчивости. Данных по течениям на границах расчётной области, особенно на открытых границах, у нас нет, и будут такие данные нескоро. Поэтому в дальнейшем изложении мы ограничимся описанием методов расчёта суммарных колебаний уровня моря на основе анализа данных наблюдений. Современные вероятностные методы расчёта уровня моря с использованием результатов предварительного анализа данных наблюдений представлены ниже. Существуют современные численные методы расчёта уровня Каспийского и Азовского морей, успешно применяемые в оперативной практике Гидрометцентра РФ (Абузяров и др., 2009; Филиппов, 2011). Активно развивается разработка метода расчёта уровня и течений Чёрного моря с усвоением спутниковой и другой доступной информации в рамках международной программы.

В современных исследованиях к анализу захваченных и свободных длинных волн применяется аппарат геометрической оптики. В частности, успешное применение методов и соотношений геометрической оптики демонстрируется при анализе спутниковых данных по температуре поверхностного слоя, которые позволяют определять положение гребня или фронта бароклинной длинной волны в последовательные моменты времени. Если качество данных позволяет провести соответствующий анализ, то удаётся предвычислить положение фронта бегущей волны и его конфигурацию в плоскости снимка в пределах нескольких часов. Особый интерес это может иметь в районах со сложной конфигурацией дна и берегов. Имеются разработки, позволяющие оценить траектории движения длинных волн при выходе на береговой склон или, например, распределение высоты волн цунами вдоль берега при расположении их источника в пределах берегового склона (Вольцингер и др., 1989).

Большое количество примеров расчёта характеристик разных видов краевых волн для различных форм конфигурации шельфа приведено в монографиях (Ефимов и др., 1985; Ле Блон, Майсек, 1981). Вообще длинные волны слабо реагируют на неоднородности рельефа дна и берегов, существенно меньшие их длины (Рабинович, 1993). Поэтому в районах с приблизительно линейной формой внешнего края шельфа (например, шельф в районе Камчатки и Курильских о-вов (Ефимов и др., 1985; Рабинович, 1993) для расчёта краевых и излучённых волн используются методы, разработанные для ступенчатой аппроксимации формы шельфа. В качестве примера приведём решение этой задачи, содержащееся в (Рабинович, 1993). Переменная глубина в районе шельфа – континентального склона аппроксимируется последовательностью ступенек $H(x) = H_1, H_2, \ldots, H_n$. Для каждой j-й ступеньки исходное уравнение имеет вид (Рабинович, 1993):

$$\xi_j''(x) - \chi_j^2\, \xi_j(x) = 0; \quad \chi_j^2 = k^2 - \omega^2/(gH_j).$$

Решение для каждой области выражается либо в экспоненциальных функциях:

$$\xi_j(x) = C_{1j} \exp(-\chi_j x) + C_{2j} \exp(\chi_j x), \quad \text{при } \chi_j^2 > 0,$$

либо в тригонометрических функциях:

$\xi_j(x) = C_{1j} \cos (p_j x) + C_{2j} \sin (p_j x)$ при $\chi_j^2 < 0$ ($p_j^2 > 0$, $p_j^2 = - \chi_j^2$),

где индекс 1 соответствует шельфу, 2 – открытому океану ($H_2$ = const).

Граничные условия задачи: на берегу (x = 0) – условие непротекания (u = 0), или $\xi_1'(x) = 0$, условие ограниченности решения на бесконечности ($x \rightarrow \infty$): $\xi_2(x) < M$ и условия непрерывности уровня и потока – на границе шельфа (x = L): $\xi_1(x) = \xi_2(x)$ и $H_1\xi_1'(x) = H_2\xi_2'(x)$.

Область решения задачи разбивается на четыре зоны в зависимости от сочетания знаков $\chi_1^2$ и $\chi_2^2$ в каждой из них. Используя граничные условия, соответственно получаем три пары решений.

1) В первой зоне ($\chi_1^2 > 0$, $\chi_2^2 > 0$): $\xi_1(x) = 2C_{11}\mathrm{ch}(\chi_1 x)$;
$\xi_2(x) = C_{12} \exp(-\chi_2 x)$.

Подстановка этого решения в граничные условия для x = L приводит к дисперсионному уравнению $\mathrm{th}(\chi_1 L) = \chi_2 H_2/(\chi_1 H_1)$, в котором правая часть всегда больше единицы. Следовательно, это уравнение не имеет действительных решений, так что волновых решений в этой зоне не существует.

2) Во второй зоне ($\chi_1^2 < 0$, $\chi_2^2 < 0$): $\xi_1(x) = C_{11} \cos (p_1 x)$;
$\xi_2(x) = C_{12} \cos (p_2 x) + C_{22} \sin (p_2 x)$.

Решения носят осциллирующий характер как в зоне шельфа, так и за её пределами, но дисперсионное уравнение для этих волн отсутствует. Оно соответствует излучённым волнам, которые приходят на шельф из открытого океана, трансформируются в ней и, отражаясь, уходят в океан. Их отождествляют с волнами Пуанкаре, иногда называя модифицированными волнами Пуанкаре.

3) В третьей зоне ($\omega^2/(gH_1) < k^2 < \omega^2/(gH_2)$) – область краевых волн. Решения имеют тригонометрическую форму на шельфе и экспоненциально затухающую за его пределами. С учётом граничных условий получим: $\xi_1(x) = C_{11} \cos (p_1 x)$; $\xi_2(x) = C_{12} \exp (-\chi_2 x)$.

Из условий на границе шельфа следует дисперсионное уравнение: $tg(p_1L) = H_2 \chi_2/(H_1p_1)$. Для каждой моды этих волн существует минимальная частота и минимальное волновое число, причём при определённом сочетании частот и волновых чисел каждая мода имеет минимальную групповую скорость, которая ответственна за перенос энергии волн. Соответствующие частоты называются *частотами Эйри*. На них должно наблюдаться накопление волновой энергии, а в спектрах можно ожидать появления соответствующих максимумов.

В (Рабинович, 1993) содержится подробное изложение решения этой задачи. Основным достоинством этого метода является простота и то, что он базируется на аналитике, которая позволяет провести глубокий качественный анализ процесса. Численные модели, к сожалению, таким достоинством не обладают. В общем та же идея разбиения области решения на участки, в которых основные параметры исходных уравнений можно считать постоянными, с последующим использованием аналитических решений лежит в основе метода начальных параметров (Рабинович, 1993), интерполяционно-разностного метода (ИРМ) и метода конечных элементов (Ефимов и др., 1985). Применение этих методов к описанию длинных волн на шельфе имеет ряд преимуществ перед конечно-разностными численными методами.

Рассмотренные нами колебания уровня моря не исчерпывают данной проблемы. В узкой прибрежной полосе, ширина которой соизмерима с поперечным размером зоны обрушения ветровых волн, возникают свои, присущие только этой зоне длинные волны, которые оказывают слабое влияние на уровень моря, но заметное влияние на пространственное распределение и флуктуации скорости прибрежных течений (Вольцингер и др., 1989; Рабинович, 1993). Поэтому они рассмотрены в главе, посвящённой решению задачи расчёта прибрежных течений.

### 6.8. Непериодические колебания уровня моря

Для прогноза непериодических изменений уровня моря исследуют связь его колебаний с вынуждающими силами. В морях со слабо выраженными приливами на первый план выступают внешние силы климатического характера, которые вызывают сгонно-нагонные колебания уровня. Для их прогнозирования применяются как методы гидродинамического моделирования, так и методы спектрального и взаимного спектрального анализа. Показано, что методы линеаризованного гидродинамического и спектрального моделирования имеют глубокую аналогию (Герман, Левиков, 1988). Гидродинамическое численное моделирование штормовых нагонов требует учёта нелинейных членов уравнений гидродинамики. Соответствующие взаимодействия колебаний уровня с вынуждающими силами можно учесть и в рамках спектрального анализа, опираясь на полуэмпирические связи между компонентами функций спектральной плотности колебаний уровня моря и вынуждающих сил в определённых частотных диапазонах. Разница состоит в том, что с помощью гидродинамических моделей можно моделировать конкретный нагон в конкретных условиях, не имея исторического ряда наблюдений. При этом необходимо знать только внешние (начальные и граничные) условия, которые вообще могут отличаться от средних. Вероятностное моделирование возможно только в рамках уже имеющегося опыта. Более того, возможности спектрального анализа ограничены теми колебаниями уровня, в том числе сгонно-нагонными, которые имеют более или менее регулярную повторяемость, выраженную в виде соответствующего вынуждающим силам максимума спектральной плотности. Случайные колебания малой амплитуды, тонущие в шумовом фоне, или даже изменения уровня большой амплитуды, но имеющие малую повторяемость, моделировать с помощью спектрального анализа невозможно. Вероятностные методы оценки экстремальных уровней малой повторяемости существуют, но они не могут служить для прогноза конкретных ситуаций. Для прогноза конкретных ситуаций с помощью любого метода вероятностного анализа требуется накопленный эмпирический опыт. Гидродинамические численные модели тоже имеют свои ограничения. Так, мы уже говорили об интерполяции колебаний уровня на границе области в узлы расчётной сетки. Так как нагоны носят локальный характер, адекватная численная модель имеет некоторую открытую границу, на которой задание граничных условий превращается в сложную проблему. Имеются и другие сложности в основном технического характера.

Перейдём к рассмотрению наиболее применяемых методов анализа сгонно-нагонных колебаний уровня. Так как моделирование уровня в гидродинамических моделях сопряжено с расчётом течений и в основном не является самостоятельным, ниже ограничимся описанием вероятностного подхода к решению нашей задачи.

Поскольку наблюдаемые суммарные колебания уровня носят смешанный характер, то прежде всего необходимо определить те из них, которые вызваны соответствующими изменениями скорости ветра и атмосферного барического давления. Для этого по данным наблюдений предварительно рассчитываются функции спектральной плотности. При этом используются короткие (несколько суток) выборки из общей массы наблюдений, которые соответствуют случаям выраженных штормовых нагонов. По ним выделяются те максимумы спектральной плотности, которые существенно превышают доверительные интервалы и соответствуют одним и тем же частотам в спектрах анализируемых характеристик. Далее производится взаимный спектральный анализ, который позволяет выделить те составляющие полей ветра и давления, которые наилучшим образом коррелируют с колебаниями уровня в диапазонах обнаруженных общих максимумов. Для этого необходимо сначала произвести оптимальное разложение полей ветра и атмосферного давления на составляющие. Если система базисных функций такого разложения определена заранее, как, например, в случае разложения по полиномам Чебышева, то совокупность исследуемых полей задаётся в узлах регулярной сетки. При использовании для этих целей разложения по естественным ортогональным функциям (ЕОФ) базисная система функций определяется корреляционной матрицей последовательности полей, задаваемых в узлах регулярной или нерегулярной пространственной сетки. Преимуществом этого метода является возможность наиболее экономичного представления наиболее существенной информации. Имеются примеры, когда давление для данной точки рассчитывается по наблюдениям на шести ближайших станциях (Герман, Левиков, 1988). В обычной практике для этого лучше использовать кольцовки. В (Багров, 1959) для ЕОФ-разложения метеорологических полей предлагается использовать соотношение:

$$B_{i,j} = [\Sigma\Sigma\, P(x,y)\, \varphi_i(x)\, \psi_j(y)] / \Sigma\, \varphi_i^2(x)\, \Sigma\, \psi_j^2(y), \quad (6.17)$$

где $P(x,y)$ – поле атмосферного давления; $\varphi_i(x)$ и $\psi_j(y)$ – собственные вектора ковариационной матрицы. В качестве удачных примеров применения этого способа расчёта квазипериодических колебаний уровня моря приводят работы (Фирсов, 1984; Шереметевская, 1964; Шереметевская, 1973). Наиболее доступным методом использования метеорологической информации в данном приложении считается задание «эффективного» ветра по наблюдениям на гидрометеорологической станции. С этой целью определяется проекция наблюдаемого ветра на направление, при котором связь ветра с уровнем моря является наиболее выраженной. Эффективный ветер $W_i$ в i-е сроки наблюдений определяется по формуле (Герман, Левиков, 1988):

$$W_i = V_i \cos(\varphi_i - \theta),\ i = 1, 2, 3, \ldots, N, \quad (6.18)$$

где $V_i$ – наблюдаемые скорости ветра, $\varphi_i$ – направление наблюдаемого ветра, $\theta$ – эффективное направление ветра, $N$ – число членов ряда. Наилучшим способом эффективное направление ветра определяется по максимальным значениям взаимных корреляционных функций при различных заданиях этого направления. При этом необходимо анализировать репрезентативность рядов ветра с учётом роз открытости флюгера (см., например, в «Справочнике по климату СССР»). Однако следует учитывать, что в последние годы в связи с различными причинами (строительство новых зданий, перенос наблюдательных площадок и т.д.) конфигурация роз открытости могла существенно измениться.

Здесь, по всей видимости, следует сделать несколько замечаний. Важно иметь в виду, что связь между максимумами спектральной плотности уровня и вынуждающих сил на разных частотах бывает различной. Поэтому хорошие результаты прогноза следует ожидать там, где эта связь имеет устойчивый характер в широкой полосе частот. Далее, для прогноза используется не только корреляционная связь между вынуждающей силой и уровнем моря, что достаточно для оценки амплитуды, но и сдвиг фаз, который далеко не всегда бывает постоянным в широкой полосе частот. В (Герман, Левиков,

1988) демонстрируется случай такого постоянства в прибрежной зоне п. Геническ на Азовском море. Но этот пример едва ли можно считать характерным. Если этот максимум явно доминирует в спектре колебаний уровня, то есть основания надеяться, что прогноз будет успешным. Если спектр колебаний уровня в диапазоне сгонно-нагонных колебаний сложнее, то для прогноза потребуются дополнительные усилия. Например, на мелководье со сложным рельефом дна можно ожидать появления максимумов спектральной плотности на кратных частотах, которые участвуют в формировании сгонно-нагонных колебаний уровня моря. Здесь просматривается аналогия с формированием мелководных приливов. Поэтому в любом случае при использовании данной методики прогноза сгонно-нагонных колебаний уровня следует проводить взаимный спектральный анализ рядов уровня и «эффективных» вынуждающих сил (давления и ветра), включая расчёт коэффициентов когерентности, сдвига фаз и передаточной функции. Накопленный опыт показывает, что при расчёте спектра способом интегрального преобразования Фурье от корреляционной функции следует использовать фильтр Парзена (Герман, Левиков, 1988). Статистическую достоверность параметров линейных систем оценивают исходя из 90% -ной доверительной вероятности. Доверительные интервалы спектральных оценок определяются на основе гипотезы о $\chi^2$ – распределении их сглаженных оценок. Низкочастотную составляющую подавляют с помощью высокочастотного треугольного фильтра Бартлетта. В противном случае возможно искажение оценок спектров и связи между исследуемыми процессами за счёт «просачивания» энергии низкочастотных составляющих в область более высоких частот. В результате оценки когерентности могут в некоторых частотных диапазонах оказаться выше 1,0.

В (Ефимов и др., 1985) для построения спектра колебаний уровня моря с целью предварительного диагностического анализа предлагается несколько иная методика. Сначала из исходного ряда данных наблюдений исключается долгопериодный тренд. В зависимости от длины используемой реализации он может иметь нелинейный характер. В этом случае авторы предлагают аппроксимировать его композицией функций вида exp($\alpha$t) и $t^{\gamma}$ (t – время, $\alpha$ и $\gamma$ – параметры, зависящие от свойств датчика). Кроме того, присутствие в спектре мощных приливных колебаний может оказаться причиной искажений спектра в других диапазонах частот, поэтому предлагается исключать приливы путём предварительного расчёта с последующим вычитанием.

В настоящее время появились методики оценки функции спектральной плотности, более устойчивые к присутствию низкочастотных составляющих в спектре колебаний и к высоким значениям анализируемой характеристики на концах ряда (Рожков, 1979).

Мы изложили только основу подготовительного этапа вероятностного прогноза уровня моря. Зная амплитуды и фазы действующих сил и основных составляющих колебаний уровня моря, можно дальше воспользоваться методами Фурье-анализа, которые хорошо известны (см. выше).

Имитация (восстановление) спектральной плотности колебаний уровня по известной спектральной плотности «эффективного» ветра производится с помощью передаточной функции. Иногда для этих целей используются методы регрессионного анализа. Основная трудность такого подхода заключается в том, что корреляция уровня с вынуждающей силой с удалением по оси частот от тесно коррелирующего максимума в общем случае быстро падает.

Далее покажем некоторые результаты, полученные с помощью данного подхода к анализу и прогнозу уровня моря. Для этого воспользуемся примерами, приведенными в (Герман, Левиков, 1988).

**Азовское море.** Анализ связи непериодических колебаний уровня с вынуждающими силами проводился для п. Геническ с использованием данных по уровню y(t) в самом Геническе, по ветру в Геническе, осреднённых по наблюдениям в шести пунктах (Мысовое, Геническ, Бердянск, Темрюк, Приморско-Ахтарск, Опасное) и по таким же образом осреднённому приземному атмосферному давлению. Рассчитывались нормальная к берегу z(t) и вдольбереговая u(t) составляющие скорости ветра. Указанные данные относятся к периоду июнь–ноябрь 1968 г. (Рис. 6.5.).

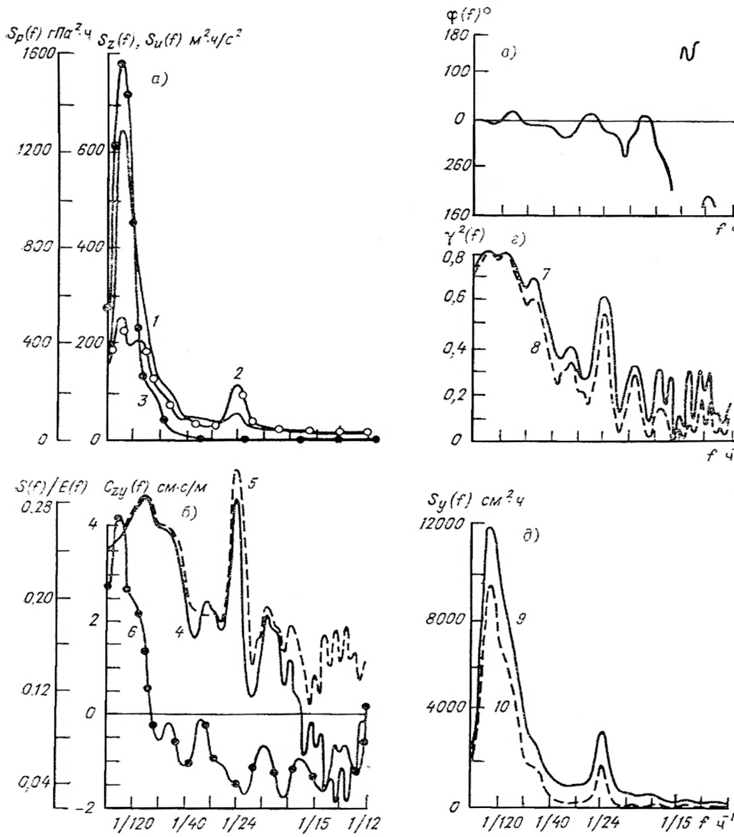


***Рис. 6.5.*** *Связь непериодических колебаний уровня Азовского моря с ветром и атмосферным давлением (Герман, Левиков, 1988).*

*а) – спектральные плотности процессов z(t) – (1), u(t) – (2) и p(t) – (3), доверительные границы: 0,73 S(f) – 1,43 S(f); б) – действительная часть (значения угловых коэффициентов регрессии) – (4) и модуль передаточной функции системы y(t) – u(t) в Геническе – (5), отношение сигнал – шум – (6); в) – фазовая диаграмма процессов z(t) и y(t); г) – множественная когерентность процессов y(t), z(t) и p(t) – (7) (доверительные границы для максимума этой функции: 0,72–0,86), обычная когерентность процессов z(t) и y(t) – (8) (доверительные границы для максимума функции: 0,72–0,86); д) – «наблюдённые» (9) и восстановленные (10) значения спектральной плотности уровня моря.*

Спектральные плотности анализируемых параметров имеют следующие особенности (Рис. 6.5.):

– в спектре вдольбереговой составляющей скорости ветра (ССЗ) имеются два чётко выраженных максимума: синоптический, соответствующий периоду около 100 ч., и другой максимум, соответствующий периоду 24 ч. сейшевых колебаний Азовского моря;

– в спектре нормальной к берегу составляющей скорости ветра имеется лишь небольшой максимум на периоде сейшевых колебаний Азовского моря Т = 24 ч.;

– в спектре атмосферного приземного давления максимумов не обнаружено.

Близкое совпадение когерентности процессов y(t) и z(t) и множественной когерентности процессов z(t), p(t) и y(t) указывают на то, что влияние осреднённого атмосферного давления на уровень моря незначительно ($\gamma^2_{py}$ (f) ≈ 0). Функция когерентности $\gamma^2_{zy}$ имеет два максимума на периодах Т = 100 ч. и Т = 24 ч., достигая значений 0.79 и 0.54, что подтверждает наличие тесной линейной связи между уровнем и нормальной к берегу составляющей скорости ветра на данных периодах. Отмечается, что учёт приземного давления в качестве второго предиктора существенно повышает уровень шума в исследуемом диапазоне частот. Фазовая диаграмма (Рис. 6.5в.) указывает на то, что в диапазоне значимых коэффициентов когерентности колебания уровня и нормальной к берегу составляющей ветра находятся практически в одной фазе. Выше мы уже отмечали, что это далеко не всегда так.

Формы восстановленного по данным о ветре и наблюдаемого уровня моря практически идентичны, но амплитуда восстановленного спектра колебаний уровня ниже. Авторы считают, что так может сказываться неполный учёт факторов, влияющих на изменение уровня в исследуемом диапазоне частот. Кривые действительной части и модуля передаточной функции (кривые 4 и 5 на Рис. 6.5б.) тоже имеют два максимума – синоптический и на частоте сейшевых колебаний. Синоптический максимум соответствует периоду 86 ч., т.е. несколько сдвинут относительно синоптического максимума уровня и ветра в сторону высоких частот. А кривая 6 отношения сигнал/шум имеет максимум в том же диапазоне, но несколько сдвинута в сторону низких частот. Здесь, вплоть до частот, соответствующих периоду T = 150 ч., возможны искажения, обусловленные фильтрацией, но в диапазоне энергоснабжения относительное влияние шума должно понижаться.

**Баренцево море.** Анализируются данные наблюдений за уровнем моря в Мурманске и за атмосферным давлением и широтной составляющей скорости ветра в п. Териберка за 1962 г. (Привальский, 1985).

Приливные колебания фильтровались с помощью фильтра Дудсона (Doodson, 1956) с учётом поправок на фильтрацию. Функции частной когерентности давление – уровень моря и ветер – уровень моря (Рис. 6.6.) указывают на тесную связь уровня с изменениями атмосферного давления и слабо зависят от широтной составляющей скорости ветра.

Высокие значения множественной когерентности (до 0.74) указывают на справедливость гипотезы о линейности анализируемой системы. Об этом же свидетельствует почти полное совпадение восстановленных спектров уровня моря со спектром наблюдаемых его колебаний.

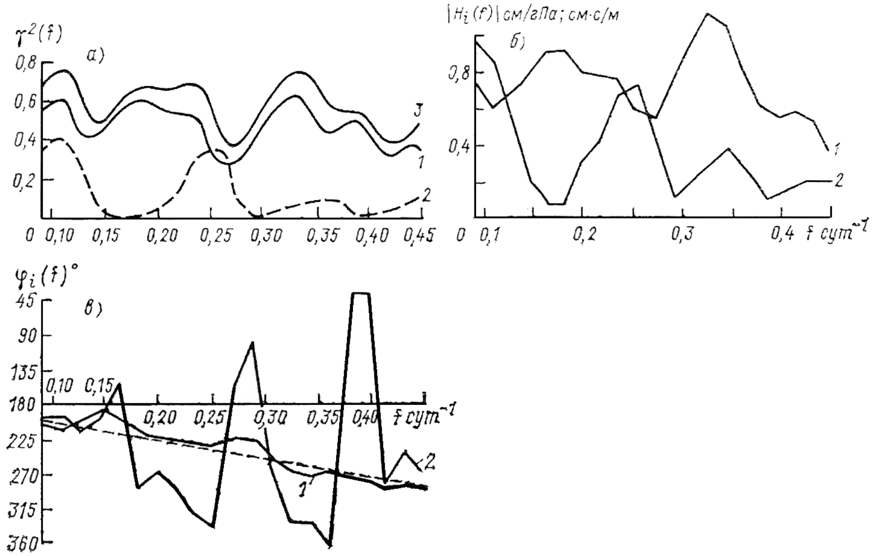



***Рис. 6.6.*** *Связь непериодических колебаний уровня с вынуждающими силами в южной части Баренцева моря.*

*а) – функция когерентности в системе атмосферное давление – ветер в Териберке – уровень в Мурманске: 1- частная когерентность давление – уровень, 2 – частная когерентность ветер – уровень, 3 – множественная когерентность; б) – модули частотных характеристик давление – уровень (1) и ветер – уровень (2); в) – аргументы частотных характеристик давление – уровень (1) и ветер – уровень (2).*

Интересные выводы получаются при анализе частотной характеристики и фазовой диаграммы пары процессов давление-уровень моря (кривые 1 на Рис. 6.6б. и в.). Первая имеет выраженный максимум на частоте 0.33сут.$^{-1}$, высокое значение которого $H_1(0/33)$ = 1.12 см/гПа указывает на реакцию колебаний уровня на изменение давления, близкую к статической. Но большая изменчивость значений частотной характеристики в данном диапазоне частот противоречит этому выводу. При рассмотрении кривой аргумента частотной характеристики (фазовая диаграмма) пары процессов давление-уровень моря легко заметить, что фазовый сдвиг почти линейно увеличивается с частотой. Если принять очевидное допущение, что на нулевой частоте изменение уровня имеет, согласно закону «обратного барометра», обратный знак по отношению к изменению давления ($\Delta f \rightarrow 180^{o}$), то из этого следует, что сдвиг по времени между этими процессами постоянен. В данном случае он равен 16 ч. Иначе говоря, реакция уровня на изменение давления запаздывает относительно статического закона на 16 ч. Возможно, что это время необходимо для проникновения возмущений уровня из открытого моря в Кольский залив.

Мы привели примеры анализа связи колебаний уровня внутреннего, почти замкнутого, неприливного моря и окраинного приливного моря с возбуждающими силами, в роли которых выступают атмосферное давление и ветер. В цитируемой работе (Герман, Левиков, 1988) есть и другие примеры подобного анализа. Интересующимся этим вопросом мы рекомендуем ознакомиться с её содержанием. Следует обратить внимание на то, что в каждом конкретном случае набор «эффективных» предикторов индивидуален. Это предъявляет жёсткие требования к качеству предварительного анализа.

## 6.9. Спектральные методы расчёта (прогноза) штормовых нагонов

Существует два метода расчёта непериодических изменений уровня моря, связанных с действием атмосферного давления и ветра, опирающихся на спектральный анализ: метод весовых функций и метод спектральной регрессии. В качестве действующих сил выступают «эффективные» составляющие атмосферного давления и ветра в данном районе. Об оптимальном выборе «эффективных» действующих сил и о способах проверки гипотезы о линейности анализируемой системы говорилось в предыдущем разделе. Стало быть, эта гипотеза выполняется не всегда и успешность прогноза, особенно при использовании метода весовых функций, напрямую зависит от её выполнимости. Всё, содержащееся в спектрах, что не укладывается в рамки гипотезы о линейности связей между элементами анализируемой системы, принято называть шумом. За пределы шума выходят максимумы функции спектральной плотности, содержащие основную часть кинетической энергии колебаний вынуждающих сил и уровня моря. Основная проблема заключается в том, что зависимость частотных составляющих уровня от вынуждающих сил в спектре непостоянна. Это, с одной стороны, является аргументом в пользу применения именно спектральных методов решения задачи, но, с другой стороны, в случаях высокого уровня шума в спектре, заставляет искать способы избавления от его влияния, что само по себе сложно. Таким образом, результат зависит от соотношения сигнал/шум, которое минимально именно в области максимума спектральной плотности.

Решение задачи **методом весовых функций** аналогично решению линейного уравнения: сначала ищется импульсная переходная или весовая функция (аналог функции Грина), а затем решение ищется в виде интеграла – свёртки весовой функции с внешней силой. В самом простом случае с одним процессом на входе системы z(t) и с одним на выходе y(t) оценка весовой функции имеет вид (Hamon,Hannan, 1963):

$$h(\tau) = 1/m\ \Sigma_k\ \delta(k)\ \{[C_{zy}(k)/S_z(k)] \cos(\pi rk/m) - [Q_{zy}(k)/S_z(k)] \sin(\pi rk/m)\}, \tag{6.19}$$

$h(\tau)$ – оценка весовой функции; $S_z(k)$ – оценка спектральной плотности входного процесса; $C_{zy}(k)$ и $Q_{zy}(k)$ – оценки действительной и мнимой составляющих функции взаимной спектральной плотности процессов z(t) и y(t); $k = 0, 1, 2, \ldots, m$; m – число оцениваемых ординат функций спектральной плотности; $\delta(k)$ – функция, принимающая значение 0.5 при $k = 0$ и $k = m$ и равная 1 во всех остальных случаях; $\tau = r\Delta t$ ; $r = 0, 1, 2, \ldots, m$; $\Delta t$ – дискретность наблюдений. Если входных процессов несколько, то решение нашей задачи аналогично решению системы линейных уравнений. Соответствующие компьютерные программы можно найти во многих технических приложениях. Имеются примеры удачного решения нашей задачи методом весовых функций (Алексеев, 1972; Wroblevski, 1977; Wroblevski, 1978). Но метод широкого распространения не получил, поскольку спектры процессов на входе и на выходе системы обычно имеют высокий уровень шумовых эффектов, которые в рамках метода невозможно учесть.

**Метод спектральной регрессии** в основном лишён этого недостатка и позволяет как-то учесть внутреннюю структуру изучаемых процессов. Он представляет собой спектральный метод построения линейных уравнений регрессии, которые обладают относительно большей устойчивостью. Идея метода принадлежит авторам работы (Hamon, Hannan, 1963). В основе метода лежит модель вида (Герман, Левиков, 1988):

$$y(t) = a + \Sigma_j z_j(t)\, b_j + e(t),\ \ j = 1, 2, \dots, N, \tag{6.20}$$

где $y(t)$ – процесс на входе линейной системы; $z_j(t)$ – процессы на выходе системы; $b_j$ – угловой коэффициент и $e(t)$ – ненаблюдаемый остаточный стационарный процесс, $N$ – число входных процессов с порядковым номером $j$. Уравнение (6.20) тоже выполняется лишь для части частотного диапазона колебаний уровня моря. Ясно, что не все колебания непосредственно связаны с действием ветра. Кроме того, уравнение линейной регрессии применимо не во всех случаях. Так, при сильно выраженных нелинейных взаимодействиях оно может оказаться непригодным даже для формального описания связи процессов на входе и выходе. Однако опыт показывает, что в пределах синоптического диапазона частот атмосферное воздействие на уровень моря является определяющим и в этом диапазоне взаимодействие процессов в рамках рассматриваемой системы при определённом выборе угловых коэффициентов удовлетворительно описывается линейным уравнением вида (6.20). При этом в качестве весовых множителей используются отношения сигнал/шум. Лучшей аппроксимацией для значений $b_j(k)$ является та, в которой отношение сигнал/шум максимально. Отсюда ясен выбор спектральных характеристик для определения коэффициентов линейной регрессии. В модели множественной регрессии угловые коэффициенты получают путём решения линейных алгебраических уравнений:

$$w_i = \Sigma_j b_j v_{ij},\ j = 1, 2, \dots, N,\ i = 1, 2, \dots, p, \tag{6.21}$$

где $$v_{ij} = \Sigma_k \delta(k)\, C_{ij}(k) / E(k);\ k = 0, 1, 2, \dots, m; \tag{6.22}$$

$$w_i = \Sigma_k \delta(k)\, C_i(k) / E(k); \tag{6.23}$$

$$v_{ii} = \Sigma_k \delta(k)\, Z_i(k) / E(k); \tag{6.24}$$

$$E(k) = Y(k) - \Sigma_i \, b^2_{0\,i} \, Z_i\,(k) - 2\,\Sigma_i \, b_{0,\,i} \, b_{0,\,j} \, C_{i\,j}\,(k). \qquad (6.25)$$

Величина а в (6.20) определяется по формуле:

$$a = \langle y \rangle - \Sigma_j \, b_j \, \langle z_j \rangle \,. \qquad (6.26)$$

В уравнениях (6.21)–(6.26) используются обозначения:

$b_j$ – угловые коэффициенты регрессии; $C_{i\,j}\,(k)$ – действительные части взаимной спектральной плотности процессов на входе системы; $C_i\,(k)$ – действительные части спектральной плотности входных и выходного процессов; E(k) – спектральная плотность остаточного компонента (шума); $Z_i\,(k)$ и Y(k) – спектральные плотности входных и выходного процессов; $b_{0,\,i}$ и $b_{0,\,j}$ – угловые коэффициенты регрессии, определяемые по методу наименьших квадратов без учёта внутренней структуры исследуемых процессов; $v_{i,i}$ и $v_{i,j}$ имеют смысл суммы взаимных произведений и суммы квадратов отклонений процессов на входе, а $w_i$ – смысл суммы взаимных произведений процессов на входе и выходе системы; $\langle z_j \rangle$ и $\langle y \rangle$ – средние значения процессов на входе и выходе системы; p – число весов. В данном случае коэффициенты, определяемые по методу наименьших квадратов, зависят от отношения сигнал/шум. В обычно применяемой схеме они от отношения сигнал/шум не зависят (см. уравнение (6.19)). Этот приём даёт возможность усилить влияние спектральных составляющих, имеющих максимумы величины данного отношения. В монографии (Бендат, Пирсол, 1971) соотношения (6.21)–(6.26) конкретизированы на случай двух процессов на входе системы с одним процессом на выходе. Значения угловых коэффициентов в этом случае определяются из соотношений:

$$b_{zy} = (w`_{zz} \, v`_{vv} - w`_{v\,v} \, v`_{zv}) \,/\, \Delta \,; \qquad (6.27)$$

$$b_{vy} = (w_{zz} \, v_{zv} + w_{vv} \, v_{zz}) \,/\, \Delta \,, \qquad (6.28)$$

где Δ – определитель системы, который находится из соотношения:

$$\Delta = v_{zz} \, v_{vv} - v^2_{zv} \,. \qquad (6.29)$$

В формулах (6.27)–(6.29) используются следующие обозначения:

$$v_{zv} = \Sigma_k\ \delta(k)\ C_{zv}\ (k)\ /\ S_e(k); \qquad (6.30)$$

$$w_{zz} = \Sigma_k\ \delta(k)\ C_{zy}\ (k)\ /\ S_e(k); \qquad (6.31)$$

$$w_{vv} = \Sigma_k\ \delta(k)\ C_{vy}\ (k)\ /\ S_e(k); \qquad (6.32)$$

$$v_{zz} = \Sigma_k\ \delta(k)\ S_z\ (k)\ /\ S_e(k); \qquad (6.33)$$

$$v_{zz} = \Sigma_k\ \delta(k)\ S_v\ (k)\ /\ S_e(k). \qquad (6.34)$$

Здесь k – порядковые номера ординат функций спектральной и взаимной спектральной плотности, $k = 0, 1, 2,\ldots, m$; $\delta(k)$ – функция, равная 0.5 при $k = 0$ и m и 1 при всех других k; $C_{zv}(k)$, $C_{zy}(k)$, $C_{vy}(k)$ – действительные части функций взаимной спектральной плотности, $S_z(k)$ и $S_v(k)$ – спектральные плотности процессов на входе системы; $S_e(k)$ – спектр шума. Спектр шума определяется из соотношения:

$$S_e(k) = S_y(k) - b^2_{yz.v}\ S_z(k) - b^2_{yv..z}\ S_v(k) - 2\ b_{yz.v}\ b_{yv.z}\ C_{zv}(k), \qquad (6.35)$$

где $S_y(k)$ – спектр исследуемых колебаний уровня моря, определённый по данным наблюдений; $b_{yz.v}$ и $b_{yv..z}$ коэффициенты регрессии, определяемые методом наименьших квадратов:

$$b_{yz.v} = (\sigma_y/\sigma_z)\ (r_{zy}\ - r_{vy}\ r_{zv})\ /\ (1 - r^2_{zv}); \qquad (6.36)$$

$$b_{yv.z} = (\sigma_y/\sigma_v)\ (r_{vy}\ - r_{zy}\ r_{zv})\ /\ (1 - r^2_{zv}). \qquad (6.37)$$

Здесь $\sigma_y$, $\sigma_z$, $\sigma_v$ – средние квадратические отклонения соответствующих процессов; $r_{zy}$ , $r_{vy}$ , $r_{zv}$ – парные коэффициенты корреляции. Свободный член уравнения регрессии находится по формуле:

$$a = \langle y\rangle - b_{zy}\ \langle z\rangle - b_{vy}\ \langle v\rangle, \qquad (6.38)$$

где $\langle y\rangle$, $\langle z\rangle$, $\langle v\rangle$ - средние значения процессов y(t), z(t) и v(t).

Коэффициенты уравнений регрессии следует определять по длинным рядам наблюдений, включающих по возможности много штормов и достаточных для расчёта надёжных оценок спектральных характеристик.

Ниже излагаются некоторые результаты применения данной методики к расчёту сгонно-нагонных изменений уровня.

Самый сложный вариант применения метода спектральной регрессии представлял собой прогноз штормовых нагонов в пунктах **Японского моря**. Здесь авторам потребовалось использовать разложение метеорологических полей по ЕОФ. В связи с этим пришлось строить несколько уравнений регрессии для каждого пункта. Оптимальным оказался вариант регрессионного уравнения вида (Фирсов, 1984):

$$Y = b\,(B_o y)\,B_o + b(B_1 y)B_1, \qquad (6.39)$$

где $B_o$ и $B_1$ – составляющие разложения по ЕОФ. Угловые коэффициенты уравнения были получены путём осреднения коэффициентов регрессии при $B_o$ и $B_1$ за 1968 и 1972 гг. Оценки оправдываемости прогнозов по разным пунктам спектральным методом с использованием независимого материала (не применявшегося для получения коэффициентов регрессии) находились в пределах от 66 до 72% и с использованием метода инерционных прогнозов – от 42 до 62%. Основной недостаток, приводящий к заметной изменчивости коэффициентов регрессии, заключается в проведении предварительного анализа на небольшом наборе коротких выборок из рядов наблюдений, охватывающих периоды штормовых нагонов. Тем не менее, преимущество метода спектральной регрессии очевидно. Для примера приводим результат прогноза для п. Угольная (**Анадырский залив Берингова моря**) на основе анализа шести выборок продолжительностью 15–20 суток, включающих периоды значительных нагонов (Рис. 6.7.).

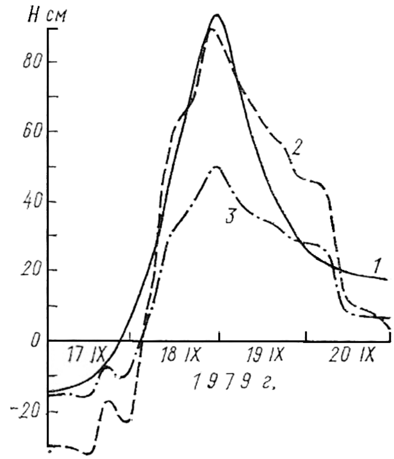



***Рис. 6.7.*** *Расчёт штормовых подъёмов уровня в Анадырском заливе (Герман, Левиков, 1988). 1 – наблюдённый уровень; 2 – уровень, рассчитанный методом спектральной регрессии; 3 – уровень, рассчитанный методом множественной линейной регрессии.*

## 6.10. Методы анализа и учёта нелинейного взаимодействия колебаний уровня моря различной природы

О том, что методы предвычисления уровня моря, основанные на применении спектрального анализа, и методы линейного гидродинамического моделирования имеют глубокую аналогию и их разделение возможно только на уровне необходимости использования данных наблюдений, мы уже говорили выше. Но проблема заключается в том, что линейное моделирование не всегда удовлетворяет запросы потребителя. Есть районы и ситуации, в которых нелинейное взаимодействие изменений уровня различного происхождения может дать дополнительный эффект порядка трети и более от измеренного значения. Наиболее заметно нелинейный характер взаимодействия колебаний уровня проявляется в эстуариях, которые в большинстве своём используются для строительства портов и других населённых пунктов. Ярким примером существенного влияния нелинейных эффектов служит взаимодействие нагонов с приливными колебаниями уровня моря в устьевых районах крупных рек и в некоторых прибрежных районах сложной конфигурации. Анализ взаимодействия этих двух главных составляющих изменчивости уровня моря является в какой-то мере традиционным в океанографии. Исследования в этой области проводили такие известные учёные как Дуванин (Дуванин, 1960), Дудсон (Doodson, 1956), Праудмэн (Praudman, 1957), Росситер (Rossiter, 1961). В те времена ни численное моделирование, ни спектральный анализ ещё не были взяты на вооружение. Поэтому анализ и практическое решение этой задачи были разделены между построением идеализированных гидродинамических моделей и использованием элементарных статистических методов. Тем не менее, эти исследования позволили выявить важные особенности взаимодействия приливов и нагонов. Прежде всего оказалось, что принцип суперпозиции этих двух главных компонентов изменений уровня в ряде случаев не выполняется. Кроме того, выяснилось, что максимальный эффект нелинейного взаимодействия приливов и нагонов наблюдается на приливной фазе полной воды и что наибольший вклад в механизм этого взаимодействия вносит квадратичное трение (трение в режиме сопротивления на всём поперечном сечении потока). Существенное влияние морфометрических особенностей дна и берегов в районе взаимодействия колебаний уровня указывает на то, что его характер является в основном локальным.

В наше время исследование нелинейных волн и применение новых методов вероятностного анализа получили большое развитие. Ещё большее развитие получило численное гидродинамическое моделирование. Это принципиально расширяет возможности анализа и прогноза суммарных изменений уровня моря сложной внутренней структуры. В данном разделе мы, как и ранее, остановимся на методах вероятностного анализа и предвычисления уровня моря в районах с выраженным нелинейным взаимодействием нагонов с приливными колебаниями уровня моря. Вероятностный анализ этого взаимодействия возможен в рамках двух методических подходов, каковыми являются биспектральный анализ фактических ежечасных значений уровня и сравнение характеристик непериодических составляющих уровня моря на разных фазах приливного цикла. Последний предполагает использование надёжных методов фильтрации приливных колебаний уровня, один из которых, например, изложен в работе Рабинера и Голда, 1978, (Герман, Левиков, 1988).

Биспектр представляет собой Фурье-преобразование корреляционной функции третьего порядка и показывает, как отклонения от гауссова процесса развёрнуты по частоте. Здесь предполагается, что распределение Гаусса характерно для линейных процессов. Это верно, но оно характерно и для некоторых нелинейных процессов, что в данном случае игнорируется. Здесь могут возникнуть и другие вопросы, но поскольку данный метод нашёл полезное применение в области исследования нелинейных процессов в поле ветрового волнения (Hasselman et al, 1963), где нелинейные эффекты могут быть выражены значительно сильнее, остаётся полагать, что в нашем случае, касающемся нелинейного взаимодействия значительно более крупномасштабных процессов, подобные опасения излишни. Показано, что отклонения от гауссова процесса возникают за счёт частот, локально находящихся в условиях синхронизма, т.е.

$$f_1 + f_2 + f_3 = 0. \tag{6.40}$$

Следовательно, если предположить, что в начальный момент процесс x(t) был гауссовым и, пройдя через нелинейную систему, потерял структурную симметрию (т.е. 3-й момент функции распределения x(t) перестал равняться 0) то можно говорить о взаимодействии процессов на этих частотах. Пример анализа процесса (волнения) с помощью биспектров приведен в упомянутой работе Хассельмана и его коллег. Ниже приведены примеры анализа нелинейного взаимодействия нагона и приливных колебаний уровня с использованием упомянутых выше методов (Герман, Левиков, 1988).

Для анализа колебаний уровня в устье **Северной Двины** использовался ряд наблюдений в период 1969-1980гг на шести уровенных постах. Выделение непериодической составляющей проведено с помощью фильтра, включающего 26 весовых множителей (Рабинер, Голд, 1978). Частота среза полосы пропускания составляла 0.04 $ч^{-1}$, что вообще недостаточно для исключения суточных гармоник $K_1$ и $O_1$, но в данном районе их амплитуды незначительны. Коэффициент пропускания полусуточных компонент прилива был порядка $10^{-2}$. Для анализа были выбраны 64 случая нагонов. Каждая выборка имела длину двое суток ежечасных наблюдений уровня (сутки до и сутки после нагона). Нагонные превышения уровня отсчитывались от среднего месячного значения, что позволяло исключить влияние речного стока. В каждой из выборок определялась фаза приливного цикла, на которую приходится максимум высоты уровня фильтрованного ряда. Оказалось, что наиболее часто максимальный нагон приходится на время полной воды. Этот вывод согласуется с теорией, предложенной Праудмэном, (Праудмэн, 1957), в соответствии с которой в коротком эстуарии время наступления максимального нагона совпадает с фазой полной воды. Эстуарий, по Праудмэну, считается коротким, если $\sigma LA/C < 1$, где $\sigma$ – угловая частота прилива, L – длина эстуария, $C = (gH)^{1/2}$ – фазовая скорость приливной волны, H – глубина в эстуарии, $A = B/2H$, B – высота прилива на входе в эстуарий. Согласно приведенным авторами оценкам устье Сев. Двины является коротким эстуарием. Анализ показал, что по мере продвижения приливной волны вверх по устью реки интенсивность взаимодействия нагона с приливом возрастает. Кроме того, степень нелинейности взаимодействия возрастает зимой, что, вероятно, объясняется влиянием ледяного покрова.

Подобные исследования были проведены и по данным уровенных постов, расположенных в **Амурском лимане**. Здесь приливные колебания моря имеют более сложный характер, полумесячные и месячные составляющие приливов выражены достаточно сильно, а ряды наблюдений имели разрывы. Поэтому авторам пришлось несколько модифицировать метод исключения приливных составляющих, проведя предварительный расчёт астрономической составляющей уровня по среднегодовым приливообразующим постоянным для ряда уровенных постов. Непериодическая составляющая выделялась путём вычитания предвычисленной астрономической из исходных рядов, а высота непериодических изменений уровня определялась, как и ранее, относительно среднемесячного её значения. Оказалось, что увеличение повторяемости максимальных значений нагона на приливной фазе полной воды здесь выражено значительно слабее, чем в устье Сев. Двины, и только в пунктах, расположенных в районе обширного мелководья Амурского лимана (пункты Москальво, Байдуков, Пронге). Это лишний раз подтверждает локальный характер нелинейного взаимодействия колебаний уровня в прибрежной зоне.

Учёт полученной информации в прогнозах изменений уровня может быть осуществлён либо с помощью нелинейной гидродинамической численной модели, либо с помощью последовательного использования спектрального анализа в рамках некоторой нелинейной аналитической модели. Выбирая один из названных вариантов, приходится в какой-то мере исходить из того, что нам нужно: просто прогноз или исследование процесса. Если нам нужен прогноз и только, то проще решать задачу численным методом. Если же нам нужно понять внутреннюю структуру процесса, то тут открывается широкое поле для творчества. Авторы (Герман, Левиков, 1988) используют для этих целей две модели. Первая позволяет, не зная выходного процесса, но предполагая, что он представляет собой случайный гауссовый процесс, получить приблизительную оценку влияния нелинейного элемента на процесс на выходе, x(t), который нам известен. При этом делается дополнительное предположение о слабом эффекте нелинейности, так что можно ограничиться квадратичным вариантом её описания. Этот вариант решения задачи имеет одно преимущество: для его использования не нужно знать процесс на входе в зону нелинейных взаимодействий (на входе системы). Поскольку предположение о гауссовом характере этого процесса является по смыслу достаточно “широким”, а предположение о слабости нелинейных эффектов может оказаться справедливым для многих пунктов на побережье, то, описывая наблюдаемый процесс в виде:

$$x(t) = ax_o(t) + \varepsilon b x_o^2(t),$$

где a,b и ε – действительные константы, можно получить приближённую оценку влияния нелинейности в форме его отношения к квадрату дисперсии регистрируемого процесса:

$$h \approx (\varepsilon b)^2 \langle x_o^4(t)\rangle / a^2 \langle x_o^2(t)\rangle = (\langle x^3(t)\rangle)^2 / [3 \langle x^4(t)\rangle \langle x^2(t)\rangle] \qquad (6.41)$$

Здесь угловые скобки означают осреднение по всей длине ряда наблюдений. К сожалению, в данном варианте анализа оценить величины коэффициентов a,b и ε не удаётся. Это можно сделать только в том случае, если известен процесс на входе системы $x_o(t)$. Для этого нужно иметь минимум два параллельных ряда наблюдений за уровнем моря: на входе в рассматриваемую прибрежную область (желательно в глубоководной зоне) и в самой этой области.

Вторая модель носит более общий характер, но не избежала предположения о слабой нелинейности в системе (ε<< 1) и о "гауссовости" процесса на входе системы $x_o(t)$:

$$x(t) = \int a(\tau)\, x_o(t - \tau)\, d\tau \;+ \varepsilon \iint K(\tau_1,\tau_2)\, x_o(t - \tau_1)\, x_o(t - \tau_2)\, d\tau_1\, d\tau_2 \quad (6.42)$$

В данном случае ставится уже две задачи:

– определить соотношение нелинейной и линейной составляющих процесса x(t) в зависимости от частоты f;

– определить коэффициент взаимодействия Z(f, f ') между частотными компонентами процесса x(t).

Решение первой задачи имеет вид:

$$\alpha(f) = 1/18 \int [\, |B(f',f'-f)|^2 / S_x(f)\, S_x(f')\, S(f' - f)\, ]\, df', \qquad (6.43)$$

где α(f) – преобразование Фурье от a(τ); S(f) – спектр процесса x(t); B (f, f ') – биспектр процесса x(t).

Решение второй задачи записывается в виде соотношения:

$$\varepsilon Z(f, f') = \alpha(f)\, \alpha(f') B(f, f') / [18\, S_x(f)\, S_x(f')]. \qquad (6.44)$$

Коэффициент взаимодействия Z(f, f') на самом деле является преобразованием Фурье от переходной функции $K(\tau_1,\tau_2)$.

Численный алгоритм расчёта биспектра приведен в цитируемой монографии (Герман, Левиков, 1988). Другие варианты его расчёта для анализа океанологических процессов приведены в (Левиков, 1983).

Коэффициент взаимодействия рассчитывается по формуле:

$$Z(-f_1, f_2) \approx < X^*(r_1)\, X^*(r_3)\, X(r_2)> / < |\, X^2(r_2)\, X^2(r_1)\, |>, \qquad (6.45)$$

где $r_1$ соответствует любой неприливной частоте $2\pi r_1 \Delta f$ ($\Delta f$ при расчёте спектра уровня моря должна быть меньше 1мес.$^{-1}$), $r_2$ соответствует частоте волны $M_2$, а $r_3 = r_2 - r_1$ для удобства считается положительной; $X(r_n)$ – спектральная плотность процесса $x(t)$ на частоте $r_n$, $X^*(r_n)$ – его комплексно-сопряжённая величина. При интерпретации биспектра полагают, что его положительные значения соответствуют взаимодействию полусуточной составляющей с равными или более высокими частотами, а отрицательные – с более низкими.

Авторы провели исследования колебаний уровня моря с использованием данной модели по результатам наблюдений в п. Кандалакша (Белое море) и пришли к заключению, что наибольшее нелинейное взаимодействие колебаний наблюдается в диапазоне полусуточных волн, что сопровождалось образованием максимумов в спектре уровня, соответствующих кратным частотам.

Можно сделать заключение, что представленные методики действительно предназначены скорее для тонкого анализа структуры колебаний уровня моря, чем для его прогноза. В принципе можно было бы использовать их и для прогноза уровня моря, но тут возникает вопрос, который относится вообще к пределам применимости методов последовательных приближений (или методов возмущений) к прогнозу различных явлений с выраженной нелинейностью. Ответ на этот вопрос является предметом беспокойства и ответственности прогнозиста.

## 6.11. Оценка экстремальных уровней моря

Сразу заметим, что в данном разделе речь не идёт о прогнозе. Этот раздел базируется на статистической теории экстремальных значений, которая предназначена для применения в основном в работах на этапе проектирования различных сооружений и строительных объектов. Так как одним из основных положений этой теории является принцип симметрии предельных распределений, то в дальнейшем изложении материала подразумевается, что приведенные ниже соотношения относятся как к наибольшим, так и к наименьшим экстремальным значениям высоты уровня моря в равной степени.

Итак, общей формой распределения экстремальных значений считается распределение Гамбела:

$$P = \exp(-e^{-y}). \tag{6.46}$$

Если вероятность P выразить через период повторяемости T, то легко придти к соотношению:

$$y = -\ln\ln[T / (T - 1)]$$

Среднее значение приведенной переменной Y равно постоянной Эйлера C = 0.5772, откуда следует, что вероятность превышения и период повторяемости среднего годового максимума равны:

$$1 - P(Y) = 0.43; \quad T(Y) = 2.33 \text{ года.}$$

Коэффициенты асимметрии и эксцесса соответственно равны 1.14 и 2.4.

Установлено, что для максимального члена ряда существует только три типа предельных распределений:

$$P_I(x) = \exp[-e^{-\alpha(x-u)}],\ \alpha > 0,\ u > 0,\ -\infty < x < \infty;$$

$$P_{II}(z) = \exp[-(v/z)^k],\ z \geq 0,\ v > 0,\ k > 0; \tag{6.47}$$

$$P_{III}(z) = \exp[-(z/v)^k],\ z \leq 0,\ v < 0,\ k > 0,$$

где $\alpha$, u,v,k – параметры распределения. Два последних вида распределения иногда представляют в виде трёхпараметрических соотношений. Используя соотношения (6.47), приведенную переменную (y) можно выразить через статистические переменные x и z для всех трёх видов распределений, соответственно, следующим образом (Jenkinson, 1955):

$$y = \alpha(x - u);$$

$$y = k(\ln z - \ln v); \tag{6.48}$$

$$y = k(\ln v - \ln z).$$

Приведенные соотношения имеют общий характер и при произвольном выборе параметров соответствуют широкому разнообразию функций распределения. Поэтому в процессе работы с рядами наблюдений возникает несколько задач.

1. Выбор и обоснование способа формирования статистических выборок экстремальных значений уровня.
2. Расчёт эмпирических вероятностей превышения или непревышения заданных значений высоты уровня.
3. Определение и учёт тренда при расчёте экстремального уровня моря заданной обеспеченности.
4. Экстраполяция эмпирических функций распределения в области малой повторяемости.
5. Учёт выборочной изменчивости экстремальных уровней моря.

## 6.12. Способы формирования выборок

Первая задача возникает с самого начала работы, поскольку необходимо решить вопрос, какие именно экстремумы нам нужны: ежемесячные (с повторяемостью раз в месяц), или ежегодные, или все максимумы (или минимумы) с высотой уровня выше (или ниже) какой-то отметки. Разнообразие примеров различного рода здесь весьма широко, но рекомендаций с серьёзным обоснованием до сих пор не существует. Наиболее часто используются ежегодные и ежемесячные экстремумы. Но иногда следует исходить из самого определения экстремальности того или иного значения высоты уровня моря, поскольку в зависимости от требований, вытекающих из особенностей решаемой прикладной задачи, понятие экстремума будет различным. Практика показывает, что в зависимости от способа формирования статистических выборок экстремальных значений функции распределения могут различаться. В этом смысле большое значение имеет соотношение, полученное Лангбейном (Langbein, 1949), которое устанавливает пределы соответствия между распределениями вероятности годовых максимумов уровня и вероятности превышения определённого значения уровня, построенной по соответствующей выборке максимальных значений. Получается, что при N/m' ≥ 10 эти оценки различаются мало. Здесь N – общее количество лет наблюдений, а m' – количество значений высоты уровня моря, превышающих наперёд заданное её статистическое значение (усечённая выборка). Для периодов повторяемости 5, 10, 50 и 100 лет разница между оценками вероятности достигает соответственно 10, 5, 1.5 и 0.5%. Пример сравнения подобных оценок функций распределения приведен на Рис. 6.8. (Герман, Левиков, 1988).

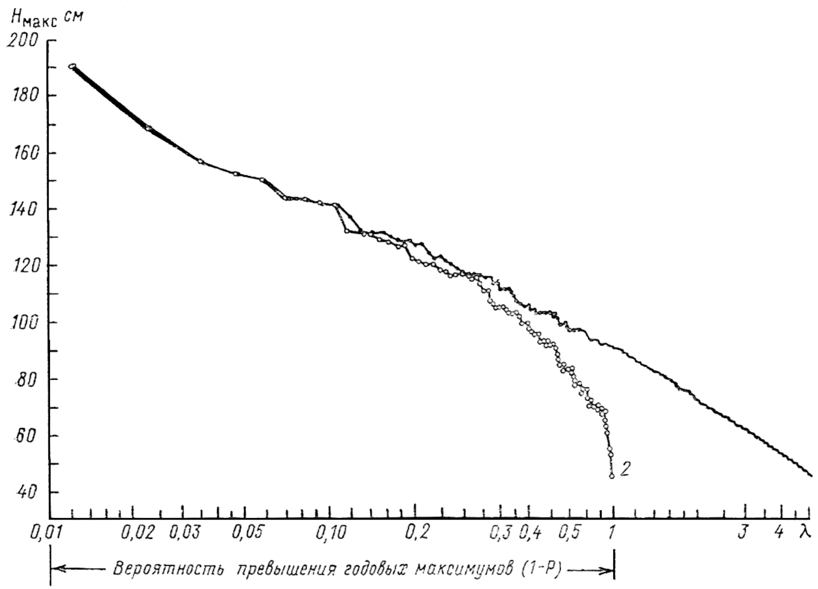



***Рис. 6.8.*** *Кривые обеспеченности максимальных высот уровня моря, п. Даугавгрива, 1872–1965г. (Герман, Левиков, 1988).*

На этом рисунке показаны две кривые обеспеченности максимальных уровней моря в п. Даугавгрива в Рижском заливе в период с 1872 по 1965 г. Кривая 1 относится к усечённой выборке, сформированной из значений максимумов, превышающих самый низкий годовой максимум (N = 437), кривая 2 построена для выборки из годовых максимумов (N = 85). Видно, что в области относительно высокой повторяемости эти кривые расходятся, но совпадают в наиболее важной области малой повторяемости с наиболее высокими значениями максимумов.

Эта область исследований вообще является одной из базовых, из которых складывался фундамент современной прикладной океанографии. За период её становления накопилось много разнообразных примеров решения задачи. Но общего подхода к её решению до сих пор не существует.

### 6.13. Построение эмпирической функции распределения

У этой проблемы существует два основных аспекта:

– выбор формулы для расчёта эмпирических вероятностей (периодов повторяемости) и

– их расчёт с учётом сведений об исторических экстремумах.

Имеется около десятка описанных в научной литературе вариантов расчёта эмпирических вероятностей. Основные принципы выбора формул для этих целей сформулировал Гамбел (Герман, 1971):

1. период повторяемости, приписываемый максимуму, должен приближаться к числу максимумов в выборке;

2. все наблюдаемые экстремумы должны быть нанесены на клетчатку вероятностей.

Этим принципам удовлетворяет только вариант расчёта вероятностей, предложенный Вейбуллом:

$$1 - P = m/ (N + 1), \tag{6.49}$$

где $1 - P$ – вероятность превышения максимумов ряда наблюдений, $m$ – порядковые номера членов ряда максимумов, расположенных в порядке убывания, $N$ – общее число членов ряда максимумов.

При наличии сведений об исторических экстремумах для расчёта периодов повторяемости максимумов следует пользоваться формулой Бенсона:

$$T = (L + 1)/ m_i , \qquad (6.50)$$

Где $L$ – промежуток времени в годах от наиболее раннего исторического максимума до последнего года систематических наблюдений, $m_i$ – номера максимумов, расположенных в порядке убывания с учётом исторических максимумов

$$m_i = A + (L – A)(m – A)/(N – A),$$

$m$ – номера членов вариационного ряда, включающего исторические и современные максимумы, $A$ – число годовых максимумов, равных или выше самых низких исторических максимумов, $N$ – общее число годовых максимумов, включая исторические, расположенных в порядке убывания.

## 6.14. Выбор типа функции распределения

Решение этой задачи необходимо в связи с надеждой на то, что вид распределения не изменяется при существенном увеличении длины ряда наблюдений. Если это действительно так, то тогда можно экстраполировать распределение вероятностей в область редкой повторяемости событий. Если это не так, то возникает вопрос о том, до каких предельных периодов повторяемости его можно экстраполировать. Именно таков практический способ решения задачи. Попытки найти общее решение этой задачи тоже имеют весьма богатую историю, но оно до сих пор отсутствует. Имеется общая рекомендация Блэкмена и Графа о том, что период повторяемости, до которого можно экстраполировать функцию распределения экстремумов уровня, близок к учетверённой длине ряда наблюдений за уровнем моря. Но эта рекомендация апробирована только на примере изменений уровня южного побережья Англии. Имеются результаты аналогичного исследования на примере распределения экстремальных высот ветровых волн. Его авторы показали, что длина участка возможной экстраполяции функции распределения зависит от дискретности измерений и от показателя степени в распределении Вейбулла. Таким образом, делают вывод авторы (Герман, Левиков, 1988), экстраполяция функции распределения возможна в зависимости от вида распределения и его параметров, от объёма выборки и от периода, до которого выполняется экстраполяция. При этом важно иметь в виду, что на практике мы имеем дело с короткими выборками, репрезентативность которых сомнительна, особенно в присутствии выраженных трендов.

## 6.15. Метод оценки экстремальных уровней моря редкой повторяемости

Ясно, что наличие тренда приводит к смещению оценки эмпирической функции распределения. Поэтому рекомендуется прежде всего исключать тренды, для чего используется формула:

$$h = H_{\text{макс}} - \bar{H}, \tag{6.51}$$

где $H_{\text{макс}}$ – максимальные высоты уровня в годовой выборке, а $\bar{H}$ – среднее годовое значение высоты уровня моря. Масштаб осреднения выбран в соответствии с тем, что тренд определяется как многолетняя тенденция. В случае линейного тренда его описывают линейным уравнением регрессии, коэффициенты которого определяются с помощью метода наименьших квадратов.

Работа с короткими выборками не исключает возможного проявления так называемой выборочной изменчивости, связанной с действием процессов с меньшими периодами, чем те, которые формируют многолетние тренды, или с нерепрезентативностью наблюдений. В этом случае эмпирические функции распределения, построенные по выборкам из рядов наблюдений в одном пункте, будут различаться между собой. Для исключения влияния подобных эффектов Крицкий и Менкель предложили свой метод годопунктов (метод совместного анализа наблюдений на гидрологически однородных водосборах) (Герман, Левиков, 1988). Модификация этого метода и предлагается для использования в наших целях. Задача решается последовательно в три этапа: 1) приведение рядов наблюдений к опорным периодам; 2) отбор однородных рядов экстремумов;

3) расчёт региональных функций распределения. Необходимость первого этапа связана с тем, что на практике приходится иметь дело с наблюдениями, содержащими разрывы во времени. Сначала выбирается район моря, в котором колебания уровня носят один и тот же характер в силу сходства гидрологических условий и однородного рельефа дна и берегов. Ряды наблюдений, выполненных в пунктах этого района, рассматриваются совместно. В качестве опорного периода выбирается наиболее долгий период непрерывных наблюдений в большинстве или в какой-то части пунктов наблюдений за уровнем этого района. Расчёты ведутся обычно для нескольких таких периодов с целью контроля результатов. Пропущенные значения годовых отклонений от среднего уровня h в других выборках можно восстановить, используя графики связи между ними в различных пунктах наблюдений. Корреляция экстремальных значений уровня в двух сравниваемых пунктах обычно мала, но это рассматривается как положительный момент исходя из условия независимости экстремумов в паре пунктов. Вообще допускается весьма приближённая величина восстановленных значений, поскольку в данном случае они нужны не сами по себе, а для исправления порядковых номеров (периодов повторяемости), присваиваемых годовым экстремумам. Распределение вероятностей генеральной совокупности может существенно отличаться от эмпирического, но есть вероятность того, что они будут находиться в пределах некоторого доверительного интервала. Для оценки этого интервала используется выражение для стандартной ошибки приведенной переменной (y):

$$\sigma_y = [P(y)\,(1 - P(y))\,/\,N]^{1/2} / f(y) \qquad (6.52)$$

f(y) – плотность распределения, остальные обозначения прежние. Для двойного экспоненциального распределения

$$\sigma_y = e^y / [N^{1/2}(T - 1)] \qquad (6.53)$$

Это выражение используется для построения критерия отбора однородных рядов экстремальных значений уровня моря. Периоды повторяемости T средних значений экстремумов из M пунктов наблюдений будут в каждом из этих пунктов различны, но выборки считаются однородными, если, например, 68 или 95% этих периодов лежат в пределах доверительного интервала. В этом случае не нужно оценивать параметры распределения. Практическое применение этой методики связано с некоторыми трудностями. Например, трудно однозначно рекомендовать выбор доверительной вероятности, поскольку это зависит от опыта исследователя и от цели, которую он ставит перед собой. В классических работах по прикладным вопросам теории вероятностей обычно выбирают 95%. Это позволяет гарантировать результаты от нежелательного влияния случайных эффектов. Однако при этом теряется чувствительность анализа к проявлению каких-то характерных особенностей процесса (Герман, 1971). В (Герман, Левиков, 1988) авторы предпочли использовать доверительную вероятность 68%, поскольку это позволяет производить относительно более точную дифференциацию районов с различными особенностями распределения экстремальных уровней.

Далее, для построения доверительного интервала следует выбрать период повторяемости T. В цитируемой монографии на основе имеющихся в научной литературе рекомендаций выбран период T = 10 лет. Приведя имеющиеся ряды экстремальных значений к одному или нескольким опорным периодам, мы можем полагать величину N в формуле (6.53) равной некоторой эффективной длине выборки $N_{эф}$, определяемой по формуле:

$$N_{эф} = N_н + 0.5N_в, \tag{6.54}$$

где $N_н$ – число экстремумов в пределах опорного периода, $N_в$ – число восстановленных экстремумов за тот же период.

Пример применения критерия однородности выборок экстремальных значений для 11 пунктов Азовского моря приведен на Рис. 6.9. (Герман, Левиков, 1988).

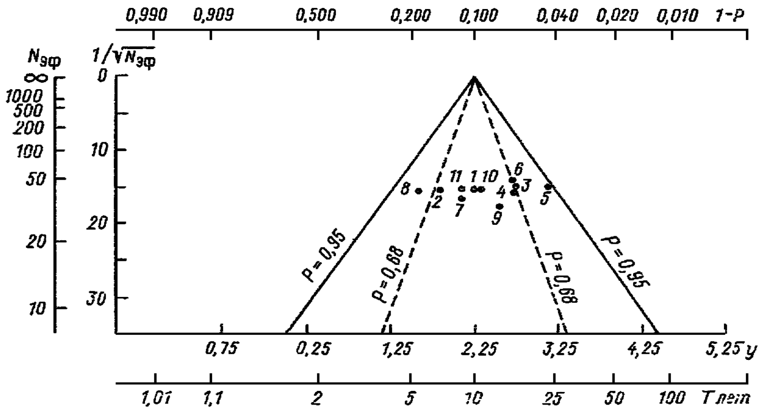



***Рис. 6.9.*** *Графическое изображение критерия однородности для 10-летнего периода повторяемости (Азовское море). 1–11 – пункты наблюдений.*

Как следует из рисунка, 9 пунктов из 11 удовлетворяют этому критерию при доверительной вероятности 68%. Следует иметь в виду, что среднее значение годовых максимумов, снятое с графика обеспеченности, надёжнее среднего арифметического значения, поскольку оно свободно от влияния случайных выбросов. Нормированные значения максимумов в каждой выборке осредняются по всем выборкам, соответствующим критерию однородности, для равных вероятностей превышения (периодов повторяемости) и наносятся на клетчатку вероятностей двойного экспоненциального распределения. Построение региональной кривой обеспеченности максимальных уровней на этом завершается. Можно утверждать, что объединение данных об экстремальных уровнях по нескольким пунктам наблюдений не увеличивает длину ряда, но улучшает репрезентативность кривой обеспеченности экстремальных значений, освобождая её от проявления локальных эффектов случайного характера. Аппроксимация и экстраполяция региональной кривой обеспеченности в область малых вероятностей превышения осуществляется на основе оценок параметров одного из трёх предельных распределений. Показателем для выбора гипотезы о типе предельного распределения является кривизна плавной кривой распределения, построенной по точкам на клетчатке вероятностей двойного показательного закона.

Теоретическая региональная функция предельного распределения используется для расчёта экстремальных годовых отклонений уровня $h_p$ определённой вероятности превышения для пунктов моря или его части, входящих в группу статистически однородных изменений уровня. Для этого применяется соотношение:

$$h_p = h_{2.33}\, k_p\ , \tag{6.55}$$

где $h_{2.33}$ – среднее годовое отклонение экстремумов (2.33 года – период повторяемости среднего годового отклонения экстремумов в соответствии с двойным показательным распределением); $k_p$ – значение ординаты теоретической региональной кривой распределения в зоне экстраполяции, соответствующее малой повторяемости P.

Легко видеть, что основной гипотезой в данном изложении материала послужило предположение о том, что предельное распределение экстремальных уровней моря подчиняется двойному показательному закону. Гамбел дал вывод этого закона (Герман, 1971), что одновременно является доказательством его состоятельности. Тем не менее, имеются примеры успешного применения для наших целей других видов распределения. Поэтому в общем случае следует исходить из того, что рассмотренный нами вариант является лишь вариантом, пусть и наиболее часто встречающимся, но не повсеместно действующим законом. Кроме того, в силу естественных причин содержание данного раздела монографии не может быть подробным. Здесь дан лишь абрис проблемы и приведены некоторые способы решения частных задач, возникающих в её рамках. Тем, кому требуется более глубокое представление о способах решения основной задачи, сообщаем, что методы оценок параметров предельных распределений экстремумов подробно изложены в работе (Герман, 1971). Ниже приведены основные формулы для оценки параметров предельного распределения, вытекающие из трёх вариантов (6.47), (6.48) представления двойного показательного закона (Герман, Левиков, 1988; Jenkinson, 1955). Данный вариант расчёта параметров $\alpha$ и k, предложенный Дженкинсоном, основан на использовании выборочных характеристик максимумов, наблюдающихся 1 раз в N лет. Если мы имеем дело с годовыми максимумами (N = 1), то распределение максимумов из выборки объёмом n лет будет соответствовать двойному показательному закону (6.46).

Тогда распределение максимумов, наблюдавшихся 1 раз в N лет, будет следующим:

$$P_N(x) = P^N(x) = \exp(- N e^{- y}), \qquad (6.56)$$

а плотность этого распределения

$$d\, P_N(x) = d[\exp(- N e^{- y})]. \qquad (6.57)$$

Среднее значение аргумента распределения этого вида равно:

$$\overline{x}_N = a[1- N^{-k}\, k!], \qquad (6.58)$$

а при N = 1 (для годовых максимумов) имеем:

$$\overline{x} = a\,(1 – k!) \qquad (6.59)$$

Дисперсию распределения (6.57) можно представить в виде:

$$\sigma^2_N = a^2\, N^{-2k}\, [(2k)! – (k!)^2]. \qquad (6.60)$$

При N = 1

$$\sigma^2 = a^2\, [(2k)! – (k!)^2]. \qquad (6.61)$$

Отсюда следует: $\sigma/\sigma_N = N^k$.

В практике расчёта параметров предельного распределения экстремумов часто используют максимумы, наблюдаемые 1 раз в 2 года, так что

$$\sigma/\sigma_2 = 2^k\,, \qquad (6.62)$$

откуда следует:

$$k = (\ \ln\sigma - \ln\sigma_2\ )/ \ln 2. \qquad (6.63)$$

А из (6.61) получаем:

$$a = \sigma\,[(2k)! – (k!)^2]^{-1/2}\,. \qquad (6.64)$$

Используя приведенные выше формулы, можно построить различные модификации этого соотношения.

На Рис. 6.10. для примера приведены региональные безразмерные функции распределения для юго – восточного побережья о. Сахалин (Герман, Левиков, 1988).

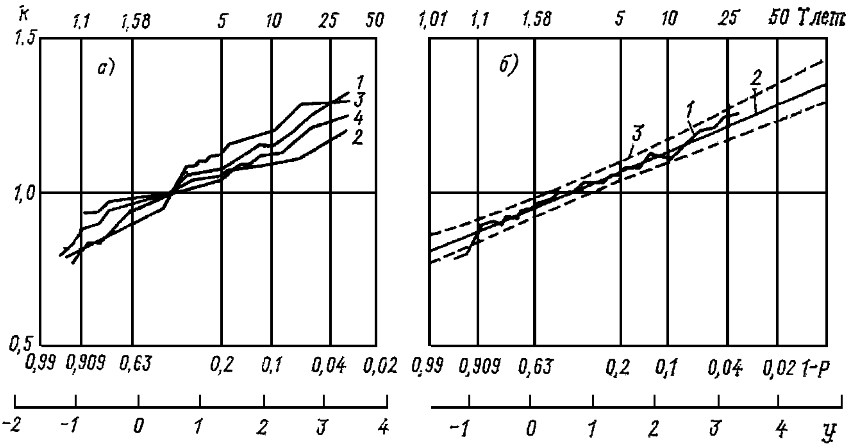



*Рис. 6.10. Безразмерные кривые обеспеченности максимальных годовых отклонений уровня для пунктов юго – восточного побережья о. Сахалин.*

*а) – индивидуальные кривые обеспеченности: 1 – Крильон, 2 – Корсаков, 3 – Взморье, 4 – Поронайск; б) – региональная функция распределения (1), аппроксимированная первым предельным распределением максимумов (2) и доверительный интервал (3), соответствующий 68%-ной доверительной вероятности.*

Во избежание грубых ошибок, связанных с определением высот экстремальных уровней при срочных наблюдениях, в практике расчётов по изложенной методике следует использовать ряды ежечасных наблюдений за уровнем моря.

# Глава VII

## Локальные модели переноса примесей

### 7.1. Вводные замечания

До широкой постановки научных исследований по охране морской среды изучение турбулентного переноса веществ в море концентрировалось на оценке потоков естественных свойств морской воды – тепла, солености и других ее характеристик. Особое внимание в этой проблематике занимало изучение процессов формирования вертикального распределения температуры и солености в верхнем слое моря. В настоящее время акцент в этих исследованиях сместился в область изучения переноса загрязняющих веществ (ЗВ). Первые результаты работ в этом направлении убедительно показали, что процессы формирования наблюдаемых полей загрязнения резко различаются по интенсивности и времени проявления эффектов. В течение первых нескольких часов после выпуска примеси в морскую среду ее концентрация полностью определяется динамикой движения вод и твердых фракций различной крупности. Мелкие фракции твердых соединений в турбулентном потоке могут оставаться во взвешенном состоянии достаточно долго. Растворенные вещества антропогенного происхождения в большинстве своем (до 80–90%) сорбируются на взвеси и опускаются на дно в районах с вялой динамикой течений. Далее выходят на сцену процессы химико-биологической трансформации веществ, которые проявляются уже в масштабах суток, десятков суток и сезонов и охватывают большие пространства, поскольку динамика течений и турбулентного перемешивания не прекращает своего действия. При этом концентрации ЗВ в морской воде становятся малыми и для их индикации используются весьма чувствительные методы анализа. Наиболее высокие концентрации ЗВ наблюдаются в воде непосредственно в районе расположения источников загрязнения и на морском дне, где происходит их непрерывное накопление. В результате накопления в донных отложениях концентрации ЗВ в них превосходят концентрации в воде на два – три порядка. Так как водоохранное законодательство требует, чтобы концентрация ЗВ на контрольном створе была не выше предельно допустимой (ПДК), то проектирование и контроль источников загрязнения должны в известной части опираться на расчет концентрации ЗВ в воде вокруг источника.

Чтобы дальнейшее изложение материала было понятным, следует определить термин локальности, который трактуется в соответствии с применяемой операцией осреднения. Эта операция в гидродинамике введена Рейнольдсом, чье имя носят уравнения, используемые в современных гидродинамических моделях. Суть этой операции состоит в представлении видимого движения некоторого единичного объема воды в виде суммы средней и пульсационной составляющих. Границей, разделяющей эти две составляющие видимого движения, служит определенный масштаб пространства-времени. Выбор масштаба осреднения вообще произволен. С появлением численных гидродинамических моделей этот масштаб в какой-то мере стал определяться выбором пространственного шага сетки, с помощью которой аппроксимируется область решения, и такими параметрами разностной схемы как ее разрешающая способность, ее устойчивость, чувствительность и точность. Однако так обстоят дела только в численных моделях. В области аналитики масштаб осреднения, оставаясь произвольно выбираемой величиной, определяется возможностью аналитического описания динамики среды. При этом следует иметь в виду, что эффект адвективного переноса примесей на порядок превышает эффект турбулентной дисперсии. Поэтому если мы имеем возможность ограничиться аналитическим описанием процесса, то размеры области, в которой это описание будет пригодным для наших целей, определяется применимостью аналитического описания пространственного распределения скорости течения. Скорость среднего течения в таких моделях обычно задается либо как постоянная величина, либо как величина, линейно зависящая от расстояния от источника. Поэтому возможность описания средней скорости как линейной функции координат на самом деле ограничивает область применимости аналитических локальных моделей. Распределение средней скорости, особенно в прибрежной зоне, существенно зависит от рельефа дна. Поэтому в прибрежной зоне, где и расположена основная масса постоянных источников загрязнения, масштабы применимости л окальных моделей, однозначно связанные с масштабами изменчивости скорости течения, зачастую определяются как зона постоянства или линейной зависимости локальной глубины от расстояния в районе источника примеси. В районах с относительно равномерным рельефом дна е е размеры имеют порядок от сотен метров до километров (Champ at al, 1984). Аналогично ориентировано и наше водоохранное законодательство, устанавливающее дистанцию от источника примеси до контрольного створа от 250 м до 1 км в зависимости от природоохранной категории района. Вообще удобнее было бы контролировать сбросы в трубопроводе или на выходе из коллектора, но большинство выпускных устройств расположено на дне моря, так что последний вариант контроля практически отпадает, а контроль стоков в трубах без законодательных ограничений до последнего времени не был предусмотрен законодательством. Если источники загрязнения имеют сравнительно небольшую мощность, то за пределами указанных расстояний концентрация примеси уже становится малой. Таким образом, аналитические локальные модели расчета распределения загрязняющих веществ имеют вполне определенный диапазон практического применения. Кроме того, применение чи с-ленных моделей ограничено необходимостью рассчитывать течения во вс ем бассейне целиком. Иначе возникают проблемы с заданием граничных условий. Вообще можно сначала рассчитать течения по всему бассейну, а потом построить локальную сетку с малым шагом и в качестве граничных условий использовать результаты расчета на грубой сетке. Так зачастую и поступают, но это связано с резким увеличением объ ема и стоимости работ и, на самом деле, не дает существенных преимуществ, поскольку количество неопределенностей растет пропорционально сложности расчетной схемы (GESAMP Rep. and Stud, 1991).Чтобы уменьшить влияние возможных ошибок, в практике численных расчетов принято на первом пространственном шаге использовать аналитические решения задачи (Rodenhuis and Krszynsky, 1977).

С другой стороны, явное преимущество численных моделей заключается в возможности параллельного учета реального режима работы многих источников загрязнения. Однако проблема состоит в том, что чаще всего реальный режим работы источников загрязнения неизвестен. Поэтому приходится сращивать как численные, так и локальные модели с вероятностными методами оценки изменчивости их параметров и мощности источников. В некоторых случаях используются численные варианты решения локальных задач. Однако есть и еще один существенный недостаток сложных численных моделей, о котором как-то не принято говорить. Дело в том, что автору такой модели ее надежная работа достается ценой долгих усилий, требующих мастерства и терпения. Автор – единственный, кто знает все особенности созданной им программы вычислений и может ей уверенно пользоваться. И даже если он подготовит подробное описание этой программы и столь же подробные инструкции для пользователя, то это еще не значит, что пользователь сможет ей успешно воспользоваться. Он должен быть хорошо в курсе дела, а это достается только упорной практикой работы с конкретной численной моделью. Тем не менее, считается, что будущее – за численными моделями. Соглашаясь с этим утверждением, выразим уверенность в том, что аналитические локальные модели найдут широкое применение по крайней мере на первом шаге реализации численных моделей и в качестве тест-моделей для них. Кроме того, приведенные ниже эмпирические соотношения для оценки параметров турбулентной диффузии тоже окажутся полезными в процессе моделирования. Вообще расчет этих параметров делается, в том числе, с помощью уравнений К-теории с использованием уравнений баланса кинетической энергии турбулентности и баланса диссипации кинетической энергии в процессе численного решения общей задачи, в которую входит расчет распределения температуры и солености (плотности) морской воды.

Ниже излагаются основные сведения о применяемых методах решения различных задач по оценке загрязнения морской среды от источников, расположенных в открытых и прибрежных районах моря. При этом нам придется напомнить читателю основные соотношения для экспериментальных и приближенных полуэмпирических оценок параметров турбулентного обмена и диффузии, поскольку эти оценки применяются в постановке и решении практических задач.

Особое место занимает расчет распределения примесей во всплывающих струях, образуемых точечными источниками относительно легких смесей на водной основе. К образованию подобных струй приводит обычный сброс пресных сточных вод в море через коллектор, расположенный под поверхностью моря.

Весьма специфический характер имеют задачи по оценке отрицательного воздействия на окружающую среду операций по сбросу различных отходов с судов. Эти операции названы в соответствии с международной Лондонской конвенцией 1972 г. дампингом. Все необходимые замечания в контексте накопленного опыта будут сделаны ниже, в разделе, посвященном дампингу.

В последующем изложении материала мы сознательно избегаем описания методов расчета переноса смесей со сложной кинетикой химико-биологического распада, сопровождаемого, например, процессами изменения агрегатного состояния примеси (формированием твердой фазы, флоккуляцией или растворением твердой фазы). Эти методы еще нельзя назвать прикладными, поскольку практика их применения в океанографии весьма ограничена.

Совершенно особая ситуация сложилась в области моделирования разливов нефти и нефтепродуктов в море. Эта область численного математического моделирования в настоящее время достигла такого уровня развития, при котором описание используемых моделей и управляющих систем следует поручить специалистам именно в этой области. В ином случае вероятность упустить нечто существенное могла бы оказаться слишком высокой.

Опуская теоретические основы описания параметров турбулентного переноса веществ, мы ограничимся кратким изложением способов оценки коэффициентов турбулентной вязкости и диффузии, принятых в практике прикладных расчетов. Поскольку в этой области, на наш взгляд, в последнее время почти ничего нового не произошло, можно надеяться, что изложение материала в указанном объеме для практических целей достаточно.

Отметим ту особую роль, которую в изучении диффузионных процессов в море играют эмпирические соотношения. Постановка диффузионных экспериментов в морских условиях отличается сложностью. Использовать в данном случае обычные регулярные или судовые наблюдения невозможно. Требуется проводить п о-дробную пространственную съемку трассера, в качестве которого используется либо люминесцентные вещества (родамин-В, родамин-С, флуоресциин), либо дрифтеры с демпфером и радиолокационным отражателем. Первый вариант экспериментов проходит только при слабых ветрах и волнении, что значительно снижает практическую ценность их постановки. Поэтому большинство специалистов больше склонны к экспериментам с дрифтерами. Для мелкомасштабных экспериментов используют плавающие пластиковые карты. Результаты этих экспериментов широко применяются в практике расчетов.

## 7.2. Общие положения

Упомянутые выше прикладные задачи принято решать с помощью уравнения турбулентного переноса в приближении пассивной (не влияющей на скорость течения) и нейтрально взвешенной примеси:

$$\partial S/\partial t + u\, \partial S/\partial x + v\, \partial S/\partial y + w\, \partial S/\partial z =$$
$$\partial/\partial x K_x \partial S/\partial x + \partial/\partial y K_y \partial S/\partial y + \partial/\partial z k \partial S/\partial z - S/\tau, \qquad (7.1)$$

где S – концентрация примеси, u, v, w – проекции скорости течения на оси x, y, z, соответственно, $K_x$, $K_y$ – составляющие коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии, k – коэффициент вертикальной турбулентной диффузии, $\tau$ – постоянная скорости биохимического распада примеси в приближении реакции первого порядка. Способов решения этого уравнения при известных u, v и w существует много, но проблема, на самом деле, состоит не столько в его решении (хотя иногда получить решение тоже непросто), сколько в определении коэффициентов K и k.

Численное решение уравнения (7.1) часто реализуется совместно с решением системы уравнений гидродинамики. Уравнения гидродинамики мы не приводим, поскольку не намерены описывать способы их решения в этом разделе. Но в них входит турбулентная вязкость с коэффициентами турбулентной вязкости, для оценки которых используются полуэмпирические соотношения. При расчете течений применяется два варианта описания турбулентного трения. Первый из них основан на выражении для тензора напряжений, используемого для описания молекулярной вязкости, но с коэффициентом турбулентной вязкости. В классической гидродинамике этот вариант применяется для учета влияния напряжений вязкого типа. Второй вариант предназначен для учета турбулентного трения в режиме сопротивления. Этот режим трения возникает на мелководьях и при больших значениях скорости течения. Тем не менее, даже в глобальных численных моделях используется преимущественно аппроксимация трения в приближении, родственном режиму сопротивления (формулы Чаликова). По всей видимости, дело не только в том, что в этом случае не нужно определять коэффициент турбулентной вязкости, как это приходится делать при использовании первого варианта. Важно иметь в виду еще и особенности применяемых численных схем решения уравнений гидродинамики. Но если в схеме используется первый вариант аппроксимации трения при совпадении масштабов полей течений и примеси, то выбирать соотношение для расчета коэффициента турбулентной диффузии формально нет необходимости, поскольку отношение коэффициентов диффузии и вязкости равно числу Шмидта, Sc (Лойцянский, 1973):

$$K = Sc\,\nu. \tag{7.2}$$

При решении задач с мгновенным источником примеси на грубой расчетной сетке концентрация примеси на первых шагах по времени в соседних с источником точках отсутствует, поскольку примесь «еще не дошла» до них. Эта особенность численных реализаций задачи часто вызывает недоумение у пользователей. Кроме того, объединение численных моделей переноса примеси с гидродинамическими численными моделями предъявляет определенные требования к соотношению шагов дискретности их расчетных сеток, особенно в зонах действия механизма начального разбавления. Нарушение этих требований чревато появлением недопустимых ошибок, резко искажающих результаты расчетов. В современных комплексных численных моделях, в которые входит уравнение турбулентной диффузии примесей, часто используют аналитические решения этого уравнения для расчета концентрации примеси на первом шаге расчетной сетки, чтобы уменьшить влияние возможных искажений.

Число Шмидта зависит от свойств примеси и для большинства из сбрасываемых смесей на водной основе остается неизвестным. Однако поскольку оно является аналогом числа Прандтля, введенного им для молекулярной диффузии тепла, считается, что и при турбулентном обмене эти числа для разных веществ различаются слабо. В некоторых литературных источниках сообщается, что для морских условий измеренные значения числа Шмидта изменяются в пределах от 1 до 10 (Озмидов, 1986). Однако для слабых многокомпонентных растворов на водной основе оно часто принимается равным 1. В научной литературе имеются указания на то, что в условиях моря число Прандтля (Pr) для морской воды зависит от числа Ричардсона $Ri = (gd\rho/dz)/[\rho_o(du/dz)^2]$ (Коротенко, 1992):

$$Pr = 0{,}8(1 + 37{,}0Ri^2)/(1 + 0{,}74Ri).$$

Отсюда видно, что при $Ri = 0$ число $Pr = 0{,}8$. При этом следует иметь в виду, что мы обычно имеем дело со слабыми и инертными водными растворами, вязкость которых мало отличается от вязкости воды, и химические реакции в них протекают значительно медленнее динамического разбавления, поэтому их учет на фоне динамики разбавления не имеет значения (по крайней мере в локальных моделях).

В крупномасштабном моделировании уровня и течений приняты другие соотношения для коэффициентов турбулентной вязкости и диффузии и для числа Шмидта (Абузяров и др., 2009):

$$\nu_z = (Ch)^2\,[(\partial U/\partial z)^2 + (1/Sc)(g\,\partial p/\partial z)/\rho]^{1/2},$$

где $\nu_z$ – коэффициент вертикальной турбулентной вязкости, $C = 0{,}05$, $h$ – толщина перемешанного слоя, $U$ – средняя скорость течения, $\rho$ – плотность морской воды;

$$Sc = Ri / \{0{,}725[Ri + 0{,}186 - (Ri^2 - 0{,}316Ri + 0{,}0346)^{1/2}]\}.$$

Кроме того, практика расчетов с применением крупномасштабных моделей указывает на то, что в соответствующем этим моделям климатическом приближении турбулентная диффузия тепла и солей имеет выраженный изопикнический характер. Иными словами, турбулентное перемешивание в климатическом диапазоне масштабов происходит вдоль плоскостей равной плотности воды. Далее мы увидим, что соответствующая тенденция развития диффузионного процесса формируется, начиная уже со второй, переходной, фазы диффузии.

В сложившейся практике принято разделение моделей турбулентной диффузии на две категории: в английском варианте near-field models и far-field models. Первые описывают видимое разбавление примеси на малых временах, связанное только с динамикой вод, и, в общем, соответствуют локальным моделям. Оценка отрицательного воздействия примеси на морскую среду в этих моделях является формальной и осуществляется в виде сравнения расчетной концентрации наиболее токсичного компонента примеси на ко н-трольном створе с величиной его предельно допустимой концентрации (ПДК) или, в международной практике, с другим ее лимитирующим значением. Вторая категория моделей предназначена для оценки допустимых объ емов суммарного (например, годового) сброса загрязняющих веществ на основе учета долговременного воздействия сбрасываемой примеси (или смеси) на состояние окру-жающей среды. В моделях этой категории, в большинстве своем балансовых, учитывается биохимическое разложение сбрасываемой смеси. Эти модели используются для расчета предельно допустимых сбросов (ПДС) и зачастую приводят авторов к критике нашего природоохранного законодательства. Дело в том, что мы имеем единственный критерий качества морской среды – предельно допустимые концентрации (ПДК) загрязняющих веществ (ЗВ) для морской воды. Во-первых, согласно имеющимся данным, основная часть ЗВ сорбируется на взвеси и оседает на морское дно, а для донных отложений ПДК отсутствуют, да и не могут быть введены по ряду при-чин. Кроме того, во многих методических документах за основу принято ограничение на сумму отношений реально измеренных концентраций ЗВ к их ПДК, состоящее в том, чтобы они в сумме не превышали единицы. Но легко представить себе массу источников загрязнения, имеющих на выходе концентрации ЗВ, близкие к ПДК, что законом не запрещено, но в сумме дающих количество ЗВ, явно выходящее за пределы естественной ассимиляционной способности водоема. Расчет ПДС по обоснованным методикам не менее важен, чем результаты применения моделей первой категории. Модели такого типа вообще-то существуют, но они либо слишком грубы, либо весьма громоздки в связи с необходимостью учета локальных особенностей биологической составляющей. В данном разделе основное внимание уделяется локальным диффузионным моделям.

Для оценки параметров турбулентной диффузии важно знать спектр скорости течений в море. Он часто не похож на идеальные его представления, положенные в основу его разделения на диапазоны, соответствующие средней (моделируемой) и пульсационной (случайной) составляющим, между которыми должна существовать область масштабов с выраженным минимумом энергии. Реальный спектр морских течений имеет максимумы различного происхождения (Монин и др., 1974), между которыми может и не быть области выраженного минимума энергии. Поэтому наблюдаемая форма струи или облака примеси зачастую имеет мало общего с идеализированной их формой, которую мы получаем в результате расчетов. Вообще масштабы вихрей, участвующих в формировании локальных полей примеси, можно разделить на три диапазона: крупные, переносящие облако примеси целиком, средние, деформирующие его, и мелкие, формирующие его внутреннюю структуру. Возникает вопрос: что мы вообще-то рассчитываем? Ответ на него звучит приблизительно так: если специально не оговорено иное, то мы рассчитываем пространственное распределение концентрации ЗВ в зоне действующего источника, осредненное по многим реализациям с аналогичными граничными и внешними условиями. Следовательно, мы признаем, что в реальных условиях каждое отдельное экспериментально наблюдаемое поле примеси в море является случайным. Действительно, эмпирическим путем установлено, что ошибка расчетов концентрации примеси падает по мере увеличения масштабов осреднения (Рис. 7.1.) (Озмидов, 1986).

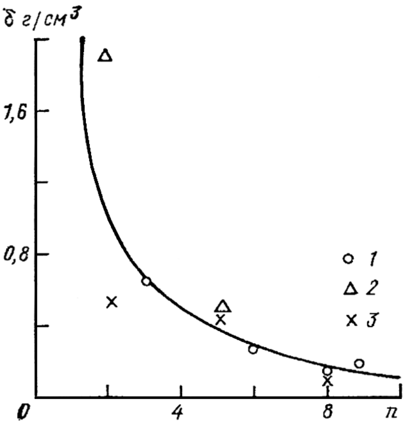



***Рис. 7.1.*** *Погрешность аппроксимации поперечных распределений осредненной концентрации индикатора гауссовыми кривыми в зависимости от числа осредняемых реализаций n (Озмидов, 1986).*

*1, 2, 3 – разрезы в 100, 200, 400м от источника примеси.*

Поэтому к совокупности таких реализаций применимы все положения теории вероятностей (Айтсам, 1972; Борисов, 1980; Кляцкин, 2000; Немировский, 1986; A itsam, 1974). Изменчивость концентрации на фиксированном удалении от источника примеси оценивается как дисперсия случайного процесса, для оценки которой имеются соответствующие методы.

В дальнейшем изложении материала основное внимание уделено процессам диффузии в верхнем слое моря, поскольку начальные фазы диффузионного разбавления, для которых характерны максимальные концентрации загрязняющих веществ, протекают в верхнем слое.

## 7.3. Эмпирические соотношения

### *Параметры и фазы турбулентной диффузии*

Источники примеси подразделяются по продолжительности действия на мгновенные и длительного действия. Если характерная изменчивость мощности источника сосредоточена на длительных периодах, превышающих продолжительность установления концентрации примеси на контрольном створе, то источник считается стационарным. В противном случае источник считается переменным или, если периоды изменения его мощности близки к временной дискретности измерений, то случайным. Диффузионные эксперименты проводятся с точечными источниками мгновенного (залпового) или постоянного действия. Основная масса экспериментов выполнялась с целью выяснить характер зависимости коэффициентов К и k от масштабов осреднения или от масштабов явления (пространственного, L, и временного, T). Вообще эти понятия неадекватны, но между ними существует определенная логическая связь. Вертикальный пространственный масштаб в верхнем слое моря, как показано в (Озмидов, 1986), ограничен глубиной слоя скачка плотности, так что зависимость k(L) проявляется только в области малых масштабов. Накопленный опыт показал, что зависимость K(L,T) в прибрежной зоне тоже имеет локальный характер (Розман, 1989). В дальнейшем мы часто будем обращать внимание на этот важный факт. Однако локальный характер зависимости K(L,T) тоже проявляется только в определенном диапазоне масштабов осреднения. В большинстве модельных расчетов этот факт незаслуженно игнорируется. Изменчивость зависимости K(L,T) в области относительно малых масштабов (до 1 км) (Субботин, Гольдберг, 1990) проявляет наиболее выраженные локальные свойства, но это как раз те масштабы, которые нас интересуют. Можно предположить, что таким образом в определенной мере проявляются местные особенности геометрии дна и береговой линии. Поэтому, если мы хотим серьезно работать с диффузионными моделями, то следует предусмотреть по возможности длительное измерение скорости течения в верхнем слое моря в районе источника примеси. Кроме того, всегда полезно иметь хорошую карту распределения глубин в этом районе, по возможности с разрешением порядка 1/10 расстояния от источника примеси до контрольного створа.

Процесс турбулентной диффузии развивается постепенно и имеет несколько этапов. В нашей научной литературе его иногда называют процессом турбулентного рассеивания примеси. На западе для него принят термин «дисперсия», что вполне соответствует его сущности, тем более, что коэффициент турбулентной диффузии, согласно Ричардсону (Монин, Яглом, 1965; Озмидов, 1986), связан с лагранжевой дисперсией частиц, $\sigma^2$, дрейфующих в турбулентном потоке, однозначной зависимостью, которая вообще следует из сравнения классических соотношений, описывающих плотность распределения по Гауссу и решение уравнения диффузии:

$$K = \sigma^2/2\Delta t, \tag{7.3}$$

которая трансформируется в

$$K = 1/2\ d(\sigma^2)/dt \approx \Delta\sigma^2/2\Delta t, \tag{7.3'}$$

где $\Delta\sigma^2$ – приращение пространственной дисперсии дрифтеров за время $\Delta t$. Используя (7.3)', можно проследить зависимость K от времени или определить среднюю величину K для конкретного T при заданном $\Delta t$ для всего периода наблюдений. Этим пользуются в экспериментах с дрифтерами, расстояния между которыми удобно засекать на экране судового радиолокатора. Для определения зависимости K(T,z) можно выпускать сразу несколько пар дрифтеров с демпферами на разных глубинах. Затем K рассчитывается по формуле (7.3) по слоям в среднем за весь период наблюдений или с разверткой по времени. Далее, получив оценки K(T), можно подставить их в уравнение (7.1) и, проведя эксперименты с красителем, проверить схему решения на восстановимость результатов измерений его концентрации, как это делалось в (Озмидов, 1986). Обычно эксперименты заканчивались на определении зависимости K(L) или K(T) по коротким сериям измерений, а эксперименты с красителями ограничивались разовыми реализациями, имеющими, как отмечалось выше, случайный характер. Поэтому попытки сравнения результатов расчетов и экспериментов зачастую оканчивались неудачей. Как будет показано ниже, результатом этого явились противоречивые выводы и рекомендации, полученные экспериментальным путем.

Приступая к решению задачи, исполнитель должен выбрать способ определения коэффициента диффузии. Имеется несколько подходов к расчету К(Т) или К(L). Первый из них связан с выбором одного из многочисленных выражений, полученных на основе обобщенных соотношений полуэмпирической теории турбулентности. В этом случае выбираемое соотношение соответствует некоторым осредненным параметрам потока, так что оценка величины К не является случайной. Однако исполнитель должен иметь информацию о средней скорости течения и о вертикальном распределении плотности воды, так что данные соответствующих измерений в конкретном районе ему потребуются. Другой подход связан с возможностью получить оценку К(Т) непосредственно с использованием данных измерения течений. При этом мы на самом деле получаем оценку коэффициента турбулентной вязкости, но имеем в виду, что коэффициенты вязкости и диффузии однозначно связаны и в большинстве рассматриваемых нами случаев имеют близкие числовые значения. Например, в схеме Эртеля (Тугеева, Черноусько, 1977), часто применяемой на практике, вводится симметричный тензор второго ранга коэффициентов обмена, компоненты которого вычисляются по формуле:

$$K_{ij} = \tfrac{1}{2} \left( \langle l_i u_j' \rangle + \langle l_j u_i' \rangle \right), \qquad (7.4)$$

где $l_i$ – компоненты пути смешения (по Прандтлю), которые удобно вычислять по формуле Леттау:

$$l_i = \tfrac{1}{2} \int u_i' d\tau, \quad (\tau \le t \le t + \tau), \qquad (7.5)$$

где $\tau$ – промежуток времени, в течение которого сохраняется знак пульсации горизонтальной составляющей скорости $u_i$. На начальной фазе диффузионный процесс осуществляется мелкомасштабной турбулентностью, которая считается однородной и изотропной, так что $K_x \cong K_y$ и компоненты К не требуют раздельного учета. Тогда для последующих расчетов вводится средняя величина $K = (K_x + K_y)/2$. Еще раз подчеркнем, что единичное определение К по данным наблюдений является случайным. Для иллюстрации этого утверждения приведем результаты расчетов, выполненных на основе данных наблюдений за скоростью течения в прибрежной зоне Черного моря в районе Геленджика (Тугеева, Черноусько, 1977). Наблюдения выполнены на трех буйковых станциях, которые располагались на расстояниях 5, 15 и 33 км от берега (Рис. 7.2.).

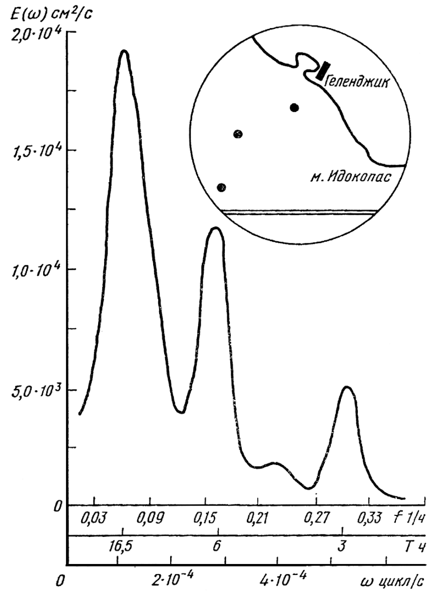



***Рис. 7.2.*** *Спектральная плотность скорости течения, рассчитанная по данным измерений на буйковой станции (горизонт 10 м, дискретность – 20 мин.). На врезке – район наблюдений и расположение станций.*

Использовались ряды наблюдений на горизонте 10 м с дискретностью 20 мин при продолжительности наблюдений 10–18 сут. Рис. 7.3 и 7.4 иллюстрируют результаты расчетов при ширине фильтра Бартлетта $T_ф$ = 17, 34 и 67 ч и длине отрезков ряда, по которым ведется расчет (времена осреднения), T’ = 17 и 67 ч.

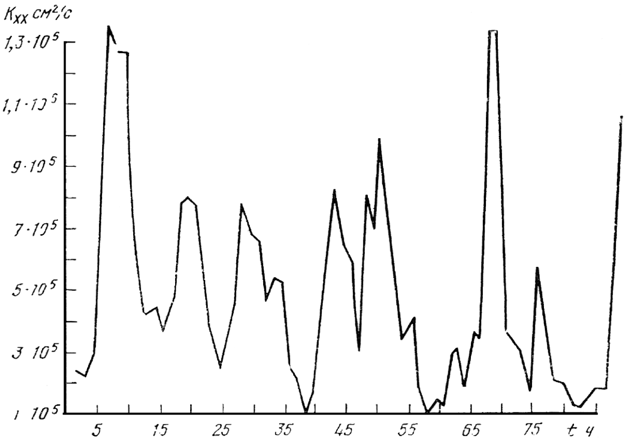



***Рис. 7.3.*** *Изменения во времени коэффициента турбулентной вязкости $K_{xx}$ при $T_ф$ = 34 ч и T = 17 ч.*

Обращаем внимание на выраженную изменчивость К при малых $T_ф$. Здесь явно велико влияние неустойчивости (естественной и расчетной) и локальных факторов, таких как сила ветра, инерционные колебания скорости течения с периодом, близким к 17 час, глубина места, рельеф дна, стратификация.

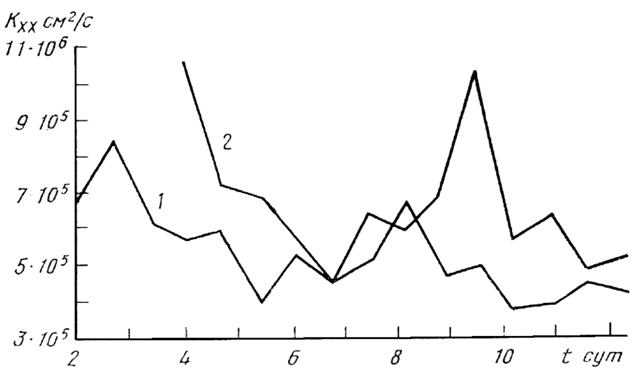



***Рис. 7.4.*** *Изменение во времени коэффициента турбулентной вязкости $K_{xx}$ при $T_ф$ = 34 ч и T' = 67 ч (1) и $T_ф$ = T'= 67 ч (2).*

На Рис. 7.5. даны пределы изменения рассчитанных значений коэффициента К при Т $_ф$ = 17 ч в зависимости от величины времени осреднения значений К (от длительности отрезка ряда, на котором вычисляется единичное значение К в процессе скользящего осреднения). Получается, что стабилизация значений К в пределах порядка его величины в данном случае происходит при осреднении расчетных значений не менее чем за 7 суток.

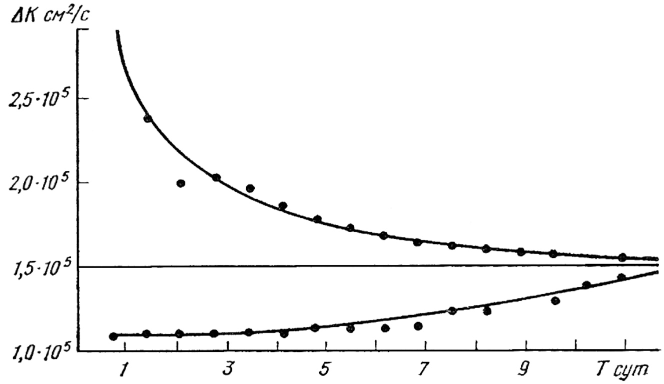



***Рис. 7.5.*** *Зависимость пределов изменения рассчитанных значений коэффициента К от времени осреднения при $T_ф$ = 17 ч.*

Величина Т $_ф$ определяет зависимость К от масштаба явления (Рис. 7.6.). Поэтому важно получать оценки К по длинным реализациям, превышающим 7 суток. Аналогичные результаты описаны в (Озмидов, 1986; Розман, 1989). Обращает на себя внимание характер зависимости К от расстояния от берега: максимум значений К находится на расстоянии от 5 км или ближе. Максимум К соответствует максимуму дисперсии скорости течения, который совпадает с зоной продукции турбулентности, находящейся на внешней границе пограничного слоя (Шлихтинг, 1974). Ширина диффузионного пограничного слоя δ = K/U по всем локальным оценкам оказалась порядка 1 км.

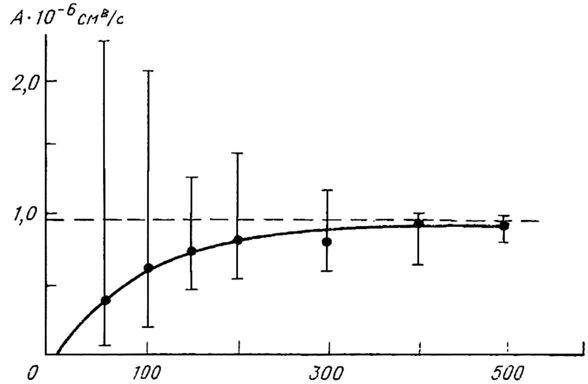



***Рис. 7.6.*** *Типичная зависимость коэффициента турбулентной вязкости от масштаба осреднения (вертикальные линии отвечают пределам изменения от наибольшей до наименьшей величины коэффициента).*

В принципе для оценки коэффициентов вязкости по данным регистрации скорости течения можно воспользоваться и другими соотношениями, например (по Тэйлору):

$K_u = u'^2\, T_u$;  $T_u = \int R_u(\tau)\, d\tau$ – лагранжев масштаб времени,

а пространственный лагранжев масштаб $L_u = \sigma_u\, T_u$.

Однако в этом случае желательно иметь данные наблюдения за дрифтерами, хотя при постоянной средней скорости течения и на небольших временах диффузии масштаб времени можно приближенно оценить и по наблюдениям в точке (Монин, Озмидов 1981).

Для оценки коэффициентов турбулентной вязкости и диффузии пользуются известной формулой Колмогорова (Озмидов, 1986):

$$K_i = l_i\sqrt{E}, \qquad (7.6)$$

где $l_i$ рассчитывается как средняя величина из значений, полученных по формуле (7.5), а E – суммарная энергия пульсаций скорости при данных $T_ф$ и $l_i$. Переход от масштаба времени T к пространственному масштабу L осуществляется с использованием формулы Тэйлора, вытекающей из его гипотезы «замороженной» турбулентности:

$$L = UT, \tag{7.7}$$

где U – среднее значение скорости. Следует помнить, что эта зависимость имеет гипотетический характер и обычно применяется в случаях, когда достаточна оценка L по порядку величины.

В прикладных задачах климатических временных масштабов для описания К(L) часто применяется формула Йозефа-Зенднера (Немировский, 1986; Розман, 1989):

$$K = pL = pr, \tag{7.8}$$

где $p$ – «скорость диффузии», которую авторы считают постоянной величиной, равной 1см/с, r – радиальное расстояние от центра облака, образуемого мгновенным источником и дрейфующего со средней скоростью течения. Указанная величина $p$ оказалась характерной при масштабах осреднения, соответствующих L ~ 10км и более, а при более мелких масштабах L она изменяется в широких пределах, но при увеличении масштабов осреднения стремится к постоянной величине (Озмидов, 1986; Розман, 1989). Поэтому, если считать скорость диффузии случайной величиной и данные эксперимента позволяют оценить ее плотность распределения, то можно получить соответствующие вероятностные оценки величины К(L) с последующей оценкой вероятностного распределения концентрации примеси.

Оценка величины k(z) сложнее, поскольку в этом случае дрифтеры бесполезны. Приходится экспериментировать с красителями, используя затем вертикальные профили измеренной концентрации. Так как мгновенные профили концентрации имеют случайный характер, следует учитывать изменчивость оценок k(z). Данных для подобного учета, как правило, недостаточно. Приведем формулу, полученную по результатам большого количества экспериментов в верхнем слое Черного моря (Немировский, 1986):

$$k = 0.1H^2(dU/dz) \exp(-0.7Ri), \qquad (7.9)$$

где H – глубина нижней границы верхнего квазиоднородного слоя (ВКС), U – абсолютная величина средней горизонтальной скорости течения, Ri – число Ричардсона. Поскольку вертикальное распределение концентрации примеси имеет четко выраженную нижнюю границу, вертикальный градиент скорости можно заменить разностью значений скорости $\Delta U$ в слое толщиной h, в котором сосредоточена примесь. Тогда число Ричардсона можно оценить следующим образом: $Ri = (g\,\Delta\rho\, h/\rho_o)/(\Delta U)^2$, где $\Delta\rho$ – разность значений плотности воды в слое 0-h. В (Немировский, 1986) приводится соотношение для оценки максимального значения h ($h_m$):

$$h_m = 0.29H \exp(-0.35Ri) \qquad (7.10)$$

Если воспользоваться соотношениями (7.9) и (7.10) при $h = h_m$, то можно получить соотношение для оценки k в следующем виде:

$$k = 1.19\, h_m \Delta U = 0.34H\, \Delta U \exp(-0{,}35Ri) \qquad (7.11)$$

Эта формула по структуре идентична классическому соотношению для определения коэффициента кинематической вязкости в пограничном слое у стенки $\nu = \kappa l\, u_*$, где $\kappa = const = 0{,}41$; l – масштаб длины; $u_* = (\tau/\rho)^{1/2} = \langle(u'^2)\rangle^{1/2}$ – динамическая скорость. Поэтому, в принципе, зная пульсации скорости из наблюдений, можно воспользоваться соотношением для пограничного слоя, по структуре подобным классическому, и получить:

$$k = 0{,}41\, \sigma_z u_* = 0{,}048Hu_* \exp(-0{,}35Ri). \qquad (7.11)'$$

Тогда, с учетом (7.11), получается, что $u_* = 7{,}08\Delta U$ или, если $u_*$ известна из наблюдений, то $\Delta U = 0{,}14u_*$ . Можно дополнительно воспользоваться еще одним известным соотношением (Дебольский и др., 1986): $\sigma_i / \overline{u_i} = a_i + b_i\eta^{1/2}$, где $a_i$ и $b_i$ – константы (по результатам измерений в реках и в каналах с шероховатым дном $a_1 = 2{,}1$ и $b_1 = -1{,}2$), $\eta = z/h$. В научной литературе приведено много соотношений для описания основных параметров турбулентного обмена в естественных условиях. Формулы по структуре в основном не изменяются, чего нельзя сказать о числовых коэффициентах. Можно, например, воспользоваться зависимостью динамической скорости от числа Ri для начальной фазы диффузии, когда действует в основном мелкомасштабная турбулентность, приведенным в (Немировский, 1986): $u_* = 0{,}13URi^{-0,52}$. Есть основания полагать, что это соотношение вполне применимо для описания вертикальной диффузии в стратифицированном верхнем слое. Тогда, если исходить из того, что $k = 0{,}41\ u_*\ \sigma_z$ и $\sigma_z = 0{,}4h_m$, учитывая (7.10) и приведенную зависимость $u_*(U,Ri)$, получим:

$$k = 0{,}164u_*h_m = 0{,}021Uh_m\,Ri^{-0,52} = 0{,}006UHRi^{-0,52}\exp(-0{,}35Ri). \qquad (7.11)''$$

Недостаток приведенных соотношений состоит в том, что число Ri приходится оценивать по результатам измерений, что не всегда возможно.

Приведенные выше формулы дают возможность для самостоятельного поиска наиболее подходящей зависимости k от параметров внешней среды. Ясно, что в (7.10) параметр Ri задается в среднем по слою. Автор отмечает, что в пределах ВКС градиент плотности практически постоянен и в общем случае мал, поэтому зависимость k(z) скорее определяется вертикальным градиентом скорости, который в пределах слоя может изменяться существенно.

В практических расчетах часто используются довольно грубые зависимости для оценки вертикальной вязкости. Так, в (GESAMP Rep. And Stud., 1991) в мелководной зоне, где экмановский пограничный слой достигает дна (глубина порядка 20–30 м), вертикальная вихревая вязкость оценивается выражением:

$$A_z = 0,\ 0025\ Hu,$$

где u – мгновенная скорость (приливного) течения. На более глубокой воде для этих целей используется соотношение:

$$A_z = 2{,}0\times10^{-5}u^2/f,$$

где f – параметр Кориолиса. Для более общего случая в применении к прибрежной (шельфовой) зоне при решении двумерных задач пользуются выражением (GESAMP Rep. And Stud., 1991):

$$A_z = 0,0025u\,\delta,$$

где $\delta = 0{,}3u_*/f$ при $\delta < H$; $\delta = H$ при $\delta \geq H$. $\delta$ – ширина придонного пограничного слоя. Для практических приложений при сбросах обычных сточных вод, в которых не содержатся вещества с особыми физико-химическими свойствами, можно считать, что $k \approx A_z$. В тех случаях, когда важна зависимость k(z) в однородных приливных потоках, рекомендуется использовать формулу Притчарда (Bowen, 1974):

$$k = 8{,}59 \cdot 10^{-3}\, U_m\, H'\eta^2 (1 - \eta)^2, \tag{7.12}$$

где H' – глубина места, $\eta = z/H'$, $U_m$ – скорость на глубине $z = H'/2$.

Там же приведена формула Баудена для приливных морей:

$$k = k_o u_*\, H'\, \eta\, (1 - \eta), \tag{7.13}$$

где $k_o$ – числовой коэффициент («коэффициент трения»). Если считать, что формулы Притчарда и Баудена в диапазоне реальных скоростей течения и глубин дают близкие результаты, то их сопоставление приводит к выражению:

$$u_* = (8{,}59 \cdot 10^{-3}/k_o)\, U_m\, \eta\, (1 - \eta),$$

которое, возможно, характеризует динамическую скорость в однородном приливном море. Для учета стратификации достаточно умножить правые части (7.12) и (7.13) на exp (-0,7Ri).

Существует много формул для определения k(z), но можно остановиться на приведенных выше. Формулы, основанные на измерении колебаний температуры и солености на разных глубинах, приведенные в ряде источников, следует использовать с осторожностью, поскольку в наблюдаемых вертикальных профилях температуры и солености проявляется влияние внутренних волн, учесть которое без специальных наблюдений невозможно. Дело в том, что турбулентное трение во внутренних волнах если и проявляется, то очень слабо.

На начальном этапе, когда примесь выходит из коллектора, резко изменяются параметры внешней области, что сопровождается эффектами, подобными гидравлическому шоку. Эта фаза процесса протекает в области, вытянутой вдоль потока на расстояние около $6d_o$, где $d_o$ – диаметр выпускного отверстия (Muellenhoff et al, 1985). Есть работы, в которых его называют начальным разбавлением. Нам представляется, что это первая фаза начального разбавления. В ряде публикаций, в том числе в методическом руководстве, действующем в США (Muellenhoff et al, 1985), приведена рекомендация для практического пользования, согласно которой зона начального разбавления струи имеет протяженность, приблизительно равную глубине места, где расположен коллектор. Ниже, в разделе главы, посвященном эмпирическим методам расчета начального и основного диффузионного разбавления, эта оценка подтверждена для случаев, когда примесь переносится течением параллельно берегу. Очевидно, имеется в виду зона, в которой струя приспосабливается к внешним условиям и ее структура далее формируется под влиянием диффузионного разбавления или вовлечения. В некоторых публикациях этот следующий этап называют основным разбавлением. Если жидкость в струе легче окружающей воды, плотность в которой однородна, то струя всплывает на уровень равновесия (по плотности) и постепенно разрушается внешней турбулентностью, иногда распадаясь на фрагменты. Если во внешней воде есть вертикальный градиент плотности, то струя сохраняет свою структуру, испытывая колебания с частотой Вяйсяля-Брента (Журбас, 1977; Озмидов, 1986). При этом ее внутренняя структура формируется под влиянием процесса вовлечения, а не диффузии. На внешнем дальнем крае (в хвосте) сформировавшейся струи происходит ее коллапс, причем замечено, что здесь струя заглубляется (Горошко, 1974). Процесс диффузионного формирования нейтрально взвешенной струи или облака примеси разделяется на фазы в зависимости от преимущественного влияния действующих гидродинамических процессов разного масштаба. В научной литературе представлено несколько феноменологических схем развития диффузии в условиях моря, базирующихся на количественных критериях. Так, в (Зац и др., 1989) приведены характеристики фаз процесса диффузии примеси, определяемых по изменению показателя n в соотношении для максимальной концентрации примеси $S_{max}(x) \sim x^{-n}$. На первой фазе максимальное заглубление примеси $h_m$ связано с вертикальной дисперсией соотношением

$$h_m = 2.5\sigma_z . \qquad (7.14)$$

Величину $h_m$ можно считать равной или пропорциональной масштабу $l_z$ с множителем, близким к 1(Немировский, 1986), что удобно для последующей оценки коэффициента k. Для этого можно применить соотношение (7.10), что значительно упрощает расчеты.

При оценке диаметра симметричной струи b по предельной чувствительности измерителя при малых S ширину струи b можно оценить по соотношению:

$$b \cong 3\sigma_y . \qquad (7.14)'$$

При оценке b по видимому минимальному значению S: $b = 2.5\sigma_y$.

Согласно Озмидову (Озмидов, 1986), диффузия на первой фазе является изотропной вплоть до момента, когда масштаб явления достигает некоторого критического значения, близкого к глубине верхней границы пикноклина, при котором происходит «насыщение» вертикального турбулентного обмена. Здесь, в пределах верхнего слоя толщиной $h_m$, вертикальная составляющая диффузии достигает максимальной интенсивности и далее остается практически постоянной, а горизонтальная возрастает. В (Субботин, Гольдберг, 1990; Bowen, Inman, 1974) отмечается что при дальнейшем увеличении масштаба явления происходит падение величины k, но далее она стабилизируется на значениях порядка 10–$10^2$ $см^2$/с.

При волнении величина k в пределах ВКС тоже сначала падает и затем стабилизируется, а $h_m$ растет (Bowen, Inman,1974; Van Rijn, 1984). Соответственно увеличивается продолжительность первой фазы диффузии. Согласно (Субботин, Гольдберг, 1990) продолжительность первой фазы диффузии равна 1–3 ч., что частично соответствует оценке, приведенной в (Зац и др., 1989). Вторая фаза диффузии, по данным (Зац и др., 1989), наступает на расстоянии от источника примеси от 0,5 до 1 км.

Другая феноменологическая схема турбулентной диффузии, основанная на физических показателях (Субботин, Гольдберг, 1990), несколько отличается от приведенной выше. Согласно этой схеме первая фаза диффузии тоже соответствует классическому трехмерному изотропному варианту, при котором фоновый коэффициент диффузии $K_l$ связан с величиной дисперсии $\sigma^2$ аналогично (7.3) и $\sigma^2 \sim t$, что, согласно (7.3), означает, что $K_1 = const$. Характерные масштабы диффузии на этой фазе составляют 1–10 м и соизмеримы с размерами образований, соответствующих основным динамическим процессам, развивающимся в верхнем слое моря (ветровые волны, ленгмюровские конвективные вихри, внутренние волны на частоте Вяйсяля-Брента). Величина $K_l$ зависит от вертикальных градиентов скорости и плотности, что выражается через зависимость $K_l(Ri)$, которая изменяется в зависимости от величины числа Ричардсона, но иначе, чем в (7.9):

– при $Ri < 1/4$ $\quad K_l = 10^2 K_o(10 + 4{,}7 \lg Ri)$, где $K_o = 1 см^2/с$;

– при $Ri > 1/4$ $\quad \lg K_l = \lg K_o + B$, $B = 3{,}7 + 1{,}8 \lg Ri$.

В первом случае (в районах Ялты, Сочи, Туапсе, Алушты) значения коэффициента $K_l$ не превышали 10 $см^2/с$, а во втором, в районах устьевого взморья (Пицунда, Сухуми), – $10^3$–$10^4$ $см^2/с$. В последнем случае масштабы турбулентных движений возрастали до 100–200 м. Здесь схема развития диффузии, представленная в (Озмидов, 1986), по всей видимости, нарушается: диффузия сразу вступает во вторую фазу (см. ниже).

На первой фазе отмечается значительное влияние ветрового волнения на ее продолжительность $\tau_1$ (вероятно, в часах):

$\tau_1 \sim 0{,}3 + 0{,}8\, h_в$,

где $h_в$ – высота волны (по всей видимости, энергонесущей составляющей спектра в метрах, а размерность правой части выражения вообще непонятна). По данным авторов $\tau_1$ составляет в среднем 0,7–1,1 ч., но может достигать 2,5–2,7 ч. К сожалению, авторы пренебрегли размерностью соотношения, что ограничивает его применимость. Этот недочет часто встречается в эмпирических формулах. Приведенная зависимость применима в диапазоне волнения от 0 до 5 баллов.

Величина $K_l$ тоже зависит от степени волнения. Максимум значений $K_1$ при устойчивых числах Ричардсона, $10^{-2} \le Ri \le 10^{-1}$, наблюдался при волнении в диапазоне от 0 до 1 балла и составлял ~ $10^3$ см$^2$/с. С усилением волнения до 2–3 баллов происходило резкое уменьшение значений $K_l$, а при дальнейшем усилении волнения они стабилизировались на уровне $10^2$ см$^2$/с в указанном диапазоне величин Ri. По всей видимости, в данном случае суммарная кинетическая энергия тратится на рост волнения.

Вторая фаза диффузии характеризуется соотношением $\sigma^2 \sim t^2$ и называется диффузионно-сдвиговой. Авторы считают ее переходной от диффузионной к сдвиговой, поскольку в процессе ее развития происходит постепенный переход закономерности роста суммарной дисперсии от $\sigma^2 \sim t^2$ к $\sigma^2 \sim t^3$. В случае определяющего влияния вертикального сдвига скорости течения $G_z$ суммарная дисперсия увеличивается по закону, близкому к $\sigma^2 \sim 0{,}1\ K_l\ G_z\ t^2$ . На этой фазе пятна (облака) примеси становятся сильно анизотропными, приобретая в горизонтальной плоскости либо эллипсовидную, либо кометообразную форму.

Длительность второй фазы $\tau_2$ определяется соотношением вертикального и горизонтального сдвигов скорости течения $G_z/G_y$ и может быть представлена в виде:

$$\tau_2 \cong (0{,}15\ G_z^2 - G_y^2)\ G_z/G_y^2$$

(к сожалению, здесь тоже не выдержана размерность: левая часть пропорциональна t, а правая $t^{-1}$).

Вторая фаза диффузии может вообще не наступить, если соотношение сдвигов скорости по вертикали и по горизонтали $G_z/G_y \leq 20$, а при $G_z/G_y > 50$ вторая фаза распространялась на весь период наблюдений (Субботин, Гольдберг, 1990). При $20 \leq G_z/G_y \leq 50$ $\tau_2$ изменяется в пределах 1,5–3,0 ч. Изменение максимальной концентрации со временем во вторую фазу аппроксимируется зависимостью $S_{max} \sim t^{-2}$, что несколько противоречит оценкам, приведенным в (Зац и др., 1989; Немировский, 1986).

Заключительная (сдвиговая) фаза диффузии характеризуется соотношением $\sigma^2 \sim t^3$. Здесь важную роль уже играют горизонтальные градиенты скорости течения, влияние которых проявляется, когда поперечные размеры пятна или ширина струи становятся сопоставимыми с поперечными размерами характерных горизонтальных анизотропных вихревых образований. Рост дисперсии на этой фазе происходит по закону $\sigma^2 \sim 2/3\ K_1\ G_y^2\ t^3$. Выполнимость режима третьей фазы определяется условием (7.15), которое, согласно (Розман, 1989), одновременно является критерием выполнимости «закона 4/3» для $K_1$ (см. ниже). Отсюда следует, что на третьей фазе диффузии выполняются соотношения для локально-изотропной турбулентности, находящейся в инерционном режиме (Монин, Яглом, 1965). Для условий приглубых шельфовых районов Черного моря при характерных $G_y \sim 10^{-4}$ и $L \cong 100–200$ м третья фаза диффузии проявляется повсеместно в среднем через 3 ч. после выпуска пятна. Форма пятен при этом меняется, наблюдается их разрыв, завихрения и т.д.

Все авторы отмечают, что фазы диффузии в чистом виде наблюдаются редко.

Заметим, что мелкомасштабная турбулентность, действующая на первой фазе диффузии, согласно Озмидову (Озмидов, 1986), однородна и изотропна, а, судя по приведенным выше данным, в диапазоне масштабов L, соответствующих первой – второй фазам диффузии, она теряет это свойство в зависимости от соотношения локальных градиентов скорости. Далее, с увеличением L, изотропия турбулентности постепенно восстанавливается, но уже в двумерном варианте. Кроме того, становится очевидным существенное влияние соотношения вертикальных и горизонтальных градиентов скорости на масштабах, соответствующих второй и третьей фазам. В (Гольдберг, 1977) приведено соотношение Новикова для времени диффузии, при котором следует учитывать сдвиг скорости течения: $t » (3K/G_z^2k)^{1/2}$, где $G_z$ – характерная величина вертикального сдвига скорости течения.

Эти эффекты, равно как и явление вытягивания эллипса рассеивания (или облака примеси от мгновенного источника) под углом к потоку при совместном воздействии вертикального сдвига скорости и вертикальной диффузии, могут проявиться уже на первой фазе диффузии. Соотношения показателей симметрии процессов диффузии в реальных условиях вообще отличаются большим разнообразием (Гольдберг, 1977; Немировский, 1986; Talbot, Talbot 1974; Weidemann, 1984). Их общей особенностью является вытянутость горизонтальных масштабов вдоль берега в прибрежных районах и приблизительно вдоль вектора средней скорости на удалении от берега. Показатель степени n, по данным некоторых авторов, изменяется в пределах нескольких десятых долей единицы в диапазоне масштабов от 100 м до 100 км (Talbot, Talbot 1974; Weidemann, 1984). Кроме того, отклонение показателя степени волнового числа в спектре скорости от 5/3 (4/3 для K) могут быть локально более выражены (Зац др., 1989; Озмидов, 1986). Вместе с тем в (Озмидов, 1986) отмечено, что к значению n = 4/3 может приводить эффект пространственного сдвига скорости $G_L$. В (Розман, 1989) дается критерий выполнимости «закона 5/3» с учетом сдвига скорости:

$$L^2_{min}\, G_L / (4\pi^2 K_L) > \sqrt{6}, \qquad (7.15)$$

где $L_{min}$ – минимальный масштаб, вносящий вклад в сдвиговую компоненту потока (для условий Черного моря $L \approx 250–300$ м); $K_L$ – характерное значение K ($K \sim 10^3$ см$^2$ с$^{-1}$). Представляет интерес соотношение показателей степеней в зависимостях $\sigma_L^2 \sim t^m$, $K \sim L^n$ (Озмидов, 1986): $n = 2(m - 1)/ m$. Согласно этой формуле n не может быть равно 2, а m не может быть равно 1, если $n \neq 0$. Отмечается, что в пределах расстояния от зоны начального разбавления до контрольного створа величина $h_m$ в среднем остается практически постоянной (Озмидов, 1986; Розман, 1989). Но тогда как величина $h_m$ близка к $\sigma_z$ и к глубине нижней границы слоя скачка плотности, куда девается первая фаза диффузионного процесса?

Получается, что опубликованные результаты экспериментов во многом не совпадают, а иногда и противоречат друг другу. Авторы экспериментальных исследований отмечают, что фазы диффузионного процесса зачастую сменяются в хаотическом порядке, поэтому их классификация относится скорее к тенденции преимущественного проявления определенных закономерностей, чем к последовательному их чередованию (Субботин, Гольдберг, 1990). Поэтому нет ничего удивительного в том, что попытки сравнения результатов модельных расчетов и экспериментов во многих случаях оканчиваются неудачей. К аналогичным выводам, например, приходят авторы публикаций, содержащих анализ данных международных диффузионных экспериментов RHENO и FLEX (Weidemann, 1973; Weidemann, 1984). Мало того, в данном случае по мере увеличения масштаба явления показатель n изменялся нелинейным образом в пределах диапазона $1 \leq n \leq 3$. Тем не менее, опыт показывает, что при многократном повторении экспериментов осредненное распределение примеси в пределах двух первых фаз процесса диффузионного рассеивания стремится к гауссовому (Монин, Озмидов, 1981; Озмидов, 1986; Csanady, 1972). Установлено, что даже своеобразный эффект взаимодействия вертикальной турбулентной диффузии с вертикальным градиентом скорости, проявляющийся в продольном вытягивании пятен примеси, в конечном итоге приводит к нормальному (гауссовому) горизонтальному распределению концентрации примеси в пятне с дисперсией $\sigma^2_L = U^2t^2/2$, соответствующей эффективному коэффициенту диффузии $K_L = U^2H^2/(2\pi^2k)$ (Озмидов, 1986).

Мы уже говорили о том, что практическое применение локальных моделей ограничено двумя первыми фазами диффузионного процесса, которые и отличаются наибольшей локальной изменчивостью параметров (скорости течения и коэффициентов диффузии). В чем причина такой изменчивости процессов турбулентного обмена в зоне начального разбавления (ЗНР)? Ответ на этот вопрос в какой-то мере содержится в классификации режимов диффузии, предложенной (Мониным, Яглом; 1965). Авторы выделяют четыре режима диффузии, каждый из которых приводит к своему характерному виду зависимости $S_{max}$ (t) для мгновенного и $S_{max}(U)$ и $S_{max}(z)$ для постоянного точечного источников. Первый режим реализуется при k

= 0, что возможно при очень высокой устойчивости поверхностного слоя моря. В (Зац и др., 1979) дается экспериментальная оценка соответствующего критического числа Ричардсона, при котором начинает проявляться подобный режим диффузии: $Ri_{кр}$ = 10. При этом режиме $S_{max}(t) \sim t^{-3}$, $S_{max}(U) \sim U^{-4}$. Второй режим характеризуется значением k = const. Этот режим соответствует изотропной турбулентности и может реализовываться в пределах однородного верхнего слоя. В этом режиме $S_{max}(t) \sim t^{-3,5}$, $S_{max}(U) \sim U^{-5}$, $S_{max}(z) \sim z^{-5}$. Третий режим реализуется при $k = \kappa u_* z$, где $u_*$ – динамическая скорость, и характерен для приповерхностной зоны верхнего пограничного слоя моря при ветровом возбуждении турбулентности (Kullenberg, 1974) и для придонного пограничного слоя. В этом режиме $S_{max}(t) \sim t^{-4}$, $S_{max}(U) \sim U^{-6}$, $S_{max}(z) \sim z^{-3}$. Четвертый режим, при $k \sim \varepsilon^{1/3} z^{4/3}$, где ε – скорость диссипации кинетической энергии, может реализовываться в течение второй фазы процесса диффузии в локальных диапазонах масштабов. В этом режиме $S_{max}(t) \sim t^{-4,5}$, $S_{max}(U) \sim U^{-7}$, $S_{max}(z) \sim z^{-7/3}$. Указанные режимы в целом трудно сопоставить с конкретными фазами диффузии, но их существование говорит о возможности большого локального разнообразия режимов диффузионного процесса. Режимы диффузии носят асимптотический характер и переходят из одного в другой случайным образом, поэтому чаще наблюдаются всевозможные переходные режимы. В реальной обстановке нередки случаи, когда поток имеет смешанный характер, модулированный ветром, ветровым волнением, слоистой структурой вертикального распределения плотности, внутренними волнами, вихревыми образованиями, конвекцией и другими динамическими процессами (Монин, Озмидов 1981; Озмидов, 1986). Поэтому последовательный режим смены фаз и применимость приведенных соотношений реальны только в среднем. Полезные сведения для расчета величины k(z) в различных условиях можно найти в (Немировский, 1986; Озмидов, 1986; Bowen, Inman 1974; Kullenberg,1974; Henderson-sellers, 1982). Масштабы изменчивости концентрации примеси в пространстве настолько различны, что в (Озмидов, 1986) предлагается проводить расчеты раздельно, сначала по z, а потом по x и y. Однако в (Монин, Яглом, 1965; Монин, Озмидов, 1981) показано, что взаимодействие горизонтальной и вертикальной диффузии в различных условиях приводит к заметным изменениям концентрации примеси как функции координат и времени. Эти эффекты, по-видимому, носят случайный характер и могут быть учтены только в терминах теории вероятностей.

Ниже будут даны рекомендации по расчету концентрации примеси, соответствующие двум первым фазам диффузионного процесса. Но сначала мы дадим краткое описание метода оценки начального разбавления, принятого в практике прикладных расчетов и основанного на соответствующих контролируемых экспериментах. Первый из этих методов касается только начального разбавления. Расчет разбавления, (например в США, начинается и заканчивается фазой начального разбавления (Muellenhoff et al, 1985)). Дальнейший расчет полагается бесполезным, поскольку сценарий конкретной картины распределения примеси за пределами зоны начального разбавления считается непредсказуемым. Для этого, как мы видели, имеются определенные основания.

В любом случае на первой фазе начального разбавления основную роль играют изотропные турбулентные образования с поперечными размерами порядка 1–10 м, что в связи с определяющим влиянием мелкомасштабного перемешивания зачастую исключает необходимость учета параметров, испытывающих интенсивную выборочную изменчивость.

### *Начальное разбавление*

Считается, что на первой фазе начального разбавления сбрасываемая смесь хорошо перемешана и представляет собой однородную жидкость, в которой за счет мелкомасштабной турбулентности поддерживается некоторая часть взвешенного материала. Интенсивность начального разбавления характеризуется его кратностью D. Смысл этого понятия следует из выражения для концентрации ЗВ в зоне начального разбавления (Muellenhoff et al, 1985):

$$S_f = S_a + (S_l - S_a)/D, \tag{7.16}$$

где $S_f$ – концентрация ЗВ в струе; $S_a$ – фоновая концентрация (в окружающей воде), $S_l$ – начальная концентрация ЗВ в сбрасываемой смеси. Для практического применения в некоторых случаях используются грубые оценки D по соотношению объемов сбрасываемой смеси и зоны начального разбавления (ЗНР). Выше упоминалось, что в ряде публикаций принято эффективный радиус ЗНР на прибрежном мелководье считать приблизительно равным глубине места (например, в США (Muellenhoff at al, 1985) . Понятие «мелководье» в литературе четко не определено, но считается, что на морском побережье при подходе к берегу мелководье начинается на глубине 20–30 м в зависимости от уклона дна. Поскольку в зоне обрушения ветровых волн происходит быстрая транспортировка примеси к берегу (Bowen, Inman, 1974), источники загрязнения стараются выносить за ее пределы. Поэтому в данном приложении понятие термина «мелководье» однозначно связано с локальным положением внешней границы зоны обрушения ветровых волн.

Далее следует иметь в виду, что сточные воды бытовых комплексов и предприятий представляют собой смесь растворенных в пресной воде и взвешенных в ней веществ, поэтому плотность этой смеси вообще, за редким исключением, не равна плотности морской воды в точке сброса. Кроме того, при использовании приведенных ниже формул важно учитывать, что сброс сточных вод на наших объектах часто производится в горизонтальном направлении, а, например, в США, судя по опубликованным методическим документам (Muellenhoff et al, 1985), – в вертикальном. На некоторых объектах используются многокомпонентные диффузоры, что ведет к наложению струй и к их взаимодействию в зоне начального разбавления. Если сброс производится на достаточном удалении от внешней границы зоны обрушения волн, то присутствие береговой линии на распределении ЗВ не проявляется. В противном случае следует учитывать специфическое условие отражения примеси от берега, которое резко влияет на результат решения задачи (Горошко, 1974; Озмидов, 1986). Последнее важно при решении крупномасштабных задач по расчету распределения ЗВ в приустьевых областях крупных рек и в прилегающих к ним районах морей. Такие задачи решаются только численными методами. В практике водохозяйственных расчетов кратность начального разбавления принято определять с помощью эмпирических соотношений. Наиболее применяемые из них приведены ниже. Большинство этих соотношений относится к всплывающим струям, но в (Журбас, 1977; Озмидов, 1986; Muellenholff et al, 1985) указывается, что их применению к случаям погружающихся струй в принципе ничто не препятствует.

### *Вертикальный сброс сточных вод через однокомпонентный диффузор в стратифицированный слой моря при отсутствии течения или при слабом течении*

Отметим, что в данном случае разбавление рассчитывается на участке струи до первой точки на ее траектории, в которой средняя плотность в струе совпадает с плотностью внешней воды, называемой точкой равновесия (Muellenhoff et al, 1985). Если точка равновесия находится на поверхности моря, то величины плотности воды в струе и снаружи как правило не совпадают. Считается, что дальнейшее разбавление происходит по диффузионному сценарию и приводит к разрушению струи, но это не всегда так (Борисов, 2010).

Коэффициент разбавления и высота первой точки равновесия струи над диффузором в данном случае рассчитываются по формулам Брукса (Muellenhoff et al, 1985):

$$D = 0{,}155\ (g\ \Delta\rho_0/\rho_0)^{1/3}\ Q^{-2/3}\ z^{5/3}$$

$$h_e = 2{,}91\ (g\ \Delta\rho_0/\rho_0)^{1/4}\ Q^{1/4}\ [(-g/\rho_0)\ d\rho/dz]^{-3/8}, \qquad (7.17)$$

где $\Delta\rho_0$ – разность плотностей окружающей воды и сбрасываемой смеси в точке выпуска; $\rho_0$ – плотность морской воды в точке выпуска; Q – объемный расход источника, z – высота оси струи относительно уровня точки выпуска; $h_e$ – смещение по вертикали точки равновесия относительно уровня выпуска; $d\rho/dz$ – средний градиент плотности воды в ЗНР, считается постоянным. Если при пользовании формулой (7.17) окажется $h_e > 0{,}9H$, где H – глубина положения диффузора, то для оценки D рекомендуется использовать следующую формулу:

$$D = 0{,}130\ (g\ \Delta\rho_0/\rho_0)^{1/3}\ Q^{-2/3}\ H^{5/3} \qquad (7.17)\ ’$$

Что в данном случае означает термин «слабое течение» в источнике не указано. Ниже (в разделе, касающемся начального разбавления для струи из многокомпонентного диффузора) приведено условие слабости внешнего потока, связанное с числовым значением числа Фруда, которое может оказаться полезным и в данном случае.

### *Вертикальный сброс сточных вод через однокомпонентный коллектор в стратифицированном слое при наличии срезывающего потока*

Считается, что вблизи точки равновесия струи е е положение и структура определяются в основном действием сил плавучести. Средняя оценка кратности разбавления в этом случае определяется по формуле Чу (Muellenhoff et al, 1985):

$$D = 0{,}49\ (U/Q)\ z^2, \qquad (7.18)$$

где U – средняя скорость течения, остальные обозначения прежние. Смещение точки равновесия относительно выпуска определяется по соотношению:

$$h_e = 1{,}85\ [Q\ \Delta\rho_0/(U\ d\rho/dz)]^{1/3}, \qquad (7.19)$$

где $d\rho/dz$, как и ранее, – средний вертикальный градиент плотности в слое.

Для определения смещения оси струи по вертикали в точке равновесия относительно выпуска при скорости истечения примеси, превышающей U более чем в четыре раза, применяется формула:

$$z = 0.746\ H \qquad (7.20)$$

Следовательно, в этом случае ширина струи в точке равновесия равна:

$$b = 0{,}508\ H = 0{,}68z. \qquad (7.21)$$

Это означает, что при данных условиях существует предельный угол наклона струи к горизонту, близкий к 9°40’, и что при этом выполняются классические соотношения, описывающие зависимость Q, продольной скорости в струе и ширины струи от расстояния вдоль ее оси, определенные для нейтрально взвешенной струи при горизонтальном выпуске (Лойцянский, 1973). Следует заметить, что соотношение скорости истечения примеси, V, и скорости внешнего течения V/U > 4 выполняется в подавляющем большинстве случаев. Из (7.18) и (7.20) следует:

$$D = 0{,}29\ (U/Q)\ H^2 \qquad (7.22)$$

Как и выше, никаких ограничительных условий на скорость течения в связи с термином «срезывающий поток» в этом разделе источника не указано.

### *Сброс из многокомпонентного и линейного источников продолжительного действия*

При использовании многокомпонентного сбрасывающего устройства происходит пересечение струй. Это явление наблюдается редко, в случаях, когда z/l < 5, где l – расстояние между соседними оголовками. При отсутствии стратификации в окружающей воде и слабом течении начальное разбавление рассчитывается по формуле Робертса (Muellenhoff et al, 1985):

$$D = 0{,}38\ [g\ \Delta\rho_o/(\rho_d\ q^2)]^{1/3} z, \qquad (7.23)$$

где q – расход источника на единицу длины, $см^2/с$; $\rho_d$ – плотность сбрасываемой смеси.

Условие «слабости» течения определяется ограничением по числу Фруда:

$$Fr = U^3/\ [g\ (\Delta\rho_o/\rho_d)\ q] \le 0{,}1 \qquad (7.24)$$

Высота точки равновесия над выпуском при наличии стратификации плотности в ЗНР в этом случае определяется по соотношению:

$$h_e = 2{,}29\ [g\ (\Delta\rho_o/\rho_d)\ q]^{1/3}/N^{1/2}, \qquad (7.25)$$

где N – частота Вяйсяля-Брента. Кратность начального разбавления в принятых условиях равна:

$$D = 0{,}87\ (g\ \Delta\rho_o/\rho_d)^{2/3}/(q^{1/3}N^{1/2}) \qquad (7.26)$$

При Fr > 0,1 и сбросе сточных вод в вертикальном направлении

$$h_e = 1{,}56\ [(g\ \Delta\rho_o/\rho_d)q\ /\ UN]^{1/2}, \qquad (7.27)$$

$$D = 1{,}28\ [(g\ \Delta\rho_o/\rho_d)U/\ (qN)]^{1/2} \qquad (7.28)$$

Следует помнить, что приведенные формулы описывают только начальное разбавление в определении (7.16), принятом авторами методики.

### *Альтернативные методики*

Существует несколько других методик, которые можно использовать в качестве альтернативных. Такой вариант расчетов, на наш взгляд, вполне логичен, если нет уверенности в результатах использования единственной методики.

В качестве альтернативы приведенным соотношениям предлагается методика, принятая в практике водохозяйственных расчетов в нашей стране (Лапшев, 1977). Важным параметром в данном случае является число Фруда, рассчитываемое по соотношению:

$$Fr = V\ /(g\ d_o\ \Delta\rho_o/\rho_o)^{1/2}, \qquad (7.29)$$

где $d_o$ – диаметр выходного отверстия, $\rho_o$ и $\Delta\rho_o$ – плотность окружающей воды и $\Delta\rho$ в точке сброса, V – средняя скорость истечения стоков по всем отверстиям оголовка.

Если сточная вода легче морской и $Fr \le 1{,}12H/d_o$, то кратность начального разбавления рассчитывается по формуле Рама-Цедервала (Лапшев, 1977):

$$D = 0{,}54Fr\,[(0{,}38H/d_oFr) + 0{,}66]^{1{,}57} \qquad (7.30)$$

Если стоки тяжелее морской воды и $Fr \le 0{,}43H/[d_o(\sin\varphi)^{1{,}5}]$, где $\varphi$ – угол истечения струи относительно горизонта, то кратность начального разбавления определяется по формуле Лапшева (Лапшев, 1977):

$$D = 0{,}524\cos\varphi\,(\sin\varphi)^{1/2}\,Fr\,F, \qquad (7.31)$$

где F – табличный параметр, зависящий от $\varphi$ (табл. 7.1.).

***Таблица 7.1.***

| **φ°** | **F** | **φ°** | **F** | **φ°** | **F** |
|---|---|---|---|---|---|
| 6 | 1,00 | 35 | 1,17 | 65 | 2,01 |
| 10 | 1,01 | 40 | 1,23 | 70 | 2,42 |
| 15 | 1,03 | 45 | 1,31 | 75 | 3,12 |
| 20 | 1,05 | 50 | 1,42 | 80 | 4,55 |
| 25 | 1,08 | 55 | 1,55 | 85 | 8,91 |
| 30 | 1,12 | 60 | 1,74 | | |

Если приведенные выше условия не выполняются, то используется другая формула того же автора:

$$D_H = 0{,}425\,Vf/(0{,}051 + U_{min}), \qquad (7.32)$$

$U_{min}$ – минимальная скорость внешнего течения в районе сброса, f – параметр, учитывающий сжатие струи на мелководье. Для его определения сначала рассчитывается диаметр (ширина) струи в конце ЗНР:

– при $1 - U_{min}/V \ge 0$ $b = Vd_o\,[38{,}6\,(1 - U_{min}/V) / (0{,}051 + U_{min})]^{1/2}$ (7.33)

– при $1 - U_{min}/V < 0$ $b = d_o$.

Если D окажется меньше 1, то следует считать D = 1.

Получается, что при минимальной скорости течения, превышающего скорость истечения струи, происходит ее «вытягивание», сопровождающееся сжатием. Это известный факт, но такая ситуация возникает весьма редко (см. выше). Кроме того, в формуле (7.32) и далее знаменатель в скобках потерял размерность. Это либо ошибка, повторяемая во многих методических документах, либо упущение автора, заставляющее использовать только ту систему величин (МТС), которую использует он сам. Кроме того, в этой методике не учитывается стратификация плотности морской воды, что в условиях моря важно. Очевидно, в данном случае произошел автоматический перенос методики, созданной для пресноводных объектов, на условия моря (что случается нередко и в известных ситуациях приводит к ошибкам).

Далее, при $b \leq H$ $f = 1$ и при $b > H$:

$$f = 1{,}825\,(H_{ср} / b) – 0{,}781\,(H_{ср} / b)^2 – 0{,}0038 \qquad (7.34)$$

Определенные трудности возникают при выборе величины $U_{min}$, поскольку не совсем ясно, что имеется в виду, мгновенное или среднее значение скорости за какой-то период.

В литературе можно найти свидетельства попыток, предпринятых с целью усовершенствовать эту методику. Так, в (Немировский, 1977) указано, что формула Рама-Цедервала (7.30) пригодна для расчетов только при средней скорости внешнего течения около 25 см/с. На основании проведенных экспериментов показано, что при меньших скоростях внешнего течения разбавление струи меньше, а при скоростях больше 25 см/с в правую часть (7.29) следует вводить поправку-слагаемое:

$$\Delta D = [(z/d_o)\,U_o^{1/2}]^3, \qquad (7.35)$$

где $d_o$ –диаметр выпускного отверстия, $U_o = [U/(25см/с) - 1]$ – относительная скорость.

В практике приближенных расчетов разбавления струй приведенная методика включает расчет основного разбавления струи, базирующийся на решении уравнения диффузии. Расчет ведется по формулам:

$D_o = \phi(Z_1)/\gamma_o Z_2$;

$Z_1 = (l' - X_o)/(X^*+X_o)$;

$Z_2 = (QD_H k^{1/2})/U_m H^2 K^{1/2}$;

$\phi(Z_1) = Z_1$ при $Z_1 \leq 1$ и

$= Z_1^{1/2}$ при $Z_1 > 1$; (7.36)

$X^* = (U_m H^2/4\pi k) - X_o$;

$X_o = (Q^2 D_H^2/4\pi K U_m H^2) - l_H$ при $Z_2 \leq 1$ и

$= (QD_H/4\pi(Kk)^{1/2}) - l_H$ при $Z_2 > 1$;

$\gamma_o = 1 + \exp[- U_m l_o^2/K(l' + X_o)]$ при U параллельном линии берега;

= 1 при любом другом направлении U.

Здесь $l'$ – расстояние до контрольного створа, м; $X_o$ – параметр сопряжения участка начального разбавления с основным, м; $U_m$ – минимальная скорость течения, обычно соответствующая неблагоприятной экологической ситуации; $X^*$ – параметр сопряжения участка двумерной диффузии с участком трехмерной диффузии; $l_H$ – длина участка начального разбавления; $\gamma_o$ – параметр, учитывающий влияние берега на кратность разбавления; $l_o$ – расстояние от выпуска до берега. Все остальные обозначения – прежние. Величина $l_H$ в зависимости от условий расчета кратности начального разбавления определяется следующим образом:

$l_H = H$ при условии возможности использования формулы (7.30);

$l_H = 5{,}36 \cos\varphi (\sin\varphi)^{1/2}$ при условиях использования формулы (7.31);

$l_H = (b - d_o)/ [0{,}48(1 - 1{,}32U_m/V)]$ при всех прочих условиях.

Если выразить упомянутые выше условия в виде некоторых правил, связанных с переходом от предыдущей фазы диффузии к последующей, то можно было бы построить методику расчетов, учитывающую естественный ход процесса. Пока можно учесть лишь фазу начального разбавления, описываемую соотношениями (7.36) при условии возможности пользования формулой (7.30) и, по-видимому, первую, описываемую соотношениями (7.36) при условии возможности пользования формулой (7.31). Тогда последующие фазы должны описываться соотношениями (7.36) с учетом последнего выражения для $l_H$.

Изложенная методика, базирующаяся на системе уравнений (7.36), является, вероятно, единственной, в которой в принципе учтены сразу две начальные фазы диффузионного разбавления и которая поэтому выглядит относительно более завершенной, чем большинство других. Вопросы возникают только относительно уровня ее апробации. Однако следует иметь в виду, что эта методика требует независимого определения величин K и k.

Приведенная в методических документах упрощенная методика расчета ПДС, на наш взгляд, недостаточно обоснована.

## 7.4. Некоторые решения уравнения турбулентной диффузии примеси

Еще раз напомним, что приведенные ниже решения уравнения диффузии, как и само уравнение диффузии, пригодны только для описания процесса турбулентного рассеивания нейтрально взвешенной примеси, когда ее плотность в точке выпуска равна плотности окружающей воды. Поведение легкой или относительно тяжелой вынужденной струи в морской воде описывается совершенно другими уравнениями (Дебольский, 1986; Журбас, 1977; Озмидов, 1986), которые приведены в соответствующем разделе.

Вообще решений уравнения (7.1), полученных в пределах различных предположений и вариантов задания коэффициентов диффузии и скорости течения, довольно много. Подробный обзор этих решений имеется в (Гольдберг, 1977; Зац и др., 1989; Озмидов, 1986; Bowen, Inman, 1974) и в ряде других литературных источников.

В некоторых случаях можно использовать рекомендации, разработанные для пресноводных объектов. Однако нас интересуют решения уравнения (7.1), описывающие две первых фазы диффузионного процесса. Ниже представлены наиболее пригодные из решений для их описания.

Начальное разбавление, если понимать его как отрезок траектории струи или пятна примеси, на котором происходит их приспособление к внешним условиям, уравнением (7.1) не описывается. Для этого применяются эмпирические формулы, приведенные в предыдущем разделе.

Далее, на первой фазе диффузии максимальная концентрация обратно пропорциональна времени диффузии. Согласно (Монин, Яглом, 1965) такое поведение максимальной концентрации характерно для трехмерной струи (трехмерного следа) от точечного источника. Рост коэффициентов диффузии на этой стадии, как мы видели, или не происходит, или происходит медленно. Поэтому в первом приближении можно считать, что коэффициенты диффузии постоянны. Если они не равны, то можно воспользоваться решением для постоянного точечного источника, приведенным в (Монин, Яглом, 1965):

$$S = Q/[4\pi(K_y k x^2 + K_x k y^2 + K_x K_y z^2)^{1/2}] \times$$

$$\times \exp\{- U/2K_x[K_x^{1/2}(x^2/K_x + y^2/K_y + z^2/k)^{1/2} - x]\} \qquad (7.37)$$

Для получения $S_{max}$ (x) достаточно положить в (7.36) y = z = 0, поскольку в данном случае максимальная концентрация должна наблюдаться на прямолинейной оси струи, образующейся при отсутствии стратификации в окружающей воде. Если пренебречь диффузией вдоль потока, что вообще оправдано, то можно использовать следующее решение (Озмидов, 1986), которое получается из (7.37) при $K_x = 0$, $t = x/U$ и проверено экспериментально:

$$S/S_o = Q/[2\pi x(K_y k)^{1/2}] \exp [ - (Uy^2/4K_y x) + (Uz^2/4kx)] \qquad (7.38)$$

Там же приведено следующее решение уравнения (7.1), полученное Окубо для мгновенного точечного источника в предположении радиальной симметрии турбулентности, без учета вертикальной диффузии, биохимического распада и соответствующее практически всем известным моделям задания К как функции пространственных масштабов и времени (Озмидов, 1986):

$$K = a\, r^n f(t), \tag{7.39}$$

где a = const, r – горизонтальный радиус-вектор. Это решение записано в следующем виде:

$$S(r,t) = (2 - n)Q\{2\pi(2 - n)^{4/(2 - n)}\, \Gamma[2/(2 - n)]a_4^{2/(2 - n)}\, [\psi(t)]^{2/(2-n)}\}^{-1} \times$$

$$\times \exp \{- r^{(2 - n)})/ [(2 - n)^2\, a_4\, \psi(t)]\}, \tag{7.40}$$

где Γ – гамма-функция; $\psi(t) = \int f(\tau)d\tau$, $(0 \le \tau \le t)$; $a_4$ = const. Известно решение другого варианта уравнения (7.1) при постоянных коэффициентах диффузии, но при задании скорости течения с учетом его изменения во времени, вертикального и поперечного сдвигов скорости (Озмидов, 1986; Okubo, 1971): $u = U_o(t) + G_y y + G_z z$. В этом варианте поверхностями равных концентраций являются эллипсоиды с общим центром и параллельными главными осями. Направления осей меняются со временем, а центр облака примеси движется по оси Ox со скоростью $U_o(t)$. Вторые моменты решения равны:

$$\sigma_x^2 = 2K_x t\,(1 + Rt^2);$$

$$\sigma_y^2 = 2\, K_y t; \tag{7.41}$$

$$\sigma_z^2 = 2\, kt,$$

$R = 1/12\,(G_y^2\, K_y/K_x + G_z^2\, k/K_x)$, где $G_i$ – соответствующие составляющие сдвига скорости. $S_{max}$ асимптотически пропорциональна $t^{-5/2}$, а $\sigma_{Rc}^2 \sim t^2$, так что решение соответствует второй фазе диффузии. Аналогично соотношению Новикова здесь можно оценить время, когда сдвиг скорости начинает заметно влиять на распределение примеси: t » 1/R. При этом пятно сильно вытягивается в направлении оси Ох. Переход к стационарному варианту приближенно описывается трансформацией $t \sim x/U_o$.

При учете только вертикального сдвига скорости удается получить эффект затопления хвоста пятна примеси, наблюдаемый на третьей фазе диффузии.

В (Озмидов, 1986) приведено большое количество решений уравнения диффузии при различных вариантах задания коэффициента диффузии как функции координат и времени. Решения эти довольно громоздки и мы не будем переписывать их в надежде на то, что интересующиеся читатели всегда смогут выбрать из них подходящее. Для этих целей удобно пользоваться диффузионными диаграммами, построенными Окубо (Okubo, 1971).

В работе (Зац и др., 1989) для аппроксимации К используются зависимости вида $K_i = c_i\, \sigma_i^{n/2}$, где $c_i$ = const. При n = 2 величина $c_i$ имеет размерность скорости, и общая схема развития процесса диффузии примеси от мгновенного источника становится идентичной схеме, предложенной Йозефом и Зенднером (Озмидов, 1986) в предположении постоянства скорости диффузии и радиально-симметричной турбулентности:

$$S(r,t) = q/(pt)^2 \exp(-r/pt), \qquad (7.42)$$

где r – радиальная координата; q – количество мгновенно сброшенной в точке примеси, p – постоянная «скорость диффузии», значение которой авторы считают равным 1 см/с.

В принципе можно полагать, что величина $p \sim \sigma_u = d\sigma_r/dt$, что при $\sigma_u$ = const дает возможность для соответствующего перехода к стационарному варианту (7.42). В принципе в центре облака примеси (при r = 0) ее концентрация на первой стадии диффузии должна падать пропорционально $t^{-1}$(при p = const), а в (7.42) она пропорциональна $t^{-2}$, что характерно для второй фазы диффузии. Если верить авторам, утверждавшим, что приведенное решение хорошо описывает процесс диффузии в верхнем слое океана практически во всех доступных для анализа диапазонах масштабов, то остается сделать вывод о том, что при климатическом осреднении (в классическом понимании этого термина) процесс двумерной диффузии на всех масштабах описывается как переходный, характерный для второй фазы. Данное решение является двумерным, учет вертикального обмена можно осуществлять либо делением (7.42) на $h_m$ (7.10), либо путем добавления линейного члена, аналогичного тому, который вводится для учета биохимического распада примеси в (7.1), но со своим коэффициентом.

Решение (7.42) выглядит просто, но оно действует на больших масштабах, чем те, которые характеризуют первую фазу диффузии. Известно, что при длительном осреднении решение действительно сводится к случаю радиально-симметричной диффузии, и скорость диффузии стремится к постоянному значению, не всегда равному 1 см/с (Немировский, 1977). Измеренные значения скорости диффузии изменяются в широких пределах. Вообще осреднение зачастую неожиданно приводит к классическим соотношениям. Так, при длительных временах осреднения можно получить даже классический логарифмический профиль горизонтальной скорости вдольберегового течения в тонком поверхностном слое моря (0–1 м) как функции от расстояния от берега (Коновалова, 1974). В самом начале этой главы говорилось о том, что выбор масштабов осреднения произволен. Тогда для оценки выборочной изменчивости в широком диапазоне пространственно-временных масштабов можно применять соотношения теории вероятностей. Но для этого требуется много данных измерений.

Результаты сравнения решений с данными экспериментов указывают на то, что в случае мелководья или при мощном пикноклине наилучшее приближение дают двумерные модели. При слабой стратификации на средних глубинах наиболее точные результаты дает трехмерная модель.

В общем случае коэффициент $c_i$ в выражении $K_i = c_i\ \sigma_i^{n/2}$ имеет размерность, зависящую от n. Если у пользователя есть возможность провести эксперименты с дрифтерами, то он может воспользоваться приведенным стационарным локальным решением уравнения диффузии для постоянного точечного источника примеси в установившемся потоке с коэффициентами $K_i$, соответствующими указанной выше зависимости при $c_y = \alpha$, $n_y = n$; $c_z = \beta$, $n_z = p$ (Зац и др., 1989):

$$S(x,y,z) = \{Qx^{-[1/(2-n)+1/(2-p)]}/\pi U\,[\alpha(2-n)/U]^{1/(2-n)}[\beta(2-p)/U]^{1/(2-p)}\}F,$$

$$F = \exp\{-y^2/2[\alpha(2-n)x/U]^{2/(2-n)} - z^2/2[\beta(2-p)x/U]^{2/(2-p)}\} \qquad (7.43)$$

Для стационарных источников, которые можно рассматривать как линейные (например, устья рек), вытянутые вдоль оси y при неизотропном перемешивании в потоке со скоростью U вдоль оси x можно воспользоваться решением, приведенным в (Csanady, 1972):

$$S(x,y) = \{Q/[\pi(K_xK_y)^{1/2}]\}\exp[-U/(2K_x\alpha)]\,K_o(\beta),$$

где $K_o$ – модифицированная функция Бесселя нулевого порядка, $\alpha$ – константа распада сбрасываемой смеси в приближении кинетики химической реакции первого порядка,

$$\beta = [1/(2\,K_xK_y)]\{[K_x x^2 + K_y(y-y_o)^2](U^2K_y + 4\,K_xK_y\alpha)\}^{1/2}.$$

При $\beta > 1$

$$S(x,y) = Q/(2\pi(K_xK_y\,\beta)^{1/2}]\exp[-U/(2K_x\alpha) - \beta].$$

Если примесь образует выраженный слой h с приблизительно постоянной концентрацией S, то параметр $\alpha$ удобно использовать для учета потока примеси за пределы слоя под действием вертикальной диффузии. Оценка $\alpha$ по порядку величины в этом случае выражается соотношением: $\alpha \cong k/h^2$.

Приведенных решений уравнения диффузии для наших целей вполне достаточно, поскольку их всегда можно трансформировать применительно к локальным условиям. Кроме того, мы имеем опыт их применения для расчета площади, ограниченной изолинией определенной концентрации (скажем, ПДК). Обоснование возможности такого подхода можно получить, принимая во внимание, что толщину слоя распространения ЗВ можно считать практически постоянной на протяжении по крайней мере двух первых фаз диффузии (исключая период начального разбавления). Если нужно учесть приливные колебания скорости течения, то можно воспользоваться решениями, представленными в (Озмидов, 1986; Bowen, Inman, 1974). Если есть данные наблюдений или результаты расчетов, можно поступить иначе, включив приливные колебания скорости в плотность распределения вероятностей для скорости течения и использовать ее для оценки случайных вариаций решения.

В пределах слоя толщиной $h_m$, в соответствии с (7.10), концентрацию примеси в пределах точности расчетов можно считать постоянной по вертикали.

Вообще на практике нас интересует не все решение уравнения диффузии, а только та его часть, которая отражает максимальную концентрацию конкретного загрязняющего вещества. Если источник длительного действия, то она соответствует центральной оси струи, а если мгновенный, то центру облака. Мгновенные источники примеси возникают только в специфических ситуациях. Поэтому нас обычно интересуют источники продолжительного действия. Для учета начального разбавления достаточно пользоваться приведенной выше оценкой размеров ее зоны и определить среднюю концентрацию ЗВ в ней по соответствующим эмпирическим формулам начального разбавления. Она должна соответствовать средней концентрации ЗВ в поперечном сечении облака (струи) примеси в соответствии с выбранным решением уравнения диффузии. Для учета начального разбавления начало координат сдвигается соответствующим образом по оси абсцисс. Следует помнить, что методы, опирающиеся на эмпирический опыт, дают нам среднюю величину концентрации ЗВ в поперечном сечении струи, а на практике потребуется знать его максимально возможную концентрацию на контрольном створе. К обсуждению этого вопроса мы вернемся ниже.

## 7.5. Всплывающие напорные струи

В большинстве своем сточные воды бытовых и хозяйственных объектов образуют именно такие струи. Изучение этих струй в естественных условиях (Дебольский, 1986; Журбас, 1977; Озмидов, 1986) показало, что их траектория в стратифицированном слое имеет волнообразную форму и при постоянстве вертикального градиента плотности образует стационарную волну с амплитудой, затухающей с расстоянием от источника. При постоянных внешних и начальных условиях изменяется только знак угла наклона оси струи к горизонту, но не его величина (Борисов, 2010). В системе координат, движущейся вдоль оси струи с локальной скоростью, частота волны близка к частоте Вяйсяля-Брента. Внутренняя структура струи формируется под влиянием механизма вовлечения. Скорость, дефицит плотности и концентрация вещества в поперечном направлении внутри струи распределены по Гауссу. Механизм формирования траектории струи связан с действием сил инерции и плавучести и описывается следующими уравнениями (Журбас, 1977; Озмидов, 1986):

$$dQ/ds = 2\alpha\, vb;$$

$$d\,(Qv\cos\theta)/ds = 0; \qquad (7.44)$$

$$d\,(Qv\sin\theta)/ds = 2g\lambda^2 b^2\,(\rho_a - \rho)/\rho_o;$$

$$d\,[Q(\rho_a - \rho)]/ds = [(1+\lambda^2)/\lambda^2]Q\, d\,\rho_a/ds.$$

Здесь s – расстояние вдоль центральной оси струи; $Q = vb^2$ – расход струи, $\alpha$ – коэффициент вовлечения, $\alpha = 0{,}057$; v – скорость на оси струи, b – ширина струи; $\theta$ – угол наклона оси струи относительно горизонтали; $\lambda = const = 1{,}16$; $\rho_a$ – плотность морской воды; $\rho$ – плотность на оси струи; $\rho_o$ – плотность морской воды в точке выпуска; $ds/dx = \cos\theta$, $ds/dz = \sin\theta$.

Теоретически установлено (Борисов, 2010), что зависимость ширины струи, расхода и скорости на ее оси вдоль траектории остаются практически такими же, как и в случае нейтральной плавучести струи (Лойцянский, 1973):

$$Q = Q_o(1 + 2\alpha s/b_o);$$

$$b = b_o\,(1 + 2\alpha s/b_o); \qquad (7.45)$$

$$v = V/(1 + 2\alpha s/b_o),$$

где V – скорость в точке выпуска.

Мы уже упоминали о том, что в США принято рассчитывать только положение первой точки равновесия, где струя теряет плавучесть и начинает опускаться (Muellenhoff et al, 1985), и кратность разбавления в этой точке. Формулы для оценки начального разбавления тоже приведены в разделе «Начальные разбавления». Однако, пользуясь ими, следует иметь в виду, что они предназначены для расчетов параметров струй при вертикальном выпуске. Угол наклона выпуска по отношению к вертикали при соблюдении условий, касающихся числа Фруда (см. пояснения к (7.30) и (7.31)), можно учесть с помощью множителя F, приведенного в таблице 1. Необходимо учитывать, что при $V/U \geq 4$, где V – скорость истечения струи (вероятно, при горизонтальном выпуске), угол наклона струи к горизонту слабо зависит от диаметра трубы $d_o$ и достигает предела, близкого к $9^o40'$. Значение, указанное в (Борисов, 2010), $43^o$, ошибочно. Система уравнений (7.44) сильно нелинейна и оказалась очень чувствительной к вариациям величин входящих в нее коэффициентов, что требует осторожности в выборе схемы ее численного решения. Получается, что предельный угол наклона оси струи к горизонту можно считать близким по величине к углу, образуемому границами струи в ее вершине ($\sim 7^o$) (Ландау, 1988). Эксперименты в лабораторных условиях указывают на генерацию автомодельных колебаний в зоне прохождения струи (Бондур и др, 2009), сопровождающихся абсолютной неустойчивостью. По–видимому, устойчивость положения первой точки равновесия, определяемого из решения системы стационарных уравнений (7.44), подтвержденная экспериментально в естественных условиях, свидетельствует о том, что эти колебания могут быть результатом влияния условий лабораторного эксперимента. В противном случае мониторинг загрязнения, связанного с присутствием всплывающих струй, может оказаться принципиально невозможным. Опыт показывает, что положение первой точки равновесия соответствует решению стационарных уравнений Фокса (Журбас, 1977; Озмидов, 1986), что при интенсивном воздействии неустойчивых автомодельных колебаний на режим движения в стратифицированном слое моря трудно себе представить. Если эти колебания, а точнее внутренние волны, существенно влияют на режим движения струи, особенно в условиях абсолютной неустойчивости, то положение первой и последующих точек равновесия должно быть случайным, а разбавление в струе более интенсивным по отношению к ситуации, когда они не возникают. Поэтому оценка кратности разбавления по формулам в разделе «Начальное разбавление» становится оценкой по максимуму концентрации. Нам нужно, чтобы концентрация ЗВ на контрольном створе не превосходила ПДК. Расстояние вдоль оси струи от источника до контрольного створа легко посчитать (Борисов, 2010): $\cos \theta = x/s$, где $x = 250$ м или 1 км (в зависимости от водоохранной категории объекта), а $\theta$ при $V/U \geq 4$ есть величина постоянная и приблизительно равная $9^o\ 40'$. Оценив отсюда s, получим величину Q на контрольном створе, а соотношение $Q/Q_o$ даст нам минимальную оценку кратности разбавления на оси струи:

$$D_{min} = (1 + 2\alpha s/b_o) \qquad (7.46)$$

Эта зависимость близка к указанной в (Монин, Яглом, 1965) для трехмерной струи от линейного источника в зоне перемешивания и для двумерной конвективной струи.

Система балансовых уравнений Фокса (Журбас, 1977; Озмидов, 1986) стационарна. Основным механизмом формирования внутренней структуры вынужденной всплывающей струи согласно этой системе является вовлечение, а не обычная диффузия. Система не предусматривает различных стадий развития процесса, поскольку действующие силы, внешние и внутренние (вовлечение, инерция и силы Архимеда), описываются неизменными выражениями. Коэффициент вовлечения, в отличие от коэффициента диффузии, не зависит от внешних условий. Часто коэффициент вовлечения трактуется как коэффициент диффузии, но, по всей видимости, процессы вовлечения и диффузии различны. Поэтому адекватность такой замены остается под вопросом. Есть исследования, указывающие на то, что результаты расчетов по сценариям вовлечения и диффузии в струе мало отличаются между собой (Kullenberg, 1977; Prych, 1973). Тернер (Тернер, 1977), впервые описавший процесс вовлечения, считал, что вовлечение сродни «впрыскиванию» внешней воды в струю, что указывает на односторонний характер процесса, а не на симметричный, как при перемешивании. С другой стороны, интересно отметить, что в правой части первого уравнения системы (7.44) находится величина, пропорциональная коэффициенту диффузии (Лойцянский, 1973). Это в общем сразу позволяет выписать решение вида (7.44) для первой фазы диффузии (при постоянном vb ~ K) и указывает на родственный характер процессов вовлечения и диффузии. Однако само по себе уравнение диффузии, в отличие от системы (7.44), не описывает поведения самой струи (Борисов, 2010). Если решение (7.45) является единственным, то система (7.44) описывает поведение струи только на временах, соответствующих первой фазе диффузии. Однако результаты экспериментов, описанные в (Озмидов, 1986), указывают на то, что в таком случае эта фаза формирования всплывающей струи может наблюдаться на расстояниях вплоть до 6 км. Выше уже упоминалось о случаях сохранения первой фазы диффузии в однородном верхнем слое моря на расстояниях, превышающих 1 км. Поэтому следует еще раз отметить локальный характер выборочной зависимости процессов диффузии от масштабов пространства-времени. При длительном времени осреднения эта зависимость может оказаться несущественной.

Мы упоминали о том, что растворенные ЗВ сорбируются на взвеси. Сорбционная способность взвешенных частиц прямо пропорциональна величине их поверхности. Суммарная поверхность максимальна у мелкодисперсных частиц, диаметр которых не превышает 10 мкм, поскольку их остается во взвеси значительно больше (Bokunievicz, Gordon, 1980). На дистанции от источника до контрольного створа эти частицы практически полностью остаются взвешенными и за «время добегания» примеси до контрольного створа практически не опускаются под действием силы тяжести. Поэтому в данном приложении их следует учитывать как растворенную примесь. Крупные частицы выпадают на дно раньше и далее перемещаются придонными течениями и орбитальными движениями волновой природы. Этот вопрос обсуждается в разделе, посвященном дампингу.

## 7.6. Практические рекомендации

Сначала отметим, что успех в расчетах распределения примесей в условиях моря (океана) определяется четким пониманием того, что именно требуется получить и какие особенности локальной динамики движения вод требуется учесть. Кроме того, еще раз повторим, что все приведенные в данной главе соотношения работают лишь «в среднем» (при осреднении по большому количеству реализаций при одних и тех же внешних (локальных) условиях. Они не годятся для оценки выборочной изменчивости концентрации примеси. Так, если необходимо оценить среднюю концентрацию примеси на контрольном створе рядом с источником, работающим постоянно или в дробном режиме с интервалами, либо превышающими, либо значительно меньшими «времени добегания» примеси до контрольного створа, то приведенные выше соотношения можно использовать более или менее уверенно. В первом случае применяется аппроксимация решением задачи для мгновенного источника, а во втором – для источника постоянной во времени мощности. Если же речь идет о конкретной реализации в зоне с насыщенным спектром скорости течения или при работе источника в случайном режиме, то эти соотношения для наших целей непригодны. В этих случаях следует перейти к вероятностным оценкам. В научной литературе можно найти соответствующие рекомендации (Галкин, 1975; Кляцкин, 2000). В последнее время появились сомнения в возможности описания видимого распределения примесей в море с помощью методов, основанных на применении осредненных параметров процесса диффузии. Еще раз подчеркнем, что описываемые нами методы не предназначены для моделирования неустойчивых процессов диффузии, формирующихся под влиянием выборочной изменчивости динамики вод или связанных с влиянием нестационарных внешних условий. Однако в ряде случаев практического характера предлагаемые нами соотношения могут оказаться весьма полезными. Например, при аварии нефтепровода в Мексиканском заливе дистанционные съемки показали, что нефтепродукты на поверхности залива концентрируются в полосах схождения, направленных по ветру. Так обычно проявляется процесс гравитационной конвекции, сопровождаемый при развитом ветровом волнении формированием циркуляционных ячеек Лэнгмюра. В ряде случаев концентрированные пятна нефтепродуктов разрывались на фрагменты, дрейфующие в поле ветровых волн. Рассчитать пространственное распределение концентрации нефтепродуктов, соответствующее наблюдаемому распределению, в обоих случаях невозможно. Но если ввести скользящее осреднение поперек дрейфового потока с масштабом, превосходящим характерные размеры локальных пятен или сгущений, и меньшим протяженности загрязненной области в этом направлении, то, применяя, например, формулу (7.38), можно получить оценку либо распределения соответствующей средней концентрации, либо огибающей амплитуды изменений концентрации нефти вдоль сечения через центр поля. Нужно только ввести в результат расчета соответствующий нормировочный множитель. Вообще следует иметь в виду, что применение осреднения исключает возможность получения точного решения (Монин, Яглом, 1965). Это означает, что при использовании любых соотношений теории диффузионного рассеивания следует избавляться от всевозможных источников случайной изменчивости решения. Турбулентное рассеивание – случайный процесс, и чем оно интенсивнее, тем выше локальная изменчивость концентрации примеси. Значит, чем меньше коэффициенты турбулентной диффузии, тем меньше естественная изменчивость значений концентрации и, одновременно, тем выше средняя концентрация примеси, поскольку наименьшее рассеивание происходит при минимальных значениях коэффициентов горизонтальной диффузии. На первой фазе работает мелкомасштабная, изотропная турбулентность, и коэффициенты диффузии практически не растут. Далее, на второй фазе диффузии, в соответствии с (Озмидов, 1986), k остается постоянным, а коэффициенты горизонтальной диффузии растут линейно со временем или с расстоянием. Расчет источников загрязнения должен быть ориентирован на наименьшее локальное рассеивание, при котором концентрации ЗВ на замыкающем створе будут максимальными. Поэтому в данном приложении нас интересует не просто зависимость K(L,T), а зависимость $K_{min}(L,T)$. Теперь обратим внимание на Рис. 5.5, на котором видно, что минимальное значение K относительно слабо зависит от времени, причем зависимость эта в данном случае близка к слабой линейной. «Время добегания» примеси от источника до контрольного створа при средней скорости течения 10 см/с и расстоянии до контрольного створа 1км составит чуть меньше 3 ч. Поэтому для наших целей вполне допустимо считать K = const. Это не исключает расчетов зависимости $K_{min}$ от масштабов расстояния и времени в конкретных случаях по формулам (7.4) и (7.5), поскольку желательно иметь основание для выбора величины K. Но, прежде чем пользоваться этими формулами, необходимо определиться с тем, что считать средней скоростью и что считать пульсациями скорости. Здесь следует дать соответствующие пояснения. Так как отрезок времени, на котором мы ищем решение, ограничен приблизительно тремя часами, то нам не нужно в определение К вводить масштабы времени, большие трех часов. Следовательно, $T_ф$ можно выбрать равным 3 часам. Нужно лишь, чтобы дискретность измерения скорости течения давала такую возможность и чтобы в спектре скорости не было соответствующего максимума. Первое условие означает, что дискретность измерений должна быть достаточно малой. Далее производится фильтрация ряда с $T_ф$=3 ч. (сглаживание с вычитанием) и расчет К по высокочастотной части ряда с использованием формул (7.4) и (7.5). Этот подход имеет существенный недостаток: при осреднении скорости мы получим величину U(t), зависящую от времени в масштабах, превышающих $T_ф$, что в приведенных выше формулах не учитывается. Остается осреднять скорость дополнительно, причем выбор времени осреднения остается за пользователем при отсутствии рекомендаций. Если вариации скорости в диапазоне периодов, превышающих $T_ф$, имеют малую амплитуду, менее 5 см/с, то их учет не потребуется. То же самое касается изменения направления средней скорости течения в пределах угла менее $5^o$. Исходя из этого, вектор скорости течения представляется в дискретном виде по его абсолютному значению и направлению. Каждый сектор представляется лучом, на котором рассчитывается положение $S_{max}$= ПДК при данной величине абсолютного значения U. Каждой из полученных точек на луче приписывается повторяемость, соответствующая данному U. Таким образом, изменчивость U будет учтена с применением методики, принятой в статистических расчетах. Но для расчета $S_{max}$ необходимо определелить $K_{min}$. Поскольку дискретное применение формул (7.4) и (7.5) с использованием дискретных значений $\tau$ даст ряд величин К, то можно выбрать минимальное его значение. Можно упростить задачу и определять только $K_{min}$ и соответствующую ему величину средней скорости течения U по каждому направлению. Тогда на каждом направлении будет только одно значение $S_{max}$. Если любое из них окажется выше ПДК, то следует соответствующим образом ограничить мощность источника Q. Используя этот вариант, имея ограниченное количество наблюдений за скоростью течения, мы не гарантированы от недооценки $K_{min}$. На самом деле он может оказаться и меньше, поэтому надежность расчетов в этом случае зависит от количества имеющихся наблюдений.

Поскольку мы знаем, что К и U вообще изменяются в широких пределах, следует оценить вероятность определенной амплитуды «выбросов» концентрации интересующего нас ЗВ и общую их продолжительность. Соответствующие оценки можно получить, пользуясь соотношениями (7.52) и (7.53) (см. ниже).

Приведенная выше методика опирается на данные наблюдений за скоростью течения. Если их нет, то можно воспользоваться приближенными соотношениями для k и К, приведенными выше и далее по тексту и использовать решения, подходящие к случаю на основании практического опыта.

Приведенные методики можно трансформировать для упоминавшихся выше случаев, когда вторая фаза диффузии наблюдается на всем протяжении процесса. На основании подобных расчетов можно разрабатывать рекомендации по выбору мест установки коллекторов и по необходимой глубине очистки стоков разного происхождения.

В качестве примера используем решение задачи о распространении бактериальной флоры (Coliform) от стационарного источника сточных вод, расположенного в пределах 1 км от берега в районе Дуглас Пойнт, оз. Гурон, США (GESAMP, Rep and Stud., 1991). Предварительные экспериментальные оценки показали, что установившееся распределение стоков в пределах нескольких километров от источника может быть аппроксимировано двумерным уравнением диффузии в форме:

$$u\,\partial S/\partial x = \partial/\partial y\,[K_y\,\partial S/\partial y] - \lambda S.$$

Коэффициент турбулентной диффузии определяется следующим образом:

$$K_y = p_y\,\sigma_y,$$

где $p_y$ – экспериментально определяемая скорость диффузии, а $\sigma_y^2$ – дисперсия дрейфующей частицы в направлении y (перпендикулярно вектору средней скорости течения), т.е. $\sigma_y = p_y\,x/U$. Кстати, приведенный способ аппроксимации коэффициента $K_y$ и $\sigma_y$ не был представлен в предыдущих разделах. Его тоже можно взять на вооружение. Для оценки $p_y$ был использован ряд регистрации векторов скорости течения месячной продолжительности, измеренных на горизонте 10м в районе расположения источника примеси. Период осреднения скорости определялся как время установления положения изолинии $S = 1\times10^{-4}\ S_o$, где $S_o$ – концентрация в точке сброса. При отсутствии выраженной изменчивости скорости течения на периодах, меньших 3–5 ч., соответствующую процедуру нетрудно реализовать. Для этого удобно использовать решение задачи, которое имеет вид:

$$S(x,y) = (S_o/2)\{\mathrm{erf}\,[(b-y)/(\sqrt{2}\,\sigma_y)] +$$

$$+ \mathrm{erf}\,[(b+y)/(\sqrt{2}\,\sigma_y)]\}\ \exp(-\lambda x/U), \qquad (7.47)$$

где erf – интеграл вероятностей, b – ширина канала, через который сбрасывается примесь (при точечном сбросе – ширина зоны начального разбавления). Величина λ определяется экспериментально. При устойчивом быстром течении решение задачи визуально не так интересно, как ее решение при неустойчивом (с периодами более 3–5 ч.) течении (Рис. 7.7.).

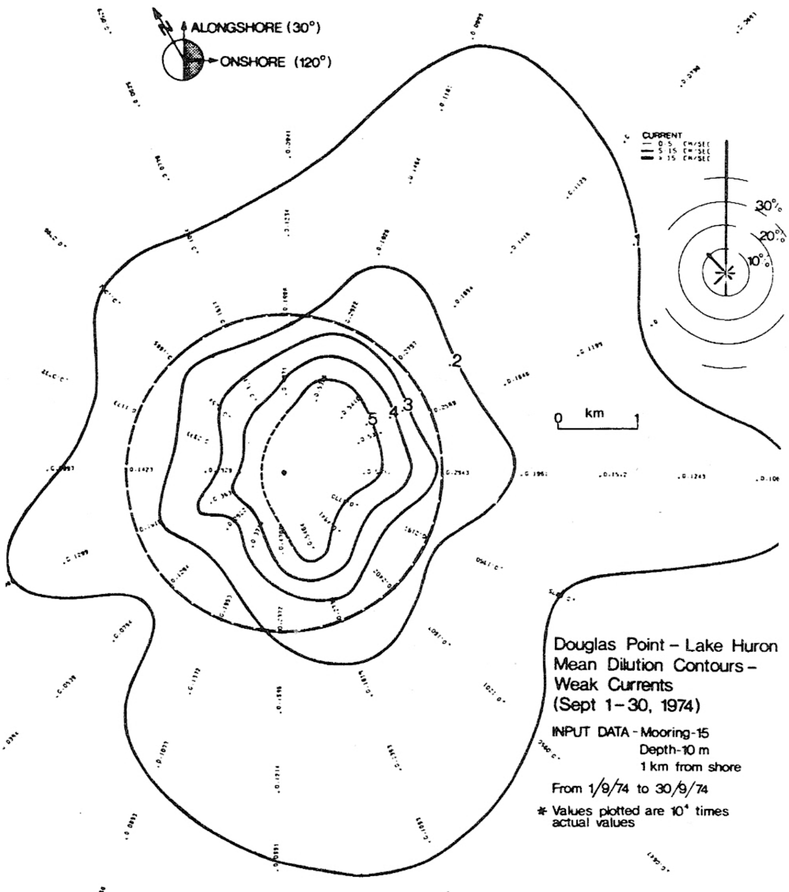



***Рис. 7.7.*** *Распределение концентрации сбрасываемой смеси при слабом неустойчивом прибрежном течении, полученное с применением формулы (7.47). Район близ Дуглас Пойнт, оз. Гурон.*

Концентрация содержания бактерий («примеси») рассчитывалась вдоль векторов скорости (лучей), как выше было рекомендовано и нами.

На глубокой воде в рамках этой постановки задачи следует учесть вертикальный турбулентный поток примеси и рост масштабов горизонтального турбулентного обмена. Соответствующее уравнение турбулентной диффузии можно представить в виде:

$$u\,\partial S/\partial x = \partial/\partial y\,[K_y\,\partial S/\partial y] + K_z\,\partial^2 S/\partial z^2 - \lambda S,$$

где $K_y = (U/2)\ d\sigma_y^2/dx$; $K_z = (U/2)d\sigma_z^2/dx$; $\sigma_y = \sigma_{yo}(1+x/x_o)^m$; $\sigma_z = \sigma_{zo}(1+x/x_o)^n$; m и n – эмпирические константы; $x_o$ – смещение навстречу течению от источника примеси мощностью Q для учета начального разбавления. Вообще $K_z$ лучше рассчитывать другим способом. Решение задачи без учета влияния берегов имеет вид (GESAMP...1991]:

$$S(x,y,z) = (Q/\pi U\sigma_y\sigma_z)\exp\,[-(\lambda x/2U)(y^2/\sigma_y^2 + z^2/\sigma_z^2)].$$

Учет вертикальной стратификации плотности возможен на уровне оценки коэффициентов диффузии, например, как это сделано в формуле (7.9). Отсутствие учета влияния берегов в нашем случае может влиять слабо, но в задачах с мощными источниками такой учет необходим (Горошко, 1974).

Однако в практике расчетов могут быть ситуации, при которых следует знать распределение концентрации ЗВ в пространстве, а не только вдоль оси струи. Обычно это либо распределение ЗВ, соответствующее конкретной ситуации (например, в случае аварии), либо некоторая климатическая оценка для целей проектирования или планирования. В первом случае лучше воспользоваться численными методами расчета течений и распределения веществ, оказавшихся в море.

Во втором случае планирующие органы интересует пространственное распределение концентрации ЗВ на окружности с радиусом, соответствующим расстоянию до контрольного створа, и с центром в точке сброса отходов. Для решения этой задачи можно использовать нестационарные соотношения, имея в виду, что при климатическом (долговременном) осреднении горизонтальное распределение ЗВ соответствует одному из трех предельных режимов радиально симметричной диффузии, определенных Мамаевым (Мамаев, 2000).

1. При постоянном K(r) (первая фаза диффузии):

   $S(r,t) = (M/4\pi Kt) \exp(- r^2/4Kt)$;

2. В диапазоне масштабов диффузии, превышающих десятки метров при наличии выраженного пикноклина, K (r) = Pr (решение Йозефа-Зенднера):

   $S(r,t) = [M/2\pi(Pt)^2] \exp(- r/Pt)$;

3. В диапазоне масштабов диффузии, формирующих инерционный интервал в условиях свободной турбулентности, $K(r) = cr^{4/3}$ (решение Озмидова):

   $S(r,t) = [M/6\pi(4ct/9)^3] \exp[- r^{2/3}/(4ct/9)]$,

   где c – «диссипативный» параметр (см$^{2/3}$/с) (Озмидов, 1986).

Решение ищется в дискретные моменты времени с учетом смещения центра пятна под влиянием дрейфа вплоть до момента достижения им контрольного створа. Внешние по нормали к направлению течения края круговых изолиний S(r,t) = ПДК соединяются касательными, исходящими из точки сброса. Дрейф учитывается на основании расчетов течения в соответствии с климатическим распределением ветра по направлениям для данного сезона. Каждому вектору скорости течения в точке выпуска (или в ближайшей к нему точке расчетной сетки) приписывается вероятность, соответствующая генерирующему его ветру. Далее на окружности, соответствующей замыкающему створу, откладывается значение максимальной концентрации ЗВ, соответствующей некоторой (одной и той же) градации вероятности вектора средней скорости для каждого сектора направления. Количество «картинок» соответствует принятому количеству градаций вероятности. Можно подойти к решению задачи с другой стороны, рассчитывая для каждого сектора направления распределение расстояний до точки, соответствующей ПДК для данного ЗВ, при значениях средней скорости, соответствующих принятым градациям вероятности. В этом случае количество «картинок» определяется принятым количеством секторов направления.

Выбор подхода зависит от особенностей решаемой задачи. Близкий вариант расчетов осредненного распределения концентрации ЗВ был рекомендован для практического применения (Борисов, 1980).

В любом варианте решения локальных задач с долгопериодным осреднением величин K и U следует производить оценки вероятности и продолжительности выбросов по формулам (7.52) и (7.53) хотя бы для некоторых частных случаев, требующих известной осторожности.

Чтобы не полностью ограничить пользователя необходимостью применения только локальных методов расчета концентрации загрязняющих веществ, кратко остановимся на некоторых численных вариантах решения уравнения (7.1), которые в принципе тоже допускают возможность вероятностного описания параметров диффузии.

Если в нашем распоряжении имеется достаточно данных наблюдений, то можно учесть реальную статистику пульсаций скорости, используя ***метод частиц-маркеров***. Этот метод часто применялся в практике расчетов распределения различных загрязняющих веществ. Он позволяет учесть не только распределение вероятностей для пульсаций скорости, но и реальный режим работы источника. Метод реализуется в численном варианте и позволяет провести расчеты на более длительных промежутках времени, чем это доступно при использовании локальных расчетных схем. Идея метода заключается в раздельном учете средней скорости течения и пульсаций скорости, имеющих случайный характер. Средняя скорость задается как функция координат и времени по результатам расчета по соответствующей численной схеме. Пульсации скорости заданы распределением плотности вероятностей по Гауссу с дисперсией, соответствующей данным наблюдений. Работа источника примеси моделируется дискретным во времени выпуском определенного количества частиц-маркеров с весом, пропорциональным мощности источника в соответствующий момент. Координаты частиц относительно своего дрейфующего со средней скоростью центра в последующие моменты времени определяются путем реализации программы-датчика случайных чисел. Концентрация ЗВ в данном квадрате расчетной сетки определяется количеством оказавшихся в нем частиц-маркеров. Метод реализован с учетом поглощения примеси на границе области. Описание различных вариантов метода приведено в (Борисов, 1980; Галкин, 1975; Озмидов, 1986; Филиппов, 1977). Метод весьма перспективен и допускает возможность различных модификаций в связи с учетом внешних условий и результатов обработки данных наблюдений. Он неоднократно применялся в решении практических задач, например, при моделировании концентрации нефтепродуктов в результате аварии танкера «Globe Asimi» в районе Клайпеды. Предельное расчетное время в данном случае зависит от возможностей маркировки и опознавания большого количества частиц, участвующих в диффузионном процессе. Недостаток метода состоит в необходимости использования распределения Гаусса для пульсаций скорости. Зато метод дает возможность изменять значения дисперсии лагранжевых частиц, а значит, и К в зависимости от фазы диффузии.

Весьма перспективным для решения практических задач численным методом решения уравнения (7.1) является так называемый ***метод моментов***. Заключается он в том, что решение задачи ищется в виде комбинации моментов концентрации, которые определяются следующим образом (Aitsam, 1974):

$$S_{i,j} = \int\int S(x,y,z,t)x^i y^j\, dxdy, \quad (-\infty \le x,y \le \infty). \tag{7.48}$$

Каждый из моментов имеет определенный физический смысл. Так, момент нулевого порядка соответствует плотности массы примеси по вертикали. Координаты центра облака примеси определяются отношением первых моментов к нулевому:

$$x_0 = S_{1,0}/S_{0,0}\ ;\ y_0 = S_{0,1}/S_{0,0}$$

Горизонтальные компоненты дисперсии поля примеси определяются следующими комбинациями:

$$\sigma_x^2 = S_{2,0}/S_{0,0} - x_0^2;$$

$$\sigma_y^2 = S_{0,2}/S_{0,0} - y_0^2;$$

$$\sigma_{x,y}^2 = S_{2,2}/S_{0,0} - x_0\, y_0.$$

Решение уравнения (7.1) в терминах моментов поля концентрации записывается следующим образом:

$$S(x,y,z,t) = S_{0,0}/[2\pi\, (\sigma_x{}^2\sigma_y{}^2 - \sigma_{x,y}{}^2)^{1/2}\ ] \times$$
$$\times \exp\ \{[\sigma_x{}^2\sigma_y{}^2/(\sigma_x{}^2\sigma_y{}^2 - \sigma_{x,y}{}^2)^{1/2}]\ \{[(x-x_0)^2/2\sigma_x{}^2] +$$
$$+\ [(y-y_0)^2/2\sigma_y{}^2] - [\sigma_{x,y}{}^2(x-x_0)\,(y-y_0)/\ \sigma_x{}^2\sigma_y{}^2]\} \qquad (7.49)$$

Если есть соответствующий экспериментальный материал, то этим решением уже можно успешно воспользоваться (Айтсам, 1972; Aitsam, 1974). Однако в рамках метода пользуются уравнением, которое получается при подстановке (7.48) в (7.1):

$$\partial S_{i,j}/\partial t = iuS_{i-1,j} + jvS_{i,j-1} - w\partial S_{i,j}/\partial z + i(i-1)K_xS_{i-2,j} +$$
$$+ j(j-1)K_yS_{i,\,j-2} + k\partial S^2{}_{i,j}/\partial z^2 \qquad (7.50)$$

Здесь вертикальная скорость задается либо как скорость оседания частиц соответствующей фракции крупности по формуле Стокса, либо из решения динамической задачи. Отсюда, подставляя в (7.50) соответствующие значения i и j, можно получить систему уравнений для моментов любого порядка:

$$\partial S_{0,0}/\partial t = k\ \partial^2 S_{0,0}/\partial z^2 - w\ \partial S_{0,0}/\partial z;$$
$$\partial S_{0,1}/\partial t = k\ \partial^2 S_{0,1}/\partial z^2 + vS_{0,0} - w\ \partial S_{0,1}/\partial z; \qquad (7.51)$$
$$\partial S_{1,0}/\partial t = k\ \partial^2 S_{1,0}/\partial z^2 + uS_{0,0} - w\ \partial S_{1,0}/\partial z;\ \text{ и т.д.}$$

Система решается численно. Значение концентрации в каждой точке расчетной сетки и в каждый дискретный момент времени определяется подстановкой полученных значений моментов соответствующих порядков в (7.49). Метод моментов многократно использовался для решения прикладных задач.

Теперь допустим, что мы выполнили все необходимые расчеты. Возникает вопрос: гарантируют ли они, что концентрация ЗВ на контрольном створе не превысит ПДК? Ответ на него должен опираться на соответствующие вероятностные оценки. Каждое единичное измерение на контрольном створе является случайным. Возможны выбросы значений измеренной концентрации выше среднего расчетного или любого другого заданного значения $\overline{S}$ (например, ПДК). Как часто это будет происходить и какова средняя продолжительность подобных выбросов? На этот вопрос существует ответ в рамках теории вероятностей (Немировский, 1986):

$$n_o = (\sigma_v / 2\pi\sigma_S) \exp [ - (S - \overline{S})^2/2\sigma_S^2]; \qquad (7.52)$$

$$\Delta t = (\pi\sigma_S/\sigma_v) \exp [ - (S - \overline{S})^2/2\sigma_S^2] [1 - \Phi(S - \overline{S}) /\sigma_S], \qquad (7.53)$$

где $n_o$ – среднее количество выбросов в единицу времени; $\Delta t$ – средняя продолжительность выброса; $\sigma_v$ – стандартное отклонение скорости изменения значений концентрации на рассматриваемом отрезке времени; $\sigma_S$ – стандартное отклонение значений концентрации на рассматриваемом отрезке времени; Φ – интеграл вероятности. Чтобы получить исходные данные для использования приведенных формул, требуется либо организовать длительные измерения концентрации с малой дискретностью во времени на замыкающем створе, либо провести расчеты изменения концентрации для всего ряда расчетных значений $K_{min}$.

Представленный выше материал узко ограничен диапазоном прикладных задач, связанных с выполнением нашего водоохранного законодательства в той его части, которая связана с регулярным антропогенным загрязнением морской среды. Но имеется целый ряд прикладных задач, решение которых требует более широкого подхода к их формулировке. Так, расчет распределения концентрации примесей при различных залповых выбросах связан с необходимостью учета не только ее поперечной дисперсии в плоскости y–z (на первой фазе диффузии при наличии скачка плотности) или в направлении y (на более поздних ее фазах), но во всех трех измерениях.

В изложении материала мы в основном ограничились простейшими вариантами расчета концентрации примеси в море. Более сложные расчетные схемы включают одновременный расчет течений и концентрации загрязняющих веществ с учетом изменения режима работы их источников. Это касается тех случаев, когда важна общая картина распределения концентрации ЗВ в пространстве. Например, такие расчеты проводятся для случаев техногенных катастроф, для устьевых районов, имеющих большую протяженность и т.д (Шкудова, Джиоев, 1975). Для расчетов концентрации ЗВ на контрольных створах можно ограничиться применением приведенных выше соотношений.

## 7.7. Дампинг

С середины 80-х годов прошлого века на дампинг любых отходов (прежде всего радиоактивных), кроме грунта, извлекаемого со дна моря при строительных и дноуглубительных работах, в рамках международной конвенции наложен добровольный мораторий. Захоронение в море судов, отслуживших свой срок, возможно по специальному разрешению, но при условии оповещения ИМО о выданном разрешении, и считается нежелательным. Было принято решение о том, что и дампинг грунта следует считать временной альтернативой удаления загрязненного грунта. Возможно, в последнее время приняты некие решения, смягчающие эти положения, но Россия в 1991 г. вышла из числа стран-участниц конвенции, так что нам об этом не известно.

Дампинг грунта в период активного формирования структуры конвенции составлял более 90% общего объема захороняемых в море отходов. Есть основания полагать, что это соотношение лишь выросло в пользу дампинга грунта. Сброс в море грунта производится со специальных барж (шаланд) с открывающимся дном, транспортируемых буксиром к выделенному для этих операций району моря, обозначенному на штурманских картах. На западе для этих целей используются специальные суда, вооруженные насосной и водометной техникой. Грунтоводяная смесь, поступающая на борт судна, одновременно выбрасывается водометными установками за пределы района работ. Так как при этом образуются обширные поля с повышенным содержанием взвеси и содержащихся в донных отложениях ЗВ, в нашей стране от использования водометной техники в свое время отказались. Возможно, в настоящее время эта позиция в некоторых местах пересмотрена. При сбросе с шаланд грунт опускается на дно со средней скоростью 1,5 м/с (Bokunievicz, Gordon, 1980) образуя струю, представляющую собой в вертикальном разрезе конус с углом в вершине около 30°. При ударе головной части струи о дно формируется характерное квазиоднородное мутьевое облако высотой до 4м, содержащее некоторую часть взвеси разрушенной струи и некоторый объем донных отложений, выброшенных вверх при столкновении струи с дном (Bokunievicz, Gordon, 1980). Характерная концентрация взвеси в верхней части облака, по данным эксперимента, через несколько минут после столкновения струи с дном, когда облако имело высоту 2 м, составляла $10^{-3}$ (несколько граммов в 1 дм$^3$) (Bokunievicz, Gordon, 1980). Соответствующая радиальная скорость движения взвеси у дна при этом была равна около 7 м/мин. Высота облака под действием гравитационных сил снижается пропорционально $t^{-1/2}$, t – время. Основным параметром этого процесса является число Фруда

$$Fr = w/ [(g\ \Delta\rho/\rho)h]^{1/2},$$

где w – скорость оседания верхней части облака, уменьшающаяся пропорционально $t^{-1/2}$. Число Fr в процессе оседания облака остается постоянным. За 15–20 минут облако растекается максимум на 120 м и оседает, становясь недоступным для наблюдения. В случае необходимости моделирования этого процесса соответствующую информацию можно найти в монографиях и (Самолюбов, 1999; Van Rijn, 1984) и (Bokunievicz, Gordon, 1980). Общее содержание взвеси в следе первоначальной струи составляет 1–5% от сброшенной массы грунта. Заметные концентрации взвеси в воде держатся в течение 2–3 ч. За это время облако взвеси уходит от точки сброса на 1–2 км. Поскольку сбросы грунта являются разовыми операциями и повторяются максимум несколько раз в сутки со случайно распределенными большими перерывами, остающаяся в воде взвесь заметного влияния на естественное состояние водной среды в районе сброса не оказывает. Поэтому моделирование распределений концентрации взвеси в воде в связи с дампингом грунта в общем не дает желаемой информации. Основное воздействие дампинга грунта на состояние морской среды сконцентрировано на дне. Здесь происходит гибель организмов бентоса, заваленных массой сбрасываемого грунта. Исследования показали, что критическая толщина сброшенного грунта для живущих в нем организмов зависит от видового состава биоценоза и от характеристик сбрасываемого грунта (Замбриборщ и др., 1982). В среднем при толщине слоя сброшенного грунта около 30 см гибнет до 50% организмов бентоса. Некоторые моллюски и черви выживают, но при этом большинство из них ослабевает настолько, что становится легкой добычей хищников, а при большей толщине сброшенного грунта гибнут практически все малоподвижные организмы. В первую очередь это относится к моллюскам. Далее повторные операции сбросов грунта поддерживают подавленное состояние бентоса в районе сбросов. Каждую весну происходит заселение донных отложений новым поколением бентоса, но это поколение гибнет, не достигая зрелого возраста, так что возрастной состав бентоса в районах сбросов грунта как правило значительно сдвинут в сторону молодых его форм. При этом количественный состав бентоса существенно ниже фонового. Восстановление экологического фона в районах сбросов по нашим данным требует от 4 до 6 лет (на южных морях быстрее, на северных – медленнее). В литературе имеются примеры моделирования экосистем в районах дампинга грунта, но так как экосистема в каждом районе своя, то разработка модели превращается в чрезмерно локальную задачу, что делает подобную работу нецелесообразной. Однако физико-математическое моделирование может найти свою нишу в решении специфических задач, связанных с дампингом грунта. Такова, например, задача расчета перемещения сброшенного грунта под действием волн и течений для обоснования выбора места сбросов грунта или для оценки заносимости судоходных каналов и т.д. Примеры решения подобных задач можно найти в (Лапшин и др., 1995; Лонин и др., 1997; GESAMP Rep. and Stu., 1991; Talbot, Talbot, 1974). Система уравнений, используемая для решения задачи, включает уравнения динамики течений (уравнения движения и неразрывности) и соотношения, описывающие процессы взмучивания и перемещения сброшенного грунта. Так, в (Лонин и др., 1997) использовались следующие соотношения:

$$k = c\, L^2 |dU/dz|\, (1 - Rf)^{1/2};$$

$$Rf = \alpha_\rho\, (g/\rho)\, d\rho/dz\, |dU/dz|^{-2}; \qquad (7.54)$$

$\rho = \rho_w (1 - S_v) + \rho_s S_v$,  $S_v = \Sigma_i S_{v,i}$;

$L = \kappa z_o Z_H Z_\xi / H$,

где $z_o = 1 - \beta Z_H Z_\xi / H^2$; $L$ – масштаб турбулентности;  $Z_H = H - z - z_{o,b}$;  $Z_\xi = z + \xi + z_{o,\xi}$, $\beta = 1{,}2$; $H(x,y,t) = h(x,y) + \xi(x,y,t)$; $h$ – средняя глубина моря в данной точке; $\xi$ – уровень поверхности моря; $\rho_w$ , $\rho_s$ и $\rho$ – плотность чистой воды, взвешенных частиц и смеси; $S$ и $S_v$ – массовая и объемная концентрация взвеси; $S_{v,i}$ – объемная концентрация i-го компонента взвеси, состоящего из частиц со средним диаметром $d_i$ и скоростью оседания $w_i$ (по Стоксу); $\alpha_\rho$ и $c$ – эмпирические константы; $Rf$ – динамическое число Ричардсона; $z_{o,\xi}$ – параметр шероховатости морской поверхности; $z_{o,b}$ – параметр шероховатости дна.

На поверхности задаются турбулентное трение, вертикальная скорость смещения морской поверхности и атмосферное давление. Кроме того, принято, что суммарный поток взвеси через поверхность моря равен нулю. Для давления в воде используется приближение Буссинеска.

Условия на дне $z = h(x,y)$ сложнее. Задается трение; вертикальная скорость $w_b$ определяется из условия обтекания рельефа дна:

$w_b = u\, \partial h/\partial x + v\, \partial h/\partial y$.

Поток взвешенных частиц i-й фракции $E_i$ определяется как сумма гравитационной и турбулентной составляющих из соотношения:

$$- w_{g,i} S_i + \alpha_s k\, \partial S_i / \partial z = E_i \qquad (7.55)$$

Величина $E_i$ связана с равновесной концентрацией взвеси $S_{e,i}$ соотношением (Лонин и др., 1997):

$$E_i = w_{g,i} (S_{e,i} - S_i), \qquad (7.56)$$

где

$S_{e,i} = 0{,}015 d_i \, T_i^{1,5} \, D_{*i}^{-0,3} \, z_{o,b}$ ,

$T_i = \tau_{eff}/\tau_{cr,i} - 1, \quad D_{*i} = d_i \, [g(\rho_s/\rho - 1)/\nu^2]^{1/3}$ ,

где $\tau_{eff}$ – эффективное напряжение донного трения, обусловленное совместным действием волн и течений: $\tau_{eff} = \tau_b + \tau_\varpi(1 - Rf)^{1/2}$; $\tau_{cr,i}$ – критическое напряжение донного трения, при котором происходит отрыв от дна частиц диаметром $d_i$ ; $\nu$ – коэффициент молекулярной вязкости, $\tau_b$ – напряжение донного трения, связанное со сдвигом скорости у дна; $\tau_\varpi$ - напряжение донного трения, вызванное ветровым волнением (Лонин и др., 1997): $\tau_b = C_H \, \rho_w v^2$ ; $C_H = [\kappa/\ln(h_b/z_{0,b})]^2$; $\kappa$ – постоянная Кармана, $h_b$ – горизонт в пределах придонного пограничного слоя, на котором рассчитывается скорость течения. Напряжение придонного волнового трения равно сумме постоянной и периодической компонент и в осредненном виде записывается следующим образом (Лонин и др., 1997):

$$\tau_\varpi/\rho = 3\kappa \, \omega^2 a^2 \, \delta/8 \, sh^2 kH + 2u_{*\omega}^{\,2} /\pi; \tag{7.57}$$

к,ω,а – волновое число, частота и амплитуда составляющей ветрового волнения, соответствующей максимуму спектра, δ – толщина волнового пограничного слоя (Talbot, 1974):

$$\delta = 0{,}23 \, u_{*\omega}/\omega, \tag{7.58}$$

а амплитуда волновой динамической скорости определяется с помощью выражения:

$$u_{*\omega} = 0{,}4u_m/[\ln (u_m /\omega\kappa_{im} + 1)],$$

$u_m = a\omega sh \, kh$; $\kappa_{im} = 2{,}5d_{cp}$, $d_{cp}$ – средний диаметр частиц, слагающих верхний слой донных отложений. В случае образования рифелей с характерной высотой Δ и длиной λ для расчета $\tau_\varpi/\rho$ в правую часть выражения (7.57) добавляется слагаемое: $0{,}15u_*^{\,2} \, \Delta^2/\lambda\delta$.

Критическое напряжение трения с учетом фракционного состава донных отложений определяется по формуле (Talbot, 1974):

$$\tau_{cr,i} = d_i \rho g (\rho_s/\rho - 1)\, \theta_{cr,i}, \qquad (7.59)$$

где $\theta_{cr,i} = a_* D^n_{*i}$, a и n – целые числа, зависящие от диапазона размеров частиц верхнего слоя донных отложений.

Поскольку взвесь при дампинге составляет менее 5% от массы сброшенного материала, ее можно не учитывать. Исключение составляют случаи расположения района дампинга вблизи зоны рекреационного водопользования, охраняемого природного заповедника или зоны нереста и нагула рыбы. Обычно при выборе районов дампинга наличие упомянутых зон должно учитываться в обязательном порядке. Поэтому подобные исключения не следует допускать.

С другой стороны, возникает вопрос о вкладе дампинга грунта в процессы локальной эрозии и седиментации. В случаях, когда объем сбрасываемого за год загрязненного грунта достигает порядка $10^6$ м$^3$, в некоторых ситуациях возможен вынос его к берегу и/или в природоохранные зоны даже при условии соблюдения всех правил. Тогда следует оценить ареал распространения сброшенного грунта под действием волн и придонных течений. Расход донных наносов в направлении потока оценивается в соответствии с соотношением:

$$q_b = 0{,}053[g(\rho_s/\rho - 1)]^{1/2}\, d^{1,5}_{ср}\, T^{2,1}\, D_*^{-0,3} \qquad (7.60)$$

Изменение рельефа дна со временем определяются как суммарный эффект процессов локальной эрозии, седиментации и антропогенной составляющей:

$$\partial\eta/\partial t = (1 - \varepsilon)^{-1}[\Sigma E_i] - \mathrm{div}\{q_b\}, \qquad (7.61)$$

где $\varepsilon$ – пористость грунта.

Алгоритм численной реализации блока динамики донных отложений приведен в (Лонин и др., 1997). Пример решения задачи с учетом динамики ветровых, приливных течений и взвешенной антропогенной составляющей для юго-восточной части Баренцева моря, включающей месторождение Приразломное, представлен в

(Лонин и др., 1997). Частный фрагмент результатов решения представлен на Рис.7.8. Имеется пример применения аналогичной постановки задачи для расчета эрозии побережья Каспийского моря (Лапшин и др., 1995).

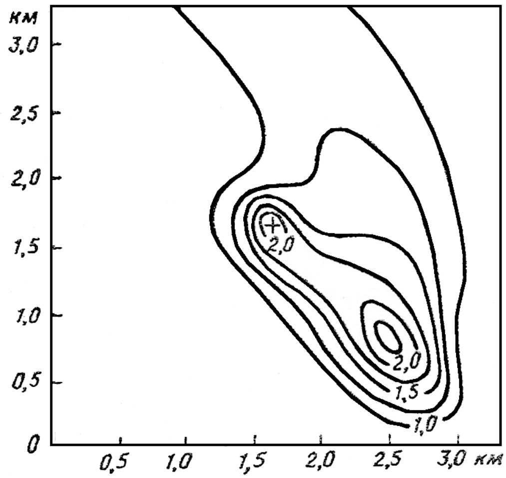



***Рис. 7.8.*** *Распределение суммарной толщины (мм) антропогенной составляющей донных отложений при дампинге грунта при продолжительности действия южного ветра 12 час. Баренцево море, район месторождения Приразломное (Лапшин и др.,1995).*

Нетрудно видеть, что решение подобной задачи представляется достаточно сложным. В научной литературе можно найти примеры менее сложных построений. Так, в (Champ at al., 1984) дается описание эмпирического метода расчета заносимости судоходных каналов грунтом, сброшенным в районе дампинга, с учетом его свойств. Однако наибольшей простотой и наглядностью обладают балансовые модели. Например, в (GESAMP Rep.and Stud., 1991) дано описание модели, которую удобно применять при дампинге в приустьевых зонах рек. Если не учитывать выноса взвешенного материала за пределы района дампинга (что вполне допустимо при сбросах песка), то балансовое уравнение для средней относительной (в % от начальной) концентрации определенной фракции сброшенного в районе дампинга песка, $C_s$, можно представить в следующем виде:

$$dC_s/dt = S - kC_s, \quad (7.62)$$

где $S = R/Ad$, R – среднесуточный объем сбросов песка данной размерной фракции, A – площадь района сбросов, d – толщина образуемого слоя с песком данной фракции, k – среднесуточная норма выноса песка данной фракции из района дампинга. Модель грубо описывает динамику средней концентрации песка определенной фракции в районе сбросов и не описывает ее пространственное распределение ни в районе сбросов, ни за его пределами. Однако с ее помощью можно проследить динамику концентрации сброшенного песка за каждые сутки, если знать точные координаты сбросов и иметь в виду, что диаметр зоны расползания песка от единичного сброса составляет около 100 м. Решение уравнения (7.62) имеет вид:

$$C_s = S/k + (C_o - S/k) \exp(-kt), \quad (7.63)$$

где $C_o$ – начальная концентрация песка данной фракции в районе сбросов. Так как при сбросе грунта с обычным гранулометрическим составом во взвешенном состоянии остается не более 1–5% от сброшенного объема грунта, эту модель можно применять не только для песка. Зная концентрацию интересующего нас ЗВ в каждой фракции грунта, можно в рамках модели перейти к концентрации ЗВ. Считая, что за пределы района сбросов выносится взвешенная часть плюс ~ 1% ранее сброшенного грунта, для приблизительных оценок можно воспользоваться диаграммой, приведенной на Рис. 7.9. (GESAMP Rep and Stud., 1991).

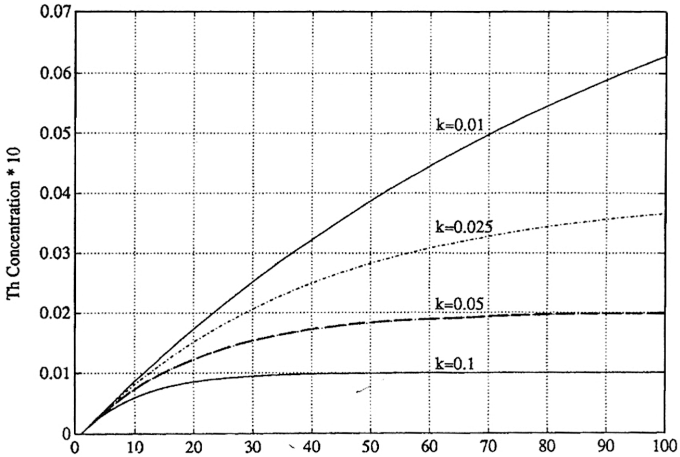



***Рис. 7.9.*** *Концентрация сбрасываемого песка на дне как функция времени при различных значениях k в соответствии с (7.63) (GESAMP Rep and Stud., 1991).*

На самом деле капитаны буксиров в целях экономии горючего стараются сбрасывать грунт не в районе дампинга, а по пути к нему. Поэтому расчеты не могут дать реальной картины происходящего. Но при надлежащей работе инспекционных подразделений реальные оценки ситуации с учетом данных мониторинга вполне возможны.

Все изложенное заставляет в корне пересмотреть методику мониторинга морской среды в районах дампинга грунта. Мониторинг водной среды в них следует ограничить отбором проб воды у дна. Ориентироваться следует на анализ проб донных отложений в районах сбросов и в фоновых точках и обязательно хотя бы раз в 3–5 лет провести в каждом из них ландшафтную съемку дна с построением экологической карты. Тогда оценка состояния среды в районах сбросов грунта будет основываться на серьезной информационной базе.

## 7.8. Заключительные замечания

В изложении материала мы в основном ограничились масштабами гидродинамического описания процессов турбулентной диффузии, которые важны с точки зрения выполнения требований нашего природоохранного законодательства и в которых эти процессы играют основную роль. При увеличении масштабов мы сталкиваемся с процессами, описание которых возможно только на длительных временах и с учетом действия внешних причин в конкретных ситуациях. Такие модели уже не могут быть локальными и должны реализовываться численно.

С другой стороны, добровольно ограничив изложение прикладными аспектами теории турбулентной диффузии, мы оставили за его пределами серию выполненных в ГОИН`е работ, связанных с учетом нелокального характера турбулентного обмена. Суть этих работ, результаты которых изложены в выпусках Трудов ГОИН № 141, 148 и 154, состоит в учете «растянутости» во времени и пространстве взаимодействия пульсаций скорости течения в пределах радиуса корреляции в переменных Лагранжа. Существующая полуэмпирическая теория турбулентности исходит из мгновенного характера этого взаимодействия. В рамках нового подхода удалось показать, что уравнение диффузии становится аналогом известного телеграфного уравнения, допускающего решения с выраженной фронтальной зоной, которая принципиально отсутствует в решениях обычного параболического уравнения диффузии типа (7.1). К сожалению, завершить работы этого направления нам не удалось, так что надеемся, что продолжатели найдутся в будущем. Весьма обещающим в этом смысле могло бы стать продолжение работ по моделированию процессов в устьевых зонах, связанных с формированием биохимических барьеров. Здесь неизбежно возникли бы вопросы, относящиеся, в том числе, к расчету ПДС, которые послужили бы импульсом к дальнейшему развитию работ этого направления.

# Глава VIII

## Вертикальное перемешивание

### 8.1. Общие положения

Эта задача в прикладной океанографии возникла в связи с существованием слоя скачка плотности. Поскольку зависимость плотности от температуры и солености в верхнем слое близка к линейной, то постановка задачи моделирования вертикального распределения этих характеристик считалась формально аналогичной.

Опыт показал, что основными процессами, формирующими сезонный, наиболее выраженный цикл температуры и солености, являются турбулентное перемешивание и гравитационная конвекция. В большинстве случаев оба эти процесса действуют одновременно, но есть условия, в которых доминирует один из них. Так, в процессе зимнего охлаждения в полярных и средних широтах в основном доминирует гравитационная конвекция. То же самое происходит в приэкваториальных широтах в связи с интенсивным испарением с поверхности океана (соленостная конвекция). Во время сильных штормов при отсутствии условий для охлаждения морской поверхности или для развития процесса испарения доминирует турбулентное перемешивание. Эти процессы действуют практически всегда и всюду. В отличие от них адвекция тепла и солей течениями, вынос пресной воды реками и влияние осадков проявляются локально в пространстве и времени. Уравнение переноса, описывающее эти процессы при специфических граничных условиях, приведено в предыдущей главе. Имея в виду процессы наиболее общего характера, проявляющиеся в вертикальном распределении температуры и солености, для его моделирования используют различные модификации уравнения вертикального турбулентного переноса:

$$\partial (S,T)/ \partial t + w\partial (S,T)/ \partial z = k_{S,T}/\partial^2(S,T)/ \partial z^2.$$

Все обозначения в этом уравнении являются общепринятыми. Однако исторически сложилось так, что гравитационную конвекцию и турбулентное перемешивание сначала рассматривали раздельно. Причем в качестве альтернативы приведенному уравнению часто применяли уравнения баланса тепла и солей для верхнего слоя океана с использованием эмпирических соотношений, описывающих тепло- и массообмен на верхней границе. Наиболее экономичным, по всей видимости, является подход, основанный на соотношении масс двух однородных смешивающихся слоев, находящихся в гравитационном равновесии, и на формулах смешения, которыми воспользовались О.Ю. Шмидт и вслед за ним Н.Н. Зубов (Зубов, 1947). Этот подход требует априорного задания толщин смешивающихся однородных слоев как при ветровом, так и при конвективном перемешивании, в результате чего он получил естественное развитие только в рамках T–S анализа водных масс (Мамаев, 1970, 2000). На основе анализа соотношения физических процессов, формирующих конвективное перемешивание в различных географических районах Мирового океана, Н.Н. Зубов выделяет семь типов конвективного перемешивания (Зубов, 1947).

Анализ данных наблюдений показал, что при всем разнообразии процессов, формирующих вертикальное распределение плотности, а вместе с тем температуры и солености морской воды, оно остается геометрически постоянным. Его основными элементами являются верхний квазиоднородный слой (ВКС) с практически постоянными значениями температуры и солености, слой скачка с резким изменением характеристик на малых расстояниях по вертикали и мощный нижний слой со слабо выраженным увеличением плотности с ростом глубины. Так как влияние температуры на величину плотности в пределах измеряемых значений заметно превосходит влияние солености, то в основном ставилась задача моделирования вертикальной тепловой структуры ВКС, где изменения температуры во времени наиболее велики. Дальнейший анализ данных показал, что вертикальное распределение температуры можно выразить в виде некоторой универсальной зависимости. Впервые это удалось С.А. Китайгородскому и

Ю.З. Миропольскому (Китайгородский, Миропольский, 1970), которые получили универсальную зависимость комбинации $(T - T_s)/(T_a - T_s)$ от безразмерной глубины $\zeta = (z - h)/(h_a - h)$. Здесь $T_s$ – температура в верхнем однородном слое, равная поверхностной; $T_a$ – температура на нижней границе однородного слоя $h_a$, $h$ – глубина в пределах слоя скачка ниже $h_a$. Эта зависимость имеет следующий вид:

$$T(z \le h_a) = T_s; \; T(z > h_a) = T_s - (T_s - T_a)K(\zeta); \tag{8.1}$$

$$K(\zeta) = 8/3\zeta - 2\zeta^2 + \zeta^4/3. \tag{8.2}$$

Формулы (8.1) и (8.2) многократно проверялись. В результате оказалось, что подобная зависимость существует и для вертикального распределения солености (Зилитинкевич и др, 1978) (Рис. 8.1.).

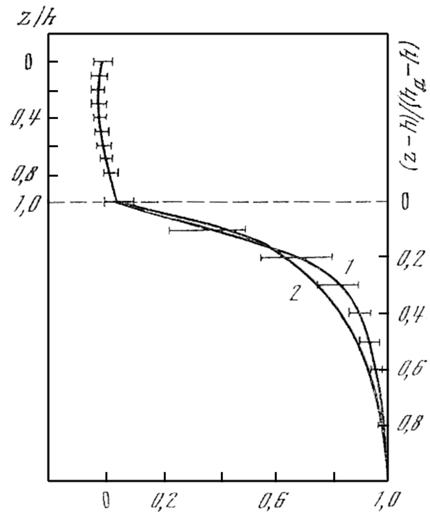



***Рис. 8.1.*** *Безразмерный профиль солености (1) и температуры (2) в верхнем слое океана.*

Приведенное выше вертикальное распределение основных гидрологических характеристик верхнего слоя океана формируется под непосредственным влиянием турбулентного перемешивания и конвекции, в основном гравитационной. Внутренние волны различного происхождения могут деформировать их вертикальный профиль, но слабо влияют на его геометрию при осреднении (Мамаев, 2000). Естественно считать, что математическое моделирование толщины ВКС, соответствующее физическому механизму ее формирования, должно осуществляться при одновременном учете как турбулентного перемешивания, так и гравитационной конвекции. Однако в научных публикациях до определенного времени превалировали попытки раздельного моделирования толщины ВКС на основе формального учета либо турбулентного перемешивания, либо конвекции. Причем, в обоих случаях авторам удается достигнуть положительных результатов, используя одни и те же данные. На подобное противоречие указывал О.И. Мамаев при описании теории горизонтального турбулентного обмена (Мамаев, 1970). Р.В. Озмидов (Озмидов, 1986) трактовал эту ситуацию как результат влияния различных масштабов осреднения при выводе этих выражений. В данном случае такое объяснение неприемлемо, поскольку речь идет о разных физических механизмах. Однако опыт показывает, что суммарную картину формирования толщины ВКС можно формально описать путем соответствующего выбора либо коэффициента турбулентной диффузии, либо схемы аппроксимации баланса тепла и солей с последующей формализацией процесса по типу гравитационной конвекции. В некоторых моделях в качестве граничных условий используется температура и соленость воды на поверхности. Попытки построения модели, содержащей более тщательное описание условий на верхней границе ВКС, тоже представлены в научных публикациях (Булгаков, 1975; Оверстрит и Рэттри, 1971; Пивоваров, 1979), но они относительно немногочисленны. В современных численных моделях гидродинамики океана имеется соответствующий блок, содержание которого представлено ниже (Зилитинкевич и др., 1978). Следует отметить, что содержание этого блока в части аппроксимации тепло- и солеобмена через поверхность в основном базируется на балк-формулах, возможность применения которых в области средних масштабов пространственно-временной изменчивости вызывает некоторые сомнения.

Сравнительный анализ интенсивности двух упомянутых механизмов формирования ВКС по данным экспериментов указывает на превалирующее влияние механизма конвекции (Цикунов, 1958). Вообще оба эти процесса формируются в ВКС преимущественно под действием ветра и потому имеют локальный характер. В частности, широко известно, что на прибрежном мелководье нагрев, испарение с поверхности, охлаждение и перемешивание вод значительно интенсивнее, чем на удалении от него. Возникающая при этом неравномерность распределения плотности воды вызывает течения, распространяющиеся вдоль изопикнических поверхностей (слайдинг), которые в процессе осеннее–зимнего охлаждения могут существенно влиять на положение слоя скачка плотности в шельфовой зоне. Однако следует заметить, что действие механизма гравитационной конвекции не может быть непрерывным, поскольку периоды повышения температуры поверхности моря и активного испарения чередуются с периодами охлаждения поверхности и выпадения дождей. Внешне конвекция и турбулентное перемешивание проявляются различно: первая способствует появлению ступенчатой структуры вертикальных профилей температуры и солености, а действие второго является сглаживающим. Справиться с этой проблемой пытались многие исследователи (Китайгородскийи, Миропольский, 1970; Озмидов, 1986; Пивоваров, 1979). Так, Краус и Тернер (Краус и Тернер, 1971), обратив внимание на явное сходство формирования сезонного цикла температуры в верхнем слое океана в районах Бермудских островов и в северной части Тихого океана (Рис. 8.2.), поставили соответствующий лабораторный эксперимент и разработали теорию на основе уравнений баланса тепла и энергии.

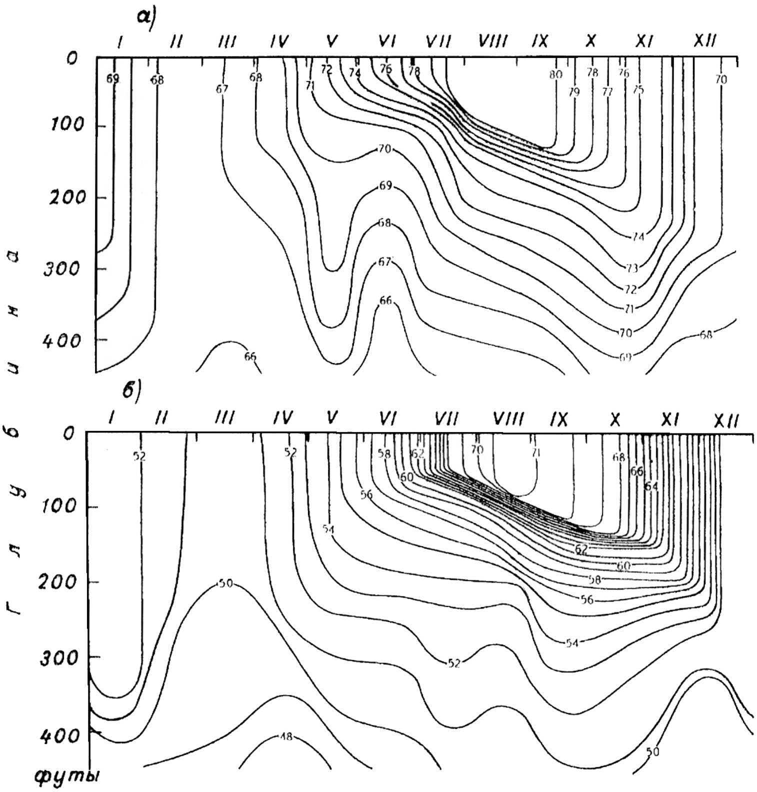



***Рис. 8.2.*** *Сезонный цикл температуры ($^oF$) а) – в районе Бермудских островов, б) – в северной части Тихого океана [10].*

На основе проведенного анализа авторам удалось имитировать сезонный цикл температуры в верхнем слое океана, вызванный соответствующим изменением тепла и энергии на его поверхности.

В работе (Оверстрит, Рэттри, 1971) дан анализ соотношения вертикального адвективного и турбулентного потоков тепла в зонах дивергентного и конвергентного экмановского переноса (в экваториальной части Тихого океана и в центральной части Саргассова моря, соответственно). Авторы считают, что вертикальная скорость есть следствие не гравитационной неустойчивости, как это происходит при формировании конвективных потоков, а сходимости или расходимости ветровых течений.

Отрицать существование подобного механизма невозможно, но создается впечатление, что используя коэффициент турбулентной диффузии тепла или солей и вертикальную скорость как подгоночные параметры, можно воссоздать любое вертикальное распределение температуры или солености. Авторам действительно удается это сделать с большой точностью, игнорируя механизм гравитационной конвекции. Правда, в данном случае речь идет о гладких кривых. Выше уже упоминалось нечто подобное, связанное с выбором выражений для коэффициентов турбулентной температуропроводности и вязкости. Возникает вопрос более общего характера: возможно ли создать какую–то имитационную модель процесса, не рассматривая физический механизм его формирования? Опыт показывает, что это возможно, имея соответствующую информацию. Будет ли работать такая модель во всех случаях – вопрос сложный. Но здесь-то и пролегает граница между научным исследованием процесса и его, пусть и удачной, инженерной (формальной) имитацией. Для практических целей и то и другое может оказаться одинаково ценным. Но если нам важно понимание скрытых причинно-следственных связей, то решение вопроса лежит через организацию серьезных экспериментов, в том числе таких, как представлены в работе (Вудс, 1973). В ней, например, явно продемонстрировано, что формирование ступенчатых структур на вертикальном профиле любой характеристики может быть результатом не только локального проявления конвекции, но и проявления вихревой локальной горизонтальной адвекции. В цитируемом сборнике приведены другие примеры исследования подобных процессов, но в научной литературе попытки их моделирования в верхнем слое океана довольно редки (Булгаков, 1975).

## 8.2. Тепловые волны и методы оценки параметров перемешивания

В качестве примера удачного применения классического уравнения теплопроводности к решению задачи моделирования тепловой структуры верхнего слоя, образуемой квазипериодическими составляющими температуры поверхности океана, рассмотрим задачу распространения по вертикали тепловых волн (Краус и Тернер, 1971). Исходное уравнение теплопроводности имеет вид:

$$\partial T/\partial t = k\ \partial^2 T/\partial z^2, \tag{8.3}$$

где $T(z,t)$ – температура; $t$ – время; $k = const$ – коэффициент вертикальной турбулентной температуропроводности и $z$ – вертикальная координата. Задача решается при следующих граничных условиях:

$$T(0,t) = A\cos \omega t + T_{ср}(z) = A\exp(i\omega t) + T_{ср}(z), \tag{8.4}$$

$$T(\infty,t) - T_{ср}(z) = 0,$$

где $T_{ср}(z)$ – средняя температура за соответствующий период измерений. Для решения задачи используется метод разделения переменных:

$$T(z,t) = Z(z) \cdot \Theta(t),$$

что в общем случае приводит к разложению $T(z,t)$ в виде суммы собственных функций. В рассматриваемом случае периодических изменений температуры на границе области задача имеет следующее решение (Краус и Тернер, 1971):

$$T(z,t) - T_{ср}(z) = A\exp(-\beta z)\cos(\omega t - \beta z), \tag{8.5}$$

где $\beta = (\pi/k\tau)^{1/2}$, $\tau$ – период колебаний температуры на поверхности моря. Отсюда следуют законы распространения тепловых волн, называемые законами Фурье, который решал подобную задачу распространения тепловых волн в почве (Краус и Тернер, 1971):

1. Амплитуда тепловых волн убывает с глубиной по экспоненте.

2. Сдвиг фазы тепловой волны с глубиной происходит по линейному закону:

$$\varphi = \beta z = (\pi/k\tau)^{1/2} z. \qquad (8.6)$$

3. Отношение глубин, на которых падение амплитуд двух разных периодичностей происходит в одинаковое число раз, равно квадратному корню из отношения их периодов:

$$z_1/z_2 = (\tau_1/\tau_2)^{1/2}. \qquad (8.7)$$

Так, отношение глубин падения амплитуды годовой и суточной периодичностей в одинаковое число раз равно приблизительно 19. Следует помнить, что это соотношение справедливо при постоянном коэффициенте k.

Интересны следствия из этих законов, которые используются при анализе данных наблюдений. В частности, если имеются данные измерений температуры в верхнем слое соответствующей длительности, позволяющие определить амплитуду ее периодических колебаний на глубинах $z_1$ и $z_2$, то

$$A_1/A_2 = \exp(\beta)\,(z_2 - z_1) \text{ и} \qquad (8.8)$$

$$k = (\pi/\tau)[(z_2 - z_1) / \ln(A_1/A_2)]^2. \qquad (8.9)$$

Кроме того,

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \beta(z_2 - z_1), \qquad (8.10)$$

откуда

$$k = (\pi/\tau)\,(z_2 - z_1) / (\varphi_2 - \varphi_1)^2. \qquad (8.11)$$

Поскольку в реальной ситуации $k = k(z) \neq \text{const}$, было найдено обобщенное решение задачи, из которого следует (Мамаев, 1970):

$$k = [n\omega / (A_n^2 d\varphi_n/dz)] \int A_n^2 dz, \ (z \leq h), \qquad (8.12)$$

где n – номер гармоники, h – глубина, на которой $A_n = 0$. Результаты расчетов, проведенных Свердрупом (Мамаев, 1970) для годовой и полугодовой температурных волн с применением соотношений (8.8)–(8.12) для района Куросио, у южного побережья Японии, приведены на Рис. 8.3.

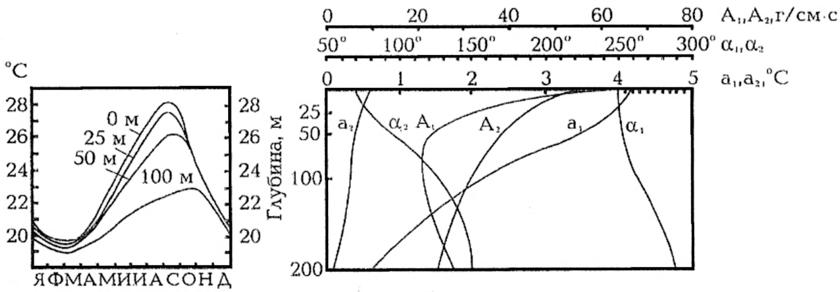



***Рис. 8.3.*** *Слева: годовые колебания температуры на разных глубинах в районе Куросио. Справа: результаты расчетов амплитуд, фазовых углов и коэффициентов турбулентной теплопроводности [г · см$^{-1}$ · с$^{-1}$].*

Эти соотношения позволяют восстановить вертикальное распределение температуры в верхнем слое, имея результаты ее наблюдений на отдельных горизонтах. Недостаток метода состоит в том, что он формально базируется только на учете турбулентного теплообмена. Гравитационная конвекция и внутренние волны не рассматриваются. Внутренние волны практически не генерируют турбулентности и могут проявляться на периодах колебаний поверхностной температуры. Однако таким образом можно моделировать колебания температуры с периодами, выходящими за пределы временного диапазона проявления внутренних волн. Так, многие публикации посвящены моделированию колебаний температуры суточного периода в районах с выраженной суточной составляющей приливов, в которых велика вероятность генерации приливных внутренних волн. Кстати, это касается и района Куросио у южного побережья Японии. По всей видимости, эту методику можно рекомендовать для бесприливных морей, для открытого океана и в любом случае для анализа и моделирования в диапазоне периодов, заведомо отличающемся от диапазона активных вертикальных периодических смещений изопикнических поверхностей под действием внутренних волн. Вопрос с учетом механизма конвекции в данном случае остается открытым.

Рассматривались и другие варианты задания граничных условий. Решая эту задачу, специалисты стремились не столько моделировать вертикальное распределение температуры, сколько определить положение фронтальной зоны, отделяющей теплый и однородный верхний слой морских вод от холодного нижнего в зависимости от потоков тепла через морскую поверхность. В этой связи предпринимались попытки использовать для этой цели опыт решения задачи Стефана, когда граница между двумя слоями воды, теплым и холодным, определяется разностью величин вертикального потока тепла по обеим сторонам от границы. Помимо всего прочего, известно, что уравнение (8.3) не допускает решений, содержащих фронтальные зоны с резко выраженными границами внутри рассматриваемой области и не описывает влияния всех процессов, принимающих участие в формировании вертикального распределения температуры. Влияние каждого из этих процессов проявляется в определенных масштабах осреднения. Поэтому в некоторых случаях авторы исследований пытались решить задачу в пределах определенного диапазона масштабов времени, добавляя в уравнение (8.3) выражения, параметризующие влияние отдельных процессов.

Далее мы не будем останавливаться на вопросах, связанных с оценкой влияния долгопериодных процессов перемешивания за пределами ВКС в трактовке T,S-анализа водных масс. Однако некоторые соотношения и приемы, разработанные в приложениях к T,S-анализу, могут оказаться полезными для наших целей. Так, для применения в рамках приведенной выше методики расчета может оказаться полезным способ определения величины k по результатам вертикального зондирования с использованием формулы Якобсена (Краус и Тернер, 1971):

$k = \Delta z^2/8\Delta t$, или

$k/U = \Delta z^2/\Delta x$,

где $\Delta z$ – расстояние по глубине между двумя точками пересечения касательной к T,S-кривой в точке ее экстремума с другой T,S-кривой, полученной на той же вертикали через время $\Delta t$ (Рис. 8.4.); $\Delta x$ – расстояние между двумя станциями вдоль течения со скоростью U, выполненными одновременно.

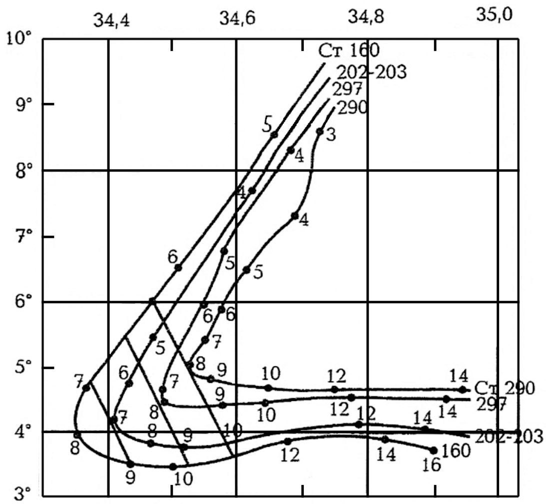



***Рис. 8.4.*** *Иллюстрация определения коэффициентов перемешивания методом Якобсена по парам T,S – кривых. Атлантический океан, данные э/с «Метеор» (Мамаев, 2000).*

С той же целью можно привести формулу Райли для расчета коэффициента обмена А:

$A = \alpha\,(\rho UL)^2/\mu,$

где $\alpha = 6{\cdot}10^{-12}$ – безразмерная константа; $\mu$ – коэффициент динамической молекулярной вязкости. Поделив обе части выражения на $\mu$, получим:

$A/\mu = \alpha\,(\rho UL)^2/\mu^2 = \alpha\,(\mathrm{Re})^2.$

Автор провел сравнение величин А, вычисленных по приведенной формуле, с «наблюденными», на самом деле тоже вычисленными с помощью сложной процедуры, подробно изложенной в его работе (Мамаев, 1970; Шумилов и др., 1973).

Вообще легко заметить, что для обозначения близких по смыслу коэффициентов, используемых для учета влияния пульсаций на формирование осредненных характеристик, применяются разные термины, затрудняющие понимание излагаемого материала. Следует дать некоторые пояснения. Мы уже говорили о том, что пульсации могут быть связаны как с взаимным проникновением взаимодействующих объемов воды, так и с волновыми движениями, при которых происходит лишь изгиб изопикнических поверхностей без обмена веществом или теплом. Однако при таком изгибе происходит обмен импульсом между слоями. Учет волновой составляющей обмена импульсом приводит к тому, что соответствующий коэффициент обмена становится более чем на порядок выше коэффициента турбулентной вязкости (Шумилов и др., 1973). В нашем случае, касающемся турбулентного теплообмена, количественная разница между коэффициентами турбулентной теплопроводности и коэффициентом обмена теплом представлена лишь контактным теплообменом и потому практически отсутствует. Однако есть еще коэффициенты динамические и кинематические, отличающиеся на множитель, равный плотности воды. Так как плотность морской воды близка по величине к единице, то эти коэффициенты различаются лишь по размерности, а по величине практически совпадают. Так, коэффициент теплопроводности имеет размерность [г/(см·сек)], а коэффициент турбулентной температуропроводности – [см$^2$/сек].

## 8.3. Конвективное перемешивание

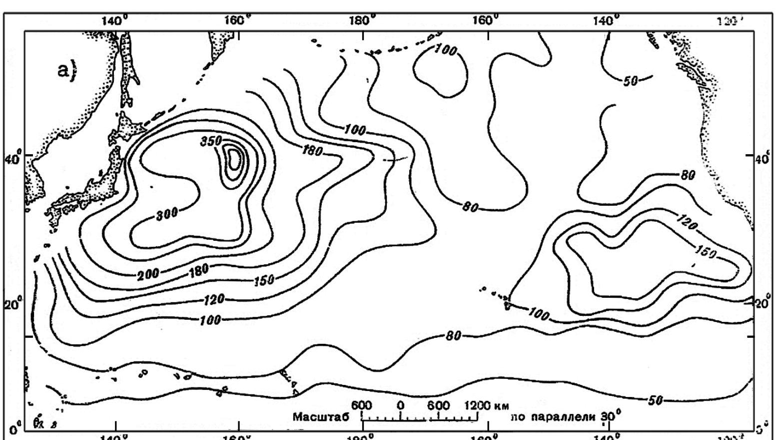
В качестве примера моделирования изменения положения нижней границы ВКС под влиянием гравитационной конвекции приведем методику, разработанную В.А. Цикуновым (Цикунов, 1958). Ограничившись рассмотрением случаев монотонного понижения температуры и повышения солености на верхней границе ВКС, он вывел систему балансовых уравнений, позволяющих получить решение поставленной задачи. В упрощенном варианте, относящемся к случаю горизонтально однородного района океана или замкнутого бассейна со слабо выраженной горизонтальной неоднородностью температуры и солености, эта система имеет следующий вид:

$$c_p\rho\,[hT - h_oT_o - \int\Theta(z)dz] = \int\Pi(t)\,dt;\ (h_o \le z \le h;\ t_o < t);$$

$$S(h,t) = 1/h\,[\,\int S_o(z)dz + \int\pi(t)dt]; \qquad (8.13)$$

$$\sigma_t(h,t) = f_1(T,S),$$

где $c_p$ – теплоемкость воды при постоянном давлении; $h(t)$, $h_o$ – текущая и начальная глубина залегания нижней границы ВКС; $T, T_o$ – текущая и начальная температура воды в ВКС; $\int\Theta(z)dz$, $(h_o \le z \le h)$ – интегральная температура в указанном слое; $\int\Pi(t)dt$, и $\int\pi(t)dt$, $(t_o \le t)$ – количество тепла и солей, уходящее через единичную площадь поверхности моря за время $t - t_o$; $S(h,t)$, $S_o(z)$ – текущая и начальная соленость в ВКС (в слое 0 – h). Решение системы уравнений (8.13) представлено в (Цикунов, 1958) в виде номограмм, способ построения которых подробно описан. Не повторяя его описания, укажем, что примеры практического использования представленного метода для расчета изменения положения нижней границы ВКС в северной части Тихого океана по осредненным данным, заимствованным из Морского Атласа, и по данным экспедиции «Норпак» представлены в (Грузинов, 1967), (Рис. 8.5.).



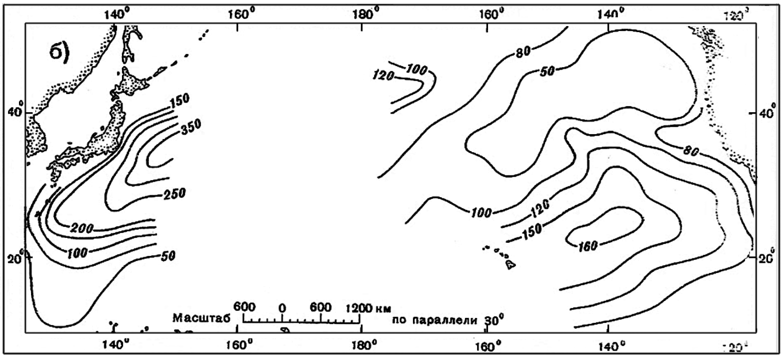



***Рис. 8.5.*** *Глубина проникновения конвективного перемешивания (м): а) – по средним данным, б) – по данным экспедиции «Норпак» (Грузинов, 1967).*

Аналогичные расчеты в зоне Субполярного фронта Северной Атлантики (Рис. 8.6.) и в тропических районах Атлантического и Индийского океанов представлены в (Грузинов, 1968) и в (Грузинов, 1966).

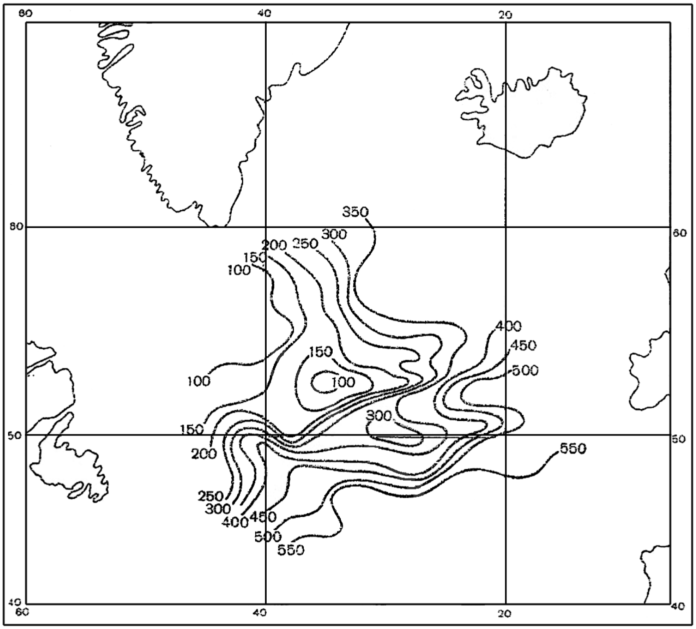



***Рис. 8.6.*** *Глубина проникновения конвективного перемешивания (м) в районе Субполярного фронта Северной Атлантики (Грузинов, 1968).*

Эти примеры дают основание полагать, что метод В.А. Цикунова, несмотря на очевидные недостатки, связанные с предположением о монотонности процессов конвекции во времени, с отсутствием формального учета вертикального турбулентного обмена и адвекции в его упрощенном варианте, можно применять для получения приближенных оценок влияния процессов гравитационной конвекции на изменение толщины ВКС.

Вслед за авторами оригинальных работ можно утверждать, что влияние гравитационной конвекции на вертикальную структуру распределения тепла и солей в верхнем слое океана значительно превосходит по интенсивности остальные гидродинамические составляющие процессов переноса. Особенно показательным в этом смысле является пример решения задачи для района Субполярного фронта в Северной Атлантике (Грузинов, 1968). Однако, судя по результатам наблюдений и расчетов, ветровое перемешивание, чередуясь с конвективным, сглаживает в районах активного действия ветра вертикальный профиль характеристик верхнего слоя, нарушая его ступенчатый характер.

При знакомстве с методами расчета конвективного перемешивания следует обратить внимание на то, что мы не моделируем сам процесс гравитационной конвекции, ограничиваясь описанием его последствий в форме балансовых уравнений. Дело в том, что существует более десятка гипотез о причинно–следственной структуре его формирования. Однако модели, позволяющей прогнозировать реально наблюдаемую структуру вертикального распределения температуры и солености (плотности) в пределах верхнего слоя океана, до сих пор не существует. Первые варианты решения задачи опирались на упрощенные представления о процессах теплообмена в ВКС. Экспериментальные исследования показали, что (Цикунов, 1958):

– основную роль в возникновении гравитационной конвекции играет холодная пленка на поверхности водоема (в том числе и пресноводного), которая образуется под действием процесса испарения;

– присутствие холодной поверхностной пленки приводит к формированию устойчивого приповерхностного инверсионного слоя, который сохраняется даже при положительном вертикальном градиенте температуры на поверхности раздела вода -воздух и при воздействии на нее ветра со скоростью вплоть до 10 м/сек;

– в инверсионном приповерхностном слое развивается микроконвекция с характерными пространственными масштабами в диапазоне 0,1–10 см;

– вертикальный градиент температуры в самой пленке и на ее нижней границе может достигать значений 0,5–2,0$^{o}$C на 1 см; коэффициент температуропроводности при этом имеет порядок $10^{-2}$–$10^{-3}$ см$^2$/сек;

– образование вихрей Лэнгмюра происходит при достижении числом Рейнольдса критического значения:

$Re_{кр} = V_o/(kf)^{1/2} \approx 200$;

– вихри Лэнгмюра представляют собой чередующиеся по направлению вращения вихри с горизонтальными осями, вытянутыми по ветру, разделенные узкими зонами дивергенции и конвергенции; вихри с правым вращением имеют больший диаметр, чем вихри с левым вращением, и более интенсивны (в северном полушарии);

– зоны конвергенции обозначены на поверхности моря полосами пены; нисходящие потоки в зонах конвергенции имеют вертикальную скорость порядка 1–3 см/сек; восходящие потоки в зонах дивергенции выражены слабее;

– вертикальный масштаб основных вихрей Лэнгмюра близок к толщине ВКС; между основными полосами могут наблюдаться менее выраженные вторичные; считается, что вертикальные размеры соответствующих им вихрей определяются глубиной залегания верхних границ вторичных слабо выраженных слоев скачка плотности.

Получается, что этот процесс, как и ветровое волнение, следует описывать с позиций теории случайных функций, однако соответствующий способ представления информации до настоящего времени не рассматривался.

Физические и прикладные аспекты теории гравитационной конвекции в океане подробно рассмотрены в монографии Н.П. Булгакова (Булгаков, 1975). В частности, показано, что длительность сохранения условий, способствующих возникновению конвекции в верхнем слое, t, должна превосходить время, необходимое для распространения конвекции до глубины нижней границы начального слоя свободной конвекции $h_o$:

$$h_o = (Ra_{кр}\, k\nu / a\Delta_o T)^{1/3}, \qquad (8.14)$$

где $a = 10^{-4}$ град$^{-1}$; $\kappa = 0{,}0013$ см$^2$/с – коэффициент молекулярной температуропроводности; $\nu = 0{,}018$ см$^2$/с – коэффициент молекулярной вязкости; $\Delta_o T$ – перепад температуры на водной поверхности; $Ra_{кр} = 657{,}5$ – критическое число Рэлея ($Ra = (\rho_1 - \rho_2)\, gh^3/\rho_o\, \kappa\nu$), $\rho_1$–$\rho_2$ – перепад плотности, соответствующий $\Delta_o T$. При этом соотношение между длительностью изменения температуры на верхней границе слоя, охваченного конвекцией, и длительностью перестройки поля температуры $t = h_o^2/\kappa$ в этом слое выражается через безразмерный критерий Фурье: $Fo = \kappa t_o/\, h_o^2 = \kappa\pi\, /\, h_o^2\omega_o$, где $\omega_o$ – частота колебаний температуры с амплитудой $\Delta_o T$. Отсюда – связь конвективного механизма с формированием температурных волн (см. выше). Время $t_o$ определяет длительность изменения температуры на поверхности конвективного слоя и не зависит от условий внутри этого слоя, так что его можно задавать произвольно. А время $t$ определяется интенсивностью перемешивания в слое. Отсюда, в частности, следует, что если $t_o < t$, то конвекция не будет развиваться ($Fo < 1$). Таким образом, конвекция выполняет роль частотного фильтра, пропускающего внутрь верхнего слоя только колебания температуры, длительность которых соответствует интенсивности перемешивания. С другой стороны, это дает возможность, задавая текущее время процесса $t$ и имея в виду (8.14), оценить потенциальную глубину проникновения конвекции:

– в случае формирования неустойчивости процессом молекулярной теплопроводности: $h^2 = 13\cdot 10^{-4}\, t$; $h_o^3 = 1538{,}55\cdot 10^{-4}/\, \Delta_o T$;

– в случае формирования неустойчивости процессом турбулентной теплопроводности ($\kappa$ заменяется на $k \sim 10^2$см$^2$/с): $h^2 \sim 10^2 t$; $h_o^3 \sim 657{,}5\cdot 10^5/\, \Delta_o T$.

Если $h < h_o$ ($t < t_o$), то конвекция развиваться не будет.

Основные положения теории гравитационной конвекции, дополненные автором, были применены в форме подробного анализа и районирования структуры верхнего слоя Тихого океана по типичным сочетаниям температурной и соленостной составляющих механизма гравитационной конвекции.

## 8.4. Ветровое перемешивание

Другой вариант приближенного решения задачи расчета ветрового перемешивания связан с использованием при анализе данных наблюдений следующего соотношения для оценки толщины слоя трения $L_w$ в океане (Тернер и Краус, 1971):

$$L_w = v_* / f,$$

где $v_* = C_z W$ – скорость трения, $C_z$ – постоянный безразмерный коэффициент, зависящий только от высоты, на которой измеряется средняя скорость ветра W, f – параметр Кориолиса. Решение, предложенное Б.Н. Филюшкиным (Филюшкин, 1968) для теплого времени года, содержит в своей основе приведенное выше соотношение для оценки толщины слоя трения с учетом вертикального потока тепла через поверхность океана. Используя многолетние данные зондирования вертикального распределения температуры в верхнем слое океана для летнего сезона (августа), он получил следующую зависимость:

$$H_o = 0{,}364\, v_*^{1{,}38}/[(Qg\alpha_T)^{0{,}19} f^{\,0{,}81}], \tag{8.15}$$

где $v_* = (\tau_o/\rho_w)^{1/2}$ – скорость трения; $\tau_o = 2{,}6 \cdot 10^{-3}\, \rho_a W^2$ – тангенциальное напряжение ветра на морскую поверхность; $\rho_a$, $\rho_w$ – плотность воздуха и воды, соответственно; Q – суммарный поток тепла через морскую поверхность; $\alpha_T = (1/\rho_w)\, \partial\rho_w/\partial\rho_\theta$ – коэффициент температурного расширения воды. Расчеты по формуле (8.15) были проведены для Тихого, Атлантического и Индийского океанов. Данные по ветру были заимствованы из атласа Мак-Дональда, а потоки тепла были взяты из атласа ГГО.

Расчеты проводились на трех меридиональных разрезах, проходящих по 150° в.д., по 170° з.д. и по 140° з.д., и показали, что глубина ветрового перемешивания возрастает с севера на юг. В западной части океана, на 55° с.ш., она равна 20 м, на 30° с.ш. – 30 м и на 10° с.ш. достигает 50 м. Аналогичная картина наблюдается и на двух других разрезах. Эта закономерность определяется географическим распределением основных параметров, входящих в формулу (8.15). Натурные данные подтверждают полученные результаты (Грузинов, 1967), (Рис. 8.7.).

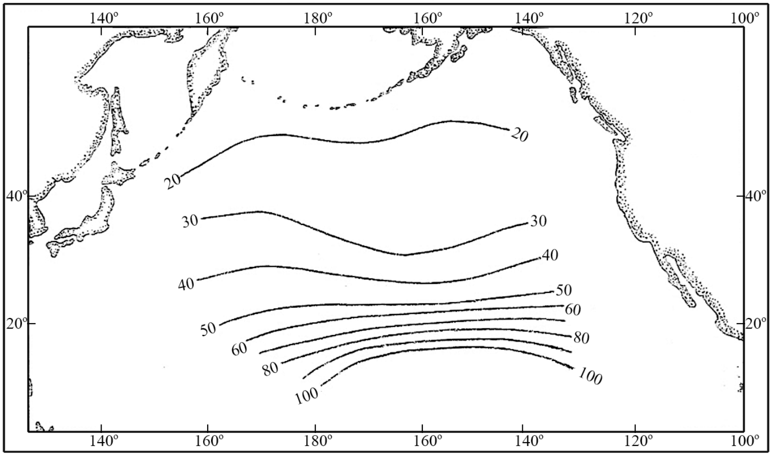



***Рис. 8.7.*** *Глубина ветрового перемешивания (м) в северной части Тихого океана по средним многолетним данным для августа (Грузинов, 1967).*

## 8.5. Методы прогноза температуры и толщины ВКС

В принципе сам по себе механизм формирования структуры верхнего слоя океана трудно разделить на турбулентную и конвективную составляющие. На самом деле обе этих составляющих в реальных условиях действуют одновременно. Поэтому в последнее время наибольшее развитие получили методы теории пограничного слоя, сформулированные на основе учета потоков кинетической энергии, тепла и массы через поверхность океана. Основные положения соответствующей теории представлены в работе (Зилитинкевич и др., 1978). К ним относятся модели двух типов: локальные модели теплового режима и глобальные модели деятельного слоя океана. В первых используются положения теории, относящиеся к локальным характеристикам пограничного слоя, во вторых – положения теории планетарного пограничного слоя. Первые применяются для прогноза внутригодовых изменений теплового состояния ВКС, а вторые – для прогноза его изменений климатического масштаба.

В моделях первого типа используются уравнение переноса тепла (модификация уравнения (8.3)) и стационарное уравнение баланса кинетической энергии турбулентности (Зилитинкевич и др., 1978):

$$\partial T/\partial t = -\,\partial Q/\partial z; \tag{8.16}$$

$$(\tau/\rho_w)\partial U/\partial z + ga_T Q + (1/\rho_w)\,\partial e/\partial z + \varepsilon = 0, \tag{8.17}$$

где первый член описывает скорость генерации турбулентной энергии за счет сдвига горизонтальной средней скорости течения U с компонентами u, v; $\tau$ – вектор вертикального потока импульса с компонентами $\tau_x$ и $\tau_y$; e – кинетическая энергия турбулентности (полусумма средних квадратов пульсационных составляющих скорости); $\varepsilon$ – удельная скорость вязкой диссипации энергии. Далее различные авторы использовали разные варианты постановки и замыкания задачи.

В качестве примера модели первого типа можно представить модель краткосрочного прогноза температуры и толщины ВКС, применяемую Гидрометцентром (Абузяров и др., 2009). Рассматриваются два слоя: ВКС и сезонный термоклин, на границе между которыми принимается условие достижения критического числа Ричардсона. Уравнения для расчета толщины ВКС и его температуры приводятся к виду:

$$\begin{gathered}\partial h/\partial t = 1/h\,[k - (Q - Q_a)/\rho C_p \Phi(h,W)];\\ \partial T/\partial t = 1/h\,[(Q + Q_a)/\,\rho C_p - \varepsilon\Phi(h,W)];\\ \Phi(h,W) = \alpha + \beta\,\exp[-\,0{,}8(\sin\varphi)^{1/2}\,h/W],\end{gathered} \tag{8.18}$$

где k – коэффициент турбулентной температуропроводности в сезонном термоклине; Q,W – суммарный вертикальный поток тепла и скорость ветра на поверхности океана; $Q_a$ – адвекция тепла дрейфовым течением; $\rho$ и $C_p$ – плотность и теплоемкость морской воды при постоянном давлении; $\alpha$, $\beta$ и $\varepsilon$ – размерные коэффициенты; функция $\Phi(h,W)$ параметризует вертикальный градиент температуры в сезонном термоклине. Адвекция тепла дрейфовым течением определяется на основе экмановских соотношений с учетом компонентов касательного напряжения ветра $\tau_{x,y}$:

$$Q_a = (C_p/f)\,(\tau_y\,\partial T/\partial x - \tau_x\,\partial T/\partial y); \tag{8.19}$$

$$\tau_{x,y} = C_d\rho_a\,W_{x,y}\,|W|, \tag{8.20}$$

где $C_d = 1{,}5 \cdot 10^{-3}$ – коэффициент трения; f – параметр Кориолиса; $\rho_a$ – плотность воздуха; $W_{x,y}$ – компоненты скорости ветра. Технология оперативного прогноза с помощью этих соотношений подробно описана в (Абузяров и др., 2009).

Существует несколько модификаций подобного подхода к расчету внутригодовых изменений теплового состояния ВКС. Удачной, например, считается модель Меллора и Дарбина (Зилитинкевич и др., 1978), в которой используются экмановские нестационарные уравнения для дрейфовых составляющих скорости и уравнения (8.16) и (8.17), причем в последнем отсутствует член с производной кинетической энергии. Кроме того, используются следующие гипотезы замыкания:

$$\tau_x/\rho_w = -\,Le^{1/2}N_M\partial u/\partial z; \quad \tau_y/\rho_w = -\,Le^{1/2}N_M\partial v/\partial z;$$

$$Q = -\,Le^{3/2}N_H\partial T/\partial z \tag{8.21}$$

$$L = (\alpha_1\textstyle\int ez\,dz)/(\int e\,dz); \quad \varepsilon = \alpha_2 e^{3/2}/L.$$

Здесь $\alpha_1$ и $\alpha_2$ – безразмерные константы; $N_M$ и $N_H$ – подобранные особым способом функции числа Ричардсона. Модель хорошо воспроизводит характерные особенности формирования термоклина (Рис. 8.8.).

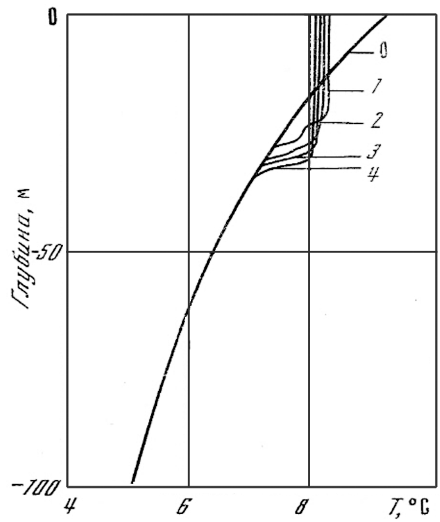



***Рис. 8.8.*** *Рассчитанная эволюция температуры под действием ветра на водную поверхность. Напряжение трения $\tau$ = 2 дин · см$^{-2}$ (Зилитинкевич и др., 1978). Цифры около кривых – значения безразмерного времени $2\pi/t$.*

На этом, собственно, и заканчивается учет вертикального перемешивания в моделях теплового состояния ВКС, поскольку считается, что на климатических масштабах его вариации связаны с влиянием адвекции и макротурбулентного обмена. В глобальных климатических моделях для описания пространственно – временной структуры деятельного слоя океана, помимо уравнений гидродинамики, используется система уравнений, в основном аналогичная следующей (Зилитинкевич и др., 1978):

$$\partial T/\partial t + \partial(T_s u)/r\cos\phi\partial\lambda + \partial(T_s v\cos\phi)/r\cos\phi\partial\phi =$$

$$(Q_s/h_aF_1)(1 + c_1F_1/F_3) - e_sc_1c_3/g\alpha_T\rho_w h_a^2F_3 + K_h\Delta T_s; \qquad (8.22)$$

$$\partial h/\partial t + \partial(hu)/r\cos\phi\partial\lambda + \partial(hv\cos\phi)/r\cos\phi\partial\phi =$$

$$-\ Q_sF_2/(T_s - T_a)F_3 + e_sc_3F_1/g\alpha_T\rho_w h_a^2F_3 + K_h\Delta h, \qquad (8.23)$$

где:

$K_h$ – коэффициент горизонтальной макротурбулентности (в практике моделирования имел порядок $10^7$ см$^2$с$^{-1}$); $\Delta$ – оператор Лапласа на сфере; $Q_s = (C_w\rho_w)^{-1}H_o$ – нормированный поток тепла непосредственно под поверхностью океана, рассчитываемый по балансовому уравнению:

$$H_o = (1 - A)F_S(0) + F_L(0) - B(T_s) - H - LE, \qquad (8.24)$$

где $F_S$ и $F_L$ – нисходящие потоки коротковолновой и длинноволновой радиации у поверхности, $B(T_s)$ – поток излучения абсолютно черного тела при температуре поверхности, H и E – вертикальные турбулентные потоки тепла и влаги, A – альбедо поверхности океана, $L$ – удельная теплота испарения; $h_a$ = 350 м – глубина нижней границы деятельного слоя; $F_1$, $F_2$ и $F_3$ – стандартные функции аргумента $\bar{h} = h/h_a$:

$$F_1 = 1 - c_1(1 - h);\ \ F_2 = (1 - h)F_1 - [1/2 - c_4h^2/2 - c_2(1 - h)^2];$$

$$F_3 = (c_1 - 2c_2)(1 - h)F_1 - c_1F_2;$$

$c_1 = 0{,}73$; $c_2 = 0{,}29$; $c_3 = 0{,}13$; $c_4 = 0{,}9$; $\rho_w$ и $\alpha_T$ – плотность и коэффициент теплового расширения морской воды.

Влияние солености и вертикальных потоков на климатическую составляющую тепловой структуры в (8.22)–(8.23) не учитываются (Зилитинкевич и др., 1978). На самом деле вертикальные потоки входят в эту систему уравнений как постоянные, не зависящие от глубины в пределах ВКС. Это вполне оправдано, если считать, что перемешивание внутри деятельного слоя происходит за время, малое по сравнению с временными масштабами моделируемого процесса.

## 8.6. Заключительные замечания

Мы кратко обсудили прикладные аспекты проблемы формирования структуры и толщины ВКС. Однако здесь есть еще одна проблема, которая активно обсуждалась в последнее время. Дело в том, что в пределах ВКС при использовании в процессе наблюдений достаточно чувствительной техники регистрируется выраженная мелкомасштабная слоистая структура в виде ступенек на вертикальном профиле температуры и даже инверсий. Сам по себе этот факт был известен давно (Зилитинкевич и др., 1978). При наличии активного вертикального перемешивания в классическом понимании этого термина такое слоистое строение ВКС было бы невозможно. Значит, конвективный механизм вертикального обмена оказывает более активное влияние на структуру деятельного слоя, чем само по себе турбулентное перемешивание. При этом он может действовать и как процесс, модулирующий турбулентный обмен, и как основной процесс. В любом случае он должен сопровождаться горизонтальным расплыванием образующихся при конвекции компактных объемов однородной воды, что способствует образованию слоистой структуры ВКС. С другой стороны, конвекция в ВКС может иметь последовательный каскадный характер, как при двойной конвекции. На границах однородных слоев основная часть кинетической энергии пульсаций должна трансформироваться в энергию внутренних волн с частотой Вяйсяля-Брента. Поскольку соответствующий учет этого механизма в практических приложениях еще не вполне сложился, его дальнейшее обсуждение опустим. В глобальных климатических моделях турбулентная диффузия в наши дни уже считается «изопикнической», т.е. действующей вдоль изолиний равной плотности. Зона действия ветра на водную поверхность имеет ограниченные горизонтальные размеры. Перемешивание в этой зоне часто сопряжено с механизмом конвекции, поскольку ветер усиливает испарение, что вызывает осолонение и охлаждение поверхности океана. В результате в зоне действия ветра температура понижается в пределах слоя, охваченного турбулентным перемешиванием. Так как зона ветрового воздействия ограничена в пространстве, одновременно на ее периферии формируется горизонтальный градиент плотности и, соответственно, течения вдоль изопикнических поверхностей. В итоге вертикальное распределение температуры выравнивается на всей прилегающей площади, а верхняя граница слоя скачка слегка заглубляется, если сила ветра была достаточной для перемешивания в пределах всего ВКС. Если ветер был слабым, то образовавшийся при перемешивании локальный вертикальный градиент плотности образует границу вторичного однородного слоя. В результате вся история вертикального перемешивания на протяжении какого–то времени будет отражена в вертикальной структуре ВКС. Такой физический механизм вертикального перемешивания постоянно приводит к формированию слоистой структуры ВКС на малых временах. При длительном осреднении температуры в ВКС ее тонкая вертикальная структура сглаживается.

В последнее время особое внимание обращается на процессы перемешивания, протекающие в периферийных районах океана. Естественно считать, что в прибрежных районах, где процессы обрушения разнообразных волн и нелинейного их взаимодействия значительно интенсивнее, вертикальное перемешивание тоже значительно интенсивнее, чем в открытых районах. Кроме того, солнечный прогрев на мелководье тоже более выражен. Похоже, что именно в прибрежных районах в основном и происходит формирование однородных верхних слоев, которые затем растекаются на больших площадях. Это особенно явно выражено в случаях, когда доминируют процессы конвективного перемешивания. С другой стороны, в ряде публикаций отмечается, что тепловые потоки разных пространственно-временных масштабов должны параметризоваться по–разному. Так, крупномасштабные процессы теплообмена не допускают параметризации, применяемой при микромасштабном теплообмене. Однако для этих целей до сих пор применяются формулы одного и того же вида. Разница только в числовых коэффициентах. Кроме того, очевидно, что обмен через фронтальные зоны осуществляется отдельными вихрями. Этот вид турбулентного обмена явно представляет собой дробный процесс, который описывается уравнением (8.3) только при длительном осреднении. Вообще параметризация потоков энергии, импульса, тепла и примесей однотипными выражениями, по всей видимости, не всегда приемлема. Кроме того, при климатическом осреднении происходит накопление эффектов, связанных, например, с тем, что взаимодействие пульсаций скорости и температуры (или концентрации примеси) происходит не в точке, а в некотором эффективном объеме и растягивается во времени на отрезок порядка лагранжева радиуса корреляции. Соответствующие оценки приведены в (Зубов, 1947). Учет этих эффектов приводит к тому, что уравнение турбулентной диффузии тепла (8.3) становится «телеграфным» уравнением, решение которого допускает существование ступенчатой структуры вертикального профиля температуры, что в принципе невозможно при использовании уравнения (8.3).

Особую сложность в решении задачи о перемешивании в ВКС представляет учет влияния бароклинных длинных волн, фаза которых должна рассматриваться как случайная величина. Амплитуда этих волн часто равна толщине ВКС, с чем связан локальный выход подстилающего холодного слоя на поверхность океана. Использование в подобных случаях нерегулярных наблюдений для определения средних параметров верхнего слоя приводит к существенным ошибкам.

# Заключение

Подводя итог проделанной работе, нам хотелось бы надеяться, что книга окажется полезной для тех, кто занят решением практических задач в области гидрометеорологического обслуживания таких отраслей хозяйства как судостроение, морское гидротехническое строительство, охрана окружающей среды морей и океанов. Именно поэтому в книге опущены теоретические построения, но основное внимание уделено краткому описанию практических методов расчета параметров морской среды с указанием области их применения и возможных ограничений. Исключение сделано только в отношении главы, посвященной описанию методов усвоения данных, наблюдений при гидродинамическом моделировании, поскольку в научной литературе трудно найти консолидированное описание соответствующей теории и методов ее практического применения.

Выбор тематики, составляющей содержание книги, продиктован степенью продвинутости работ конкретного направления исследований в практику оперативных и аналитических расчетов. В некоторых случаях учитывалась и очевидная возможность и такого продвижения. Определенную роль, несомненно, сыграло и личное мнение авторов монографии. При этом мы не стремились дать описание всех методов, пригодных для соответствующего применения.

Мы уделили особое внимание локальным моделям переноса примесей и постарались довести изложение до уровня практических рекомендаций. Эта глава, по нашему мнению, может оказаться полезной для специалистов, работающих в области охраны морской окружающей среды.

Мы надеемся, что эта книга принесет пользу как тем, кто занят решением практических проблем, связанных с прикладной океанографией, так и тем, кто хочет пополнить свои знания. Легко заметить, что каждый автор описывает материал в таком объеме и таким образом, как этого требует некоторое общее представление о предмете, сложившееся у самого автора. К сожалению, мы вынуждены отметить, что наш мир, ранее сплоченный вокруг признанных научных лидеров распался на конкурирующие группы. И это происходит при небывалом развитии средств и способов информационного обмена и обеспечения. И, вместе с тем, профессионалов в привычном понимании этого слова становится все меньше. Причину этого мы видим не только в общем кризисе, поразившем общество, но и в том, что интерес к самому предмету, как и живое общение между людьми, занятыми решением близких задач, несмотря на стремительное развитие техники и технологии, становятся все более ограниченными. Глубокие знания не удастся получить по интернету, ибо они есть продукт длительного общения. С другой стороны, в процессе обычных конференций, можно лишь обменяться информацией накоротке. Поэтому мы решили изложить некоторый объем накопленных знаний с надеждой, что они окажутся востребованными. Но, завершив свой труд, мы все еще не уверены, что сделали это оптимальным образом: слишком многое осталось за пределами содержания книги. По всей видимости, ответ на этот вопрос, как всегда, останется за читателями.

Теперь о том, что можно было сделать, но осталось вообще за пределами изложенного материала. Прикладная океанография отнюдь не ограничена описанием процессов и методов их расчета, представленными в монографии. Во-первых, морская климатология, получившая в последнее время хороший импульс развития, в нашей книге отсутствует, хотя сейчас она имеет прямое отношение к проблеме изменения климата. Сюда входят, например, исследования свойств водных масс океана и связанных с ними аномалий его теплового состояния. Это относится и к современным моделям циркуляции Мирового океана. Некоторым оправданием нашего выбора тематики разделов монографии может служить ее общая направленность на описание процессов, развивающихся преимущественно во внутренних и окраинных морях и в зоне океанского шельфа. Здесь не помешало бы описание результатов экспедиционных работ в малоисследованных районах арктического побережья и методов оценки нефтяного загрязнения при аварийных разливах нефти и нефтепродуктов. Кроме того, трудно представить себе сухое изложение методов расчета, лишенное описания его логики, которую мы и пытались представить в краткой форме. Насколько это удалось – вопрос открытый. И еще: отсутствие описания процессов, формирующихся в пределах морских устьев рек, стало чуть ли не традиционным. В какой-то мере успокаивает то, что каждая из названных тем требует своего изложения в отдельной монографии. Надеемся, что этим займутся специалисты соответствующих профилей.

## Литература

1. Абузяров З.К, Думанская И .О., Нестеров Е.С. Оперативное океанографическое обслуживание. М.: Гидрометцентр РФ. – 2009. – 287 с.

2. Алексеев Г.В. Об эффективности сглаживания и влияние дискретности рядов уровенных наблюдений при изучении составляющих колебаний уровня моря.// Труды ААНИИ. – 1970, т. 291.– С. 58–67.

3. Алексеев Г.В. Исследование статистической структуры непериодических колебаний уровня у побережья арктических морей и некоторые приложения к задаче его прогноза. – Труды Всесоюзн. конф. молодых ученых Гидрометслужбы СССР. Океанологические расчеты и прогнозы. Л.: Гидрометеоиздат. – 1972. – С. 35–41.

4. Атлас волнения северной части Атлантического океана. Обнинск /: «Артифекс». – 2009. – 77 с.

5. Атлас волнения северной части Тихого океана. Обнинск /: ОАО «ФОП». – 2010. – 80 с.

6. Багров Н.А. Аналитическое представление последовательности м етеополей посредством естественных ортогональных составляющих. // Труды ЦИПа. – 1959, вып.74. – С. 3–24.

7. Башкиров Г .С. Динамика прибрежной зоны моря. М.: Мор. Транспорт. – 1961. – 220 с.

8. Белозерский В.О. Системный четырехмерный анализ крупномасштабных полей океана// Дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Севастополь, 1988. – 159 с.

9. Белоненко Т.В., Захарчук Е.А., Фукс В.Р.. Градиентно–вихревые волны в океане. – Изд-во Санкт–Петербургского Университета. – 2004. – 212 с.

10. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов. Пер. с англ. – М.: Мир, 1971.– 408 с.

11. Беляев М.М. и др. Анализ колебаний уровня моря как вероятностного процесса. – В кн.: Колебания уровня моря. М.: Радио и связь. – 1982. – С. 94–101.

12. Беляев М.М., Рожков В.А., Трапезников Ю.А. Вероятностная модель колебаний уровня моря. – В кн.: Вероятностный анализ и моделирование океанологических процессов. Л., Гидрометеоиздат, 1984, С. 24–30.

13. Березкин Вс. А. Динамика моря. М. – Л.: Гидрометеоиздат, 1947. – 683 с.

14. Боуден К. Физическая океанография прибрежных вод. М.: Изд-во «Мир». – 1988. – 324 с.

15. Брайсон А., Хо Ю-Ши. Прикладная теория оптимального управления// М.: Мир, 1972. – 450 с.

16. Блатов А.С., Булгаков Н.П, Иванов В.А. и др. Изменчивость гидрофизических полей Черного моря. Л., Гидрометеоиздат, 1984, 238 с.

17. Бондур В.Г., Гребенюк Ю.В., Ежова Е.В. и др. Поверхностные проявления внутренних волн, излучаемых заглубленной плавучей струей. Часть I. Механизм генерации внутренних волн.// Известия РАН. Физика атмосферы и океана. – 2009. – Т. 45, №6. – С. 833–844.

18. Борисов Е.В. Оперативные методы оценки распределения концентрации загрязняющих веществ в море. // Тр. ГОИН, 1980. – Вып. 154. – С. 61–76.

19. Борисов Е.В. К теории вынужденной всплывающей струи, создаваемой постоянным единичным источником под поверхностью водоема. // Сб. статей, посвященный 100-летию со дня рождения проф. П.С. Линейкина. – М.: Триада ЛТД, 2010. – С. 369–381.

20. Бубнов В.А., Иванов Ю.А., Кошляков М.Н., Корт В.Г., Монин А. С. Об океанских вихрях на Мегаполигоне// Доклады АН СССР, 1988. – т. 301, N 6. – С. 1468–1471.

21. Булгаков Н.П. Конвекция в океане. – М.: «Наука» . – 1975. – 272 с.

22. Васечкина Е.Ф. Усвоение данных наблюдений в интегральных моделях верхнего квазиоднородного слоя океана// Дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Севастополь, 1985. – 129 с.

23. Войнов Г.Н. Приливные явления в Карском море. СПб: Изд-во Русского геогр. об-ва. – 1999. – 109 с.

24. Войцехович О.В., Цайтс Е.С. Анализ методов расчета вдольберегового течения. – Водные ресурсы, №3. – 1985. – С. 34–40.

25. Вольцингер Н.Е., Клеванный К.А., Пелиновский Е.Н.. Длинноволновая динамика прибрежной зоны. – Л: Гидрометеоиздат.– 1989.– 271 с.

26. Вудс Дж. Исследование некоторых физических процессов, связанных с вертикальным потоком тепла через верхний слой океана (пер. с англ). В сб. статей «Формирование, структура и флуктуации верхнего термоклина в океане» под ред. под редакцией В.Р.Фукса,Л., Гидрометеоиздат, 1971, С. 79–88.

27. Галкин Л.М. Решение диффузионных задач методом Монте-Карло. – М.: Наука, 1975. – 96 с.

28. Гандин Л.С. Объективный анализ метеорологических полей// Л.: Гидрометеоиздат, 1963. – 287 с.

29. Гандин Л.С. Четырехмерный анализ метеорологических полей// Л.: Гидрометеоиздат, 1976. – 61 с.

30. Герман В.Х. Исследование и расчет вероятностных характеристик экстремальных уровней моря. – Труды ГОИН, 1971, вып. 107. – 151 с.

31. Герман В.Х., Левиков С.П.. Вероятностный анализ и моделирование колебаний уровня моря. Л.: Гидрометеоиздат, 1988. – 231 с.

32. Гилл А.Е. Динамика атмосферы и океана. Т . 2. Пер. с англ. – М.: Мир.– 1986. – 415 с.

33. Глуховский Б.Х. Исследование морского ветрового волнения. Л.: Гидрометеоиздат. – 1966. – 284 с.

34. Глуховский Б.Х., Герман В.Х., Филиппов Ю.Г. Методы расчета непериодических колебаний уровня моря. Методическое письмо. – Обнинск: ВНИИГМИ – МЦД, 1975. – 96 с.

35. Гренджер К., Хатанака М.. Спектральный анализ временных рядов в экономике. М.: «Статистика». – 1972. – 312 с.

36. Грачев Ю.М. Об исходных данных для численной модели расчета синоптических вихрей// Известия ПОЛИМОДЕ, Институт океанологии АН СССР. – 1985, вып. 13.– С. 3–9.

37. Грачев Ю.М., Кошляков М.Н., Михайличенко Ю.Г. Атлас синоптических течений на полигоне ПОЛИМОДЕ// Известия ПОЛИМОДЕ, Институт океанологии АН СССР. – 1984, вып. 11, 261 с.

38. Гольдберг Г .А. О развитии моделей турбулентной диффузии с учетом реальных условий в море. // Биология моря. – 1977. – Вып. 41. – С. 48–53.

39. Горошко В.И. Турбулентная диффузия примеси в прибрежной зоне моря. Исследование изменчивости гидрофизических полей в океане.// – М., 1974. – С. 145–150.

40. Григорьев А.В. Информационные аспекты моделирования океана// Деп. ВИНИТИ СССР, 1985, N 6441–85.

41. Григорьев А.В. Модели динамики океана с условным осреднением уравнений// В кн.: Актуальные проблемы океанологии: Тез. докл. I Всесоюзн. школы–семинара. – Л.:Гидрометеоиздат, 1987. – С. 52–53.

42. Григорьев А.В. Условное осреднение уравнений в моделях динамики океана// В кн.: Тез. докл. III съезда советских океанологов. Ленинград, 1987.

43. Григорьев А.В. Численная динамико–стохастическая модель синоптической изменчивости океана, замкнутая на уровне вторых моментов// В кн: Вклад молодых ученых и специалистов в решение современных проблем океанологии: Тез. докл. III научн.-тех. конф. Крыма. Севастополь, 1988.

44. Григорьев А.В. Модели динамики океана с условным осреднением уравнений// Мор. гидрофиз. журн. – 1988. – N 5.– С. 7–14.

45. Григорьев А.В. Численные эксперименты с усвоением информации в модели движений синоптического масштаба, основанной на уравнении баланса баротропного вихря // В кн: Тонкая структура и синоптическая изменчивость морей и океанов: Тез. докл. III Всесоюзн. симпозиума. Таллинн, 1990.

46. Григорьев А.В. Простейшая численная ДСМ синоптической изменчивости океана, замкнутая на уровне вторых моментов// Мор. гидрофиз. журн. – 1990.– N 2. – С. 23–28.

47. Григорьев А.В. Численные эксперименты с усвоением информации в простейшей ДСМ синоптической изменчивости океана, замкнутой на уровне вторых моментов// Мор. гидрофиз. журн. – 1992. – N 3.– С.47–54.

48. Григорьев А.В., Грачев В.М., Харьков Б.В. Оценка эффективности усвоения данных ПОЛИМОДЕ в численной баротропной модели синоптических движений. – Морской гидрофиз. журнал, №4, 1993 г.

49. Григорьев А.В., Зацепин А.Г. Верификация численной модели динамики вод российской зоны Черного моря по данным дистанционных и контактных наблюдений. В сб. трудов международной конференции «Гидродинамическое моделирование Черного моря», Севастополь, 20–24 сентября 2011 г.

50. Грузинов В.М. К вопросу о конвективном перемешивании в зоне Субполярного фронта Северной Атлантики. // Труды ГОИНа. – Вып. 77 – 1964

51. Грузинов В.М. Определение глубины термохалинного перемешивания в тропических районах океанов.// «Океанология», Т.VI. – Вып.4. – 1966. – С. 593–597.

52. Грузинов В.М. Перемешивание вод в северной части Тихого океана. // Труды ГОИН`а. – Вып. 90. – 1967. – С. 91–103.

53. Гурецкий В.В., Данилов А.И., Ивченко В.О., Клепиков А.В. Моделирование циркуляции Южного океана// Л.: Гидрометеоиздат, 1987. – 199 с.

54. Давидан И.Н., Давидан Г.И. Сравнительная характеристика современных математических моделей ветрового волнения и их применение для решения прикладных задач.// Труды ГОИНа, – вып. 209. – 2005. – С. 107–128.

55. Девис Дж. Статистика и анализ геологических данных. Пер. с англ. – М.: Мир, 1977. – 572 с.

56. Дебольский В.К., Долгополова Е.Н., Замай О.А., Орлов А.С. Статистическое описание турбулентного движения в реках.// Водные ресурсы, – №4, – 1986. – С. 57–68.

57. Дорофеев В.Л., Тимченко И.Е., Федотов А.Б. Использование спутниковой высотометрии в задачах контроля за состоянием океана// Исследование Земли из космоса. – 1986. – N 6.– С. 3–10.

58. Дорофеев В.Л., Коротаев Г.К., Ассимиляция данных спутниковой альтиметрии в вихреразрешающей модели циркуляции Черного моря. Морск. гидрофиз. журнал, 2004, № 1, С. 52–68

59. Дуванин А.И. Приливы в море. – Л.: Гидрометеоиздат, 1960. – 381 с.

60. Еремеев В. Н., Кубряков А.И., Щипцов А.А. Расчет распространения техногенного загрязнения у Южного берега Крыма в результате аварии в Ласпинской бухте. “Глобальная система наблюдений Черного моря: фундаментальные и прикладные аспекты”, под. ред. Еремеева В.Н., Коротаева Г.К., Кубрякова А.И., МГИ, Севастополь, 2000, 45–55.

61. Ефимов В.В., Куликов Е.А., Рабинович А.Б., Файн И.В. Волны в пограничных областях океана. – Л.: Гидрометеоиздат, 1985. – 280 с.

62. Жуков Ю.Н. Кинематический анализ приливов для обеспечения прикладных задач морской деятельности России. // Тр. ГОИН. – Вып. 213. – 2011.

63. Жуков Ю.Н., Опарин А.Б., Гавриленко С.М., Федоров А.А., Чернявец В.В. Способ составления приливных карт. – Патент на изобретение № RU 2254618 C1.

64. Журбас В.М. Траектории турбулентных струй в устойчиво стратифицированной среде. // Водные ресурсы. – 1977. – № 4. – С. 165–172.

65. Замбриборщ Ф.С., Чернявский А.В, Соловьева О.Л. Влияние свала грунта в море на донные биоценозы//Гидробиологический журнал, 1982, т. XVIII, вып.1. – С. 29–36.

66. Зац В.И., Немировский М.С. Исследование затопленных струй.// Проблемы химического загрязнения вод Мирового океана. Т.2, гл.8. – Л., 1986. – С. 127–141.

67. Зац В.И., Немировский М.С., Головко В.А., Пацирева Т.Н. Основные характеристики турбулентной диффузии непрерывно распределенных красителей. // Динамика вод и продуктивность планктона Черного моря, Гл.5. – М., 1989. – С. 150–182.

68. Захаров В.Е., Смилга А.О квазиоднородных спектрах слабой турбулентности. // Журн. эксп. и теор. физики. – 1981. – т. 81. – вып. 4(10). – С. 318–326.

69. Зилитинкевич С.С., Монин А.С., Чаликов Д.В. Взаимодействие океана и атмосферы. Океанология. 1. Физика океана. Гидрофизика океана. М.: «Наука». – !978. – С. 208–329.

70. Иваненков Г.В., Удовенко А.В. Обобщение «телеграфного» уравнения с учетом эффектов памяти в применении к задачам переноса примесей в море. // Труды ГОИНа, вып. 154. – 1980. – С. 4–27.

71. Иванов В.А., Показеев К .В., Шрейдер А.А. Основы океанологии: учебное пособие. – СПб.: Изд-во «Лань», 2008. – 576 с.

72. Калман П., Фалб П., Арбиб М. Очерки по математической теории систем// М.: Мир, 1971.– 394 с.

73. Канторович Л.В., Акимов Г.П. Функциональный анализ// М.: Наука, 1977. – 742 с.

74. Каменкович В.М., Ларичев В.Д., Харьков Б.В. Численная баротропная модель для анализа синоптических вихрей в открытой области океана // Океанология. – 1981. – т.21, вып.5. – С.773–786.

75. Каменкович В.М., Ларичев В.Д., Харьков Б.В. Бароклинная квазигеострофическая модель для анализа синоптических вихрей в открытой области океана// Океанология. – 1981. – т.21, вып. 6. – С. 949–959.

76. Каменкович В.М., Ларичев В.Д., Харьков Б.В. Численные эксперименты с баротропной квазигеострофической моделью синоптических движений в открытой области океана // Океанология. – 1982. – т. 22, вып. 5. – С. 719–725.

77. Каменкович В.М., Ларичев В.Д., Харьков Б.В. Численные эксперименты с бароклинной квазигеострофической моделью локального прогноза синоптических движений // Океанология. – 1983. – т. 23, вып. 3. – С. 197–203.

78. Каменкович В .М., Ларичев В.Д., Харьков Б.В. Локальный прогноз синоптических движений в районе ПОЛИМОДЕ на основе бароклинной квазигеострофической модели// Известия ПОЛИМОДЕ, Институт океанологии АН СССР. – 1985. – вып. 14. – С. 3–11.

79. Каменкович В.М., Харьков Б.В. Локальный прогноз синоптических движений в районе ПОЛИМОДЕ на основе баротропной модели// Известия ПОЛИМОДЕ, Институт океанологии АН СССР. – 1985. – вып. 14. – С. 12–18.

80. Караушев А.В., Шварцман А.Я. Вдольбереговое перемещение наносов. – В кн.: Русловые процессы. Тр. IV Всесоюзн. гидрол. Съезда. Т. 10. Л.: Гидрометеоиздат, 1976. – С. 293–300.

81. Китайгородский С.А., Миропольский Ю.З. К теории деятельного слоя открытого океана. // – «Изв. АН СССР, серия Физ. атм. и океана», 1970, 6, №2. – С. 177–188.

82. Климонтович Ю.Л. Статистическая физика// М.: Наука, 1982. – 608 с.

83. Кляцкин В.И. Стохастический перенос пассивной примеси в случайных потоках. Известия РАН, Физика атмосферы и океана, Т.36, №2, 2000, С. 177–201.

84. Китайгородский С.А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., Гидрометеоиздат 1970. – 284 с.

85. Кныш В.В. Гидротермодинамические модели океана в алгоритме многоэлементного четырехмерного анализа гидрофизических полей // Дис. ... докт. физ.-мат. наук. – Севастополь, 1981. – 396 с.

86. Кныш В.В., Моисеенко В.А., Тимченко И.Е. Усвоение данных гидрофизических измерений в численной модели поля плотности и течений океана // В сб: Морские гидрофизические исслед., Севастополь, МГИ АН УССР. – 1978. – N 4(83). – С. 65–77.

87. Кныш В.В., Моисеенко В.А., Чернов В.В. Некоторые результаты четырехмерного анализа гидрофизических полей в Тропической Атлантике // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1988. – т. 24, № 7. – С. 744–752.

88. Колмогоров А.Н. Интерполирование и экстраполирование стационарных случайных последовательностей // Изв. АН СССР. Математика. – 1941. – т. 5, № 11. – С. 3–11.

89. Кондратьев К.Я., Мишев Д.Н. Окружающая среда и природные ресурсы по наблюдениям из космоса (к итогам симпозиума на 34-ом конгрессе Международной астронавтической федерации, Будапешт, 10–15 октября 1983 г.) // Исслед. Земли из космоса. – 1984. – № 2. – С. 3–14.

90. Коновалова И.З. Пространственная изменчивость коэффициентов турбулентной горизонтальной диффузии в прибрежной зоне. // Тр. ГОИН. – Вып. 121 – 1974. – С. 114–121.

91. Коняев К.В. Спектральный анализ случайных океанологических полей // Л.: Гидрометеоиздат, 1981. – 207 с.

92. Кочетов С.В. Расчет годового цикла состояния льда в море. Труды ААНИИ Т.307, 1973 С.17–27.

93. Коротаев Г.К. Теоретическое моделирование синоптической изменчивости океана // Киев, Наук. думка, 1988. – 160 с.

94. Коротаев Г.К., Саенко О.А., Коблински Ч. Дж., Демышев С.Г., Кныш В.В. Оценка точности, методика и некоторые результаты усвоения альтиметрических данных TOPEX/POSEIDON в модели общей циркуляции Черного моря // Исследование Земли из Космоса. – 1998. – № 3. – С. 3–17.

95. Коротаев Г.К., Еремеев В.Н. Введение в оперативную океанографию Черного моря.– Севастополь, – НПЦ "ЭКОСИ–Гидрофизика", 2006.– 382 стр., 134 рис., 28 табл.

96. Коротенко К .А. Моделирование турбулентного переноса вещества в приповерхностном слое океана. // Океанология, т.32, вып.1. – 1992. – С. 13–21.

97. Котрехов Е.П., Павлова А.В. К расчету взаимодействия прилива и штормового нагона в дельте Северной Двины. – Метеорология и гидрология, 1983, № 3, С. 79–86.

98. Краус Е. и Тернер Дж. Одномерная модель сезонного термоклина. I. Лабораторный эксперимент и его интерпретация (пер. с англ). В сб. статей «Формирование, структура и флуктуации верхнего термоклина в океане» под ред. В.Р.Фукса. Л.: Гидрометеоиздат. – 1971. – С. 44–58.

99. Кубряков А.И. Применение технологии вложенных сеток при создании системы мониторинга гидрофизических полей в прибрежных районах Черного моря. Сб. научн. тр.: Экологическая безопасность прибрежной и шельфовой зон и комплексное использование ресурсов шельфа. Вып. 11, Севастополь, 2004, 31–50.

100. Кубряков А.И., Григорьев А.В., Стефанеску С. Моделирование синоптической динамики вод в прибрежных районах Черного моря. Тезисы докладов. Международная конференция «Потоки и структуры в жидкостях». Москва, 20–23 июня, 2005 г. С. 254–256.

101. Кубряков А.И., Попов М.А. Моделирование циркуляции и распространение загрязняющей примеси в Балаклавской бухте. Морской гидрофизический журнал, Севастополь, 2005,№ 3, 49-61.

102. Ландау Л .Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. Теоретическая физика, т. VI. – М.: Наука. – 1988. – 733 с.

103. Лаппо С.С. Среднемасштабные динамические процессы океана, возбуждаемые атмосферой. М.: «Наука», 1979.– 181 с.

104. Лапшин В.Б., Лонин С.Н., Овинова Н.В., Тучковенко Ю.С. Расчет абразии берегов, эрозии и седиментации дна, транспорта наносов и взвеси в прибрежной зоне Каспийского моря. // Тр. ГОИН, Юбилейный вып. 3. – 1995. – С. 56–62.

105. Лапшев Н.Н. Расчеты выпусков сточных вод. М.: Гидрометеоиздат, 1977. – 28 с.

106. Ларичев В.Д., Федотов А.Б. Явление самоорганизации в двумерной турбулентности на бета-плоскости// Доклады АН СССР. – 1988. – т. 298, № 4.– С. 971–975.

107. Ле Блон П., Майсек Л. Волны в океане. Т. 1, 2// Пер. с англ.– М.: Мир, 1981 – Т. 1. – 480 с. – Т. 2. – 356 с.

108. Левиков С.П. Биспектральный анализ океанологических процессов. – Гидрометеорология. Сер. Океанология. Обзорная информация. – 1983. – вып. 1.– 64 с.

109. Леонтьев И.О. Прибрежная динамика: волны, течения, потоки наносов. М: ГЕОС. – 2001. – 272 с.

110. Лийс К. Статистические и статистико–динамические методы прогноза на средние сроки// В кн.: Теоретические основы прогноза погоды на средние сроки. – Л.: Гидрометеоиздат, 1979. – С. 80–105.

111. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. – М.: Наука, 1973. – 736 с.

112. Лонин С.А., Лапшин В.Б., Борисов Е.В. Расчет динамики донных отложений и взвеси в юго–восточной части Баренцева моря. // Метеорология и гидрология. – 1997. – № 11. – С. 90–98.

113. Максимчук В.Л. Применение дифференциальных уравнений динамики жидкости к теории штормовых течений. – В кн.: Динамика волновых и циркуляционных потоков. Киев: Наук. Думка, 1966. – С. 12–30.

114. Мамаев О.И. Морская турбулентность. Тексты лекций. – М.: // МГУ, Географический факультет, Кафедра океанологии. – 1970. – 204 с.

115. Мамаев О.И. Физическая океанография. Избранные труды. – М.: Издательство ВНИРО. – 2000. – 364 с.

116. Марчук Г.И., Каган Б.А. Океанские приливы. – Л.: Гидрометеоиздат. – 1977. – 296 с.

117. Матвеев Л.Т. Физика атмосферы Л., Гидрометеоиздат, 2000, – 778 с.

118. Матушевский Г.В. Современные модели расчета ветрового волнения. // Метеорология и гидрология. – 1995. – №6. – С. 51–62.

119. Миропольский Ю.З., Филюшкин Б.Н. Исследование флуктуаций температуры в верхнем слое океана в масштабах внутренних гравитационных волн. // «Изв. АН СССР, серия Физ. атм. и океана». – 7, № 7. – 1971. – С. 778–798.

120. Миропольский Ю.З., Филюшкин Б.Н., Чернышов П.П. О параметризации описания профилей температуры в деятельном слое океана. // «Океанология». X. – Вып.6. – 1970. – С. 1101–1106.

121. Монин А.С. Прогноз погоды как задача физики // М.: Наука, 1969. – 184 с.

122. Монин А.С. Уравнения турбулентного движения// Прикл. ма-тем. и механ. – 1967. – т. 31, вып. 6. – С. 1057–1068.

123. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч.1. – М.: Наука, 1965. – 639 с.

124. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика // М.: Наука, 1967. – т. 1. – 720 с.

125. Монин А.С., Каменкович В.М., Корт В.Г. Изменчивость Мирового океана. – Л.: Гидрометеоиздат, 1974. – 262 с.

126. Монин А.С., Озмидов Р.В. Океанская турбулентность. – Л.: Гидрометеоиздат, 1981. – 320 с.

127. Нелепо Б.А., Тимченко И.Е. Системные принципы анализа наблюдений в океане// Киев: Наук. думка, 1978.– 222 с.

128. Немировский М.С. К вопросу о скорости диффузии // Биология моря. – 1977. – Вып. 41. – С. 17–21.

129. Немировский М.С. Влияние скоростей течений на начальное разбавление. – Киев: Наукова думка, Биология моря, вып. 41, 1977. – С. 45–48.

130. Немировский М.С. Осредненные характеристики диффузии струй от стационарных источников. // Проблемы химического загрязнения вод Мирового океана. – Т.2. Процессы турбулентной диффузии примесей в море, гл. 6. – Л.: 1986. – С. 68–96.

131. Немировский М.С. Статистические характеристики примеси от стационарных источников. // Проблемы химического загрязнения вод Мирового океана. – Т. 2 Процессы турбулентной диффузии примесей в море, гл. 7. – Л., 1986. – С. 97–127.

132. Озмидов Р.В. Диффузия примесей в океане. – Л.: Гидрометеоиздат, 1986. – 280 с.

133. Оверстрит Р. и Рэттри М. О роли вертикальной скорости и турбулентной теплопроводности в поддержании термоклина (пер. с англ). В сб. статей «Формирование, структура и флуктуации верхнего термоклина в океане» под ред. В.Р.Фукса. Л.: Гидрометеоиздат. – 1971. – С. 8–25.

134. Пантелеев Г.Г., Яремчук М.И. К методике интерполяции данных измерений скорости течений на автоматических буйковых станциях// Океанология.– 1989.– т. 29, вып. 6. – С. 1468–1471.

135. Пановский Г.А., Брайер Г.В. Статистические методы в метеорологии. Пер. с англ. – Л.: Гидрометеоиздат.– 1972. – 209 с.

136. Педлоски Дж. Геофизическая гидродинамика // М.: Мир, 1984. – т. 1. – 398 с.

137. Пелиновский Е.Н. Нелинейная динамика волн цунами. Горький: ИПФ АН СССР. – 1982. – 226 с.

138. Пененко В.В. Методы численного моделирования атмосферных процессов// Л.: Гидрометеоиздат, 1981.

139. Пивоваров А.А. Термика океана. – Изд. МГУ. – 1979. – 208 с.

140. Поздынин В.Д. Элементы вероятностного описания мелкомасштабной турбулентности в океане. – Л.: Гидрометеоиздат, 1989. – 51 с.

141. Поплавский Р.П. Термодинамика информационных процессов// М.: Наука, 1981.

142. Праудмэн Дж. Динамическая океанография. Пер. с англ. – М.: Изд-во иностранной литературы. – 1957. – 418 с.

143. Привальский В.Е. О спектре нерегулярных колебаний уровня моря. – Труды ГОИН, 1970, вып. 103, С. 74–86.

144. Привальский В.Е. Климатическая изменчивость (стохастические модели, предсказуемость, спектры). – М.: Наука, 1985. – 183 с.

145. Путнам Дж., Манк В., Трэйлор М. Предсказание вдольбереговых течений. В кн.: Основы предсказания ветровых волн, зыби и прибоя. М.: Изд–во иностр. лит., 1951. – С. 389–402.

146. Пышкин Б.А., Максимчук В.Л., Цайтс Е.С. Исследования вдольберегового движения наносов на морях и водохранилищах. Киев: Наук. Думка. – 1967. – 142 с.

147. Рабинер Л., Голд Б. Теория и применение цифровой обработки сигналов. Пер. с англ. – М.: Мир, 1978. – 848 с.

148. Рабинович А.Б. Расчет сейш Каспийского моря. – Вестник МГУ. География, 1973, № 4, С. 116–121.

149. Рабинович А.Б. Длинные гравитационные волны в океане: захват, резонанс, излучение. СПб: Гидрометеоиздат. – 1993. – 325 с.

150. Рожков В.А. Методы вероятностного анализа океанологических процессов. Л.: Гидрометеоиздат, 1979. – 280 с.

151. Розман Л.Д. Горизонтальная диффузия дискретных трассеров в поверхностном слое моря. // Динамика вод и продуктивность планктона Черного моря. – М., 1989. – С. 121–149.

152. Роуч П. Вычислительная гидродинамика// М.: Мир, 1980. – 616 с.

153. Рюэль Д., Такенс Ф. О природе турбулентности // В кн: Странные аттракторы. – М.: Мир, 1981. – С. 117–151.

154. Самолюбов Б.И. Природные стратифицированные течения.– М.: Научный мир, 1999.– 463 с.

155. Сафронов Г.Ф. Возбуждение длинных волн в океане крупномасштабными изменениями в поле касательного напряжения ветра. М.: Гидрометеоиздат, 1985. – 107 с.

156. Сейдж Э., Мелс Дж. Теория оценивания и ее применение в связи и управлении// М.: Связь, 1976.

157. Старр В. Физика явлений с отрицательной вязкостью // М.: Мир, 1971. – 260 с.

158. Стахевич В.С., Владимирский Н.П. Руководство по обработке и предсказанию приливов. Л.: Изд–во Гидрографического управления ВМФ СССР, 1941. – 347 с.

159. Струминский В.В. Кинетическая теория турбулентных течений // Препринт N 14. – В надзаг.: АН СССР, сектор механики неоднородных сред. – М., 1985. – 55 с.

160. Субботин А.А., Гольдберг Г.А. Феноменологическая схема процесса диффузии пятен примеси в шельфовой зоне Черного моря.// Океанографические аспекты охраны морей и океанов от химических загрязнений. – М., 1990. – С. 80–83.

161. Судольский А.С. Вдольбереговые течения на отмелях водохранилища. – Тр. ГГИ, 1963, вып. 106. – С. 174–181.

162. Тареев Б.А. Динамика бароклинных возмущений в океане. – М.: Изд–во МГУ, 1974. – 187 с.

163. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях. – М.: Мир, 1977. – 431 с.

164. Тернер Дж. и Краус Е. Одномерная модель сезонного термоклина. I. Лабораторный эксперимент и его интерпретация (пер. с англ). В сб. статей «Формирование, структура и флуктуации верхнего термоклина в океане» под ред. В.Р.Фукса. Л.: Гидрометеоиздат. – 1971. – С. 26–43.

165. Тимченко И.Е. Динамико–стохастические модели состояния океана// Киев: Наук. думка, 1981. – 192 с.

166. Тимченко И.Е. Системные методы в гидрофизике океана// Киев: Наук. думка, 1988. – 239 с.

167. Тимченко И.Е., Хлопушина С.И., Белозерский В.О. Подстройка коэффициентов турбулентного обмена при усвоении данных в численных ДСМ океана// В кн.: Морские гидрофиз. исслед.: Севастополь, МГИ АН УССР. – 1982. – № 2.– С. 91–99.

168. Тимченко И.Е., Ярин В.Д., Васечкина Е.Ф. Нелинейные эффекты в динамико–стохастических моделях океана// В кн.: Теория динамических процессов в океане: Севастополь, МГИ АН УССР. – 1983. – С. 47–56.

169. Трубкин И.П. Ветровое волнение, взаимосвязи и расчет вероятностных характеристик. М.: «Научный мир». – 2007. – 263 с.

170. Трубкин И.П., Филиппов Ю.Г. Комплексная гидродинамическая модель для расчетов мезомасштабной изменчивости уровня и характеристик волнения Северного Каспия: Метеорология и гидрология, – 2005, № 8. – С. 51–58.

171. Тугеева М.С., Черноусько Ю.Л. Определение коэффициента горизонтальной турбулентной диффузии по данным наблюдений // Тр.ГОИН. – 1977. – Вып. 141. – С. 9–18.

172. Турбулентные сдвиговые течения // М.: Машиностроение, 1982. – т. 1.

173. Федотов А.Б. Генерация и распад энергонесущих когерентных вихрей в баротропном океане// Дис. ... канд. физ.-мат. наук. – Севастополь, 1988. – 118 с.

174. Филиппов Ю.Г. Некоторые численные методы определения турбулентного переноса примеси, использующие подход Лагранжа. // Тр. ГОИН. – 1977, Вып. 141. – С. 151–157.

175. Филиппов Ю.Г. Моделирование сейшевых колебаний уровня Азовского моря. // Тр. ГОИН. – Вып. 213. – 2011. С.146–154.

176. Филюшкин Б.Н. Термические характеристики верхнего слоя воды в северной части Тихого океана. // Междувед. геофиз. комитет АН СССР. «Океанологические исследования», №19. – 1968. – С. 22–69.

177. Фирсов П.В. Исследование и прогноз штормовых нагонов на западном побережье Японского моря. – М.: 1984. – 51 с. Рукопись деп. в ИЦ ВНИИГМИ – МЦД 23.01.84, № 275, ГМ – Д84.

178. Харьков Б.В. О подготовке начальных и граничных условий для прогноза синоптических движений в районе ПОЛИМОДЕ // Известия ПОЛИМОДЕ, Институт океанологии АН СССР. – 1985. – вып. 13. – С. 10–13.

179. Харьков Б.В. Синоптическая изменчивость гидрофизических полей по данным эксперимента ПОЛИМОДЕ // Известия ПОЛИМОДЕ, Институт океанологии АН СССР. – 1985. – вып. 13. – С. 20–34.

180. Цайтс Е.С., Панферова М.С., Хомицкий В.В. Исследования скоростей вдольберегового течения на отмелях днепровских водохранилищ. – В кн.: Динамика волновых и циркуляционных потоков. Вып. 2 Киев: Наук. думка, 1967. – С. 30–38.

181. Цикунов В.А. Упрощенная теория конвективного перемешивания в верхних слоях моря. – // Труды ГОИНа, – вып. 42. – 1958.

182. Шадрин И.Ф. Течения береговой зоны бесприливного моря. М.: Наука. – 1972. – 128 с.

183. Шварцман А.Я. Вопросы динамики зоны волноприбоя. – Тр. ГГИ, 1965, вып. 124. – С. 91–101.

184. Шереметевская О.И. Прогнозы непериодических изменений уровня Каспийского моря. – Метеорология и гидрология, 1964, № 9, С. 33–37.

185. Шереметевская О.И. Естественные ортогональные функции полей уровня вдоль побережья Азовского и Балтийского морей. – Труды Гидрометцентра СССР, 1973, вып. 127, С. 34–46.

186. Шилейко А.В., Кочнев В.Ф., Химушин Ф.Ф. Введение в информационную теорию систем // М.: 1985.

187. Шкудова Г.Я., Джиоев Т.З. Численная модель циркуляции и распространения примеси в глубоком бароклинном море (на примере Черного моря) // Тр. ГОИН. – 1975. – Вып. 126. – С. 92–103.

188. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя. – М.: Наука, 1974. 711 с.

189. Шумилов А.В., Косарев А.Н., Лебедев В.А. Процессы обмена на границе океан–атмосфера. – М: // Изд-во МГУ. – 1973. – 195 с.

190. Ярославцев Н.А. К вопросу о течениях в береговой зоне водохранилищ. – В кн.: Сборник работ Горьковской и Волжской ГМО. Вып. 3. – Л.: Гидрометеоиздат, 1966. – С. 36–57.

191. Aitsam A.M. The statistical characteristics of pollutant distributions // Proc. Verb. Reun. – 1974. – Vol. 167. – P. 121–124.

192. Arakava A. Computational design for long–term numerical integration of the equation of fluid motions: Two dimensional imcompressible flow. Part 1 // J. Comput. Phis. – 1966. – N 1. – P. 119–143.

193. Bennett A.F., Budgell W.P. Ocean data assimilation and the Kalman filter: spatial regularity// J. Phys. Oceanogr. – 1987. – v. 17. – P. 1583–1601.

194. Benson M.A. Use of historic data in flood frequency analysis. – Trans. Amer. Geophys. Union., 1950, vol. 31, P. 471–492.

195. Berger B.S. Velocity and vorticity correlations // Quart. Appl. Math. – 1985. – v.43, N 4. – P. 97–102.

196. Buffoni G., Griffa A. The finite–difference barotropic vorticity equation in ocean circulation modeling: basic properties of the solutions// Dynamics of tmosphere and Oceans. – 1990. – v. 15, P. 1–33.

197. Blakman D.L., Graff L. The analysis of annual extreme sea levels at certain ports in southern England. – Proc. Inst. Civ. Eng., 1978, p. 2, vol. 65, P. 339–357.

198. Blumberg A. F., Mellor G. L.. A description of a three–dimensional coastal ocean model. in *Three Dimensional Shelf Models, Coastal Estuarine Sci.,* vol.5, edited by N. Heaps, pp. 1–16, AGU, Washington, D. C., 1987.

199. Bokunievicz H.J., Gordon R.B. Deposition of dredged sediment at open water sites // Estuar. Coast. Mar. Sci. – 1980 – Vol.10. – P. 289–303.

200. Bowen A.J., Inman D.L. Nearshore mixing due to waves and wave induced currents. // Rapp. Proc. Verb. Reun. – 1974. – Vol. 167. – P. 6–12.

201. Brenner S. High–resolution nested model simulations of the climatological circulation in the southeastern corner of the Mediterranean Sea. Annal. Geophys., 21, 2003, pp. 267–280.

202. Champ M.A., Norton M.G., Devine M.F. A semi–quantative model for the assessment of dispersion at nearshore ocean dumpsites. // ICES, Contaminant Fluxes trough the Coastal Zone, paper № 59, Nantes, France, 1984. – 27 p.

203. Csanady G.T. Turbulent diffusion in the environment // Geophys. and Astrophys. Monogr. – 1972. – Vol.3 – 248 p.

204. Coastal modeling.// GESAMP Reports and Studies, №43.// IAEA, Vienna, 1991.– 191pp.

205. Defant A. Physical oceanography. – London, N.Y., Paris: Pergamon Press, 1950.– vol. 2. – 598 p.

206. Derber J.C. A variational continuous assimilation technique// Month. Weath. Rev.– 1989.– v.117, N 11.– p. 2437–2446.

207. Derber J., Rosati A. A global oceanic data assimilation system// J. Phys. Oceanogr.– 1989.– v.19, N 9.– p. 1333–1347.

208. Doodson A. Tides and storm surges in a long uniform gulf.// – Proc. Roy. Soc., 1956.– vol. 237, № 1210A, p. 325 – 343.

209. Epstein E.S. Stochastic dynamic prediction// Tellus.–1969.– v.21, N 6.– p. 739–750.

210. Fleming R.G. On stochastic–dynamic prediction// Month. Weath. Rev.– 1971.– v.99.– p. 927–938.

211. Gaspar P., Wunsch C. Estimates from altimeter data of barotropic Rossby waves in the northwestern Atlantic ocean// J. Phys. Oceanogr.– 1989.– v.19, N 12.– p. 1821–1844.

212. GESAMP Reports and Studies. № 43. Coastal modelling. // – Vienna, 1991. – 191 p.

213. Hamon B.V., Hannan E.J. Estimating relations between time series. – J. Geophys. Res., 1963, vol. 68, № 21, p. 6033 – 6042.

214. Hasselmann, K. On the nonlinear energy transfer in a gravity wave spectrum. Pt.1. General theory. // Journ. of Fluid Mech., 12. – 1962. – p. 481 – 500.

215. Hasselman K., Munk W., McDonald G.J.F. Bispectra of ocean waves. – In: Time series analysis, N.Y., Willey, 1963, p. 125 – 139.

216. Heckley W.A., Kelly G., Tiedtke M. On the use of satellite– derived heating rates for data assimilation within the tropics// Month. Weath. Rev.– 1990.– v.118, N 9.– p. 1743–1757

217. Henderson–Sellers B. A simple formula for vertical eddy coefficients under conditions of noneutral stability. // J. Geophys. Res., 1982. – Vol. 87, № C8, p. 5860 – 5864.

218. Hockney R.W. A fast direct solution of Poisson's equation using Fourier analysis// Journ. Association of Comput. Machinery.–1965.– v.12.– p.95

219. Holloway G., Hendershott M. Stochastic closure for nonlinear Rossby waves// Journ. Fluid Mech.– 1977.– v.82.– p. 4.–p.747–765.

220. Hua Lien B., McWilliams J.C., Owens W.B. An objective analysis of the POLYMODE local dynamics experiment. P. II: Streamfunction and potential vorticity fields during the intensive period// Journ. Phys. Oceanogr.– 1986.– v.16, N 3

221. Hunter J.R., OzPOM: A Version of the Princeton Ocean Model. http://www.antcrc.utas.edu.au/johunter/ozpom.html., 2002.

222. Jenkinson A.F. The frequency distribution of the annual maximum (or minimum) values of meteorological elements. – Quart. J. Roy. Met. Soc., 1955, vol. 87, p. 158 – 171.

223. Kalman R.E. A new approach to linear filtering and predication problems// ASME, Journ. Basic. Eng.– 1960.– v.82.–p.127–130.

224. Knysh V.V., Kubryakov A.I., Inyushina N.V., Korotaev G. K. 2005: Reconstruction of the climatic seasonal Black Sea circulation by means of sigma–coordinate model and assimilation of the temperature and salinity data. Ecological safety of coastal and shelf zone and complex use of their resources, Sevastopol, Vol. 12: 243–265 (in Russian).

225. Korres G., Lascaratos A., A one–way nested eddy resolving model of the Aegean and Levantine basins: implementation and climatological runs. Annales Geophysicae, 21, 2003, pp. 205 – 220.

226. Kubryakov A., Grigoriev A., Dorofeev V., Kordzadze A., Korotaev G., Martynov M., Ratner Yu., Oguz T., Stefanescu S., Trukhchev D., Fomin V.: Pilot experiment on operational functioning of the Black Sea

Nowcasting/Forecasting System. – Международная научная конференция «Современное состояние экосистем Черного и Азовского морей. Крым, Донузлав. 2005. с. 92.

227. Kubryakov A., Grigoriev A., Kordzadze A., Korotaev G., Stefanescu S., Trukhchev D., Fomin V.: Nowcasting subsystem of the circulation in the Black Sea nearshore regions. – European Operational Oceanography: Present and Future. eds. H. Dahlin, N. C. Flemming, P. Marshand and S. E. Petersson. Proceedings of the Fourth EuroGOOS International Conference on EuroGOOS, 6-9 June 2005, Brest, France, ISBN 92-894-9788-2, 605-610, 2006.

228. Kubryakov A., Korotaev G., Cordoneanu E., Dorofeev V., Fomin V., Grigoriev A., Kordzadze A., Oguz T., Ratner Yu., Trukhchev D., Slabakov H.: Nowcasting/Forecasting subsystem of the circulation in the Black Sea nearshore regions.- European Operational Oceanography: Present and Future. 2006, European Communities, 605-610.

229. Kubryakov A., Grigoriev A., Kordzadze A., Korotaev G., Stefanescu S., Trukhchev D., Fomin V.: Nowcasting/Forecasting subsystem of the circulation in the Black Sea nearshore regions.-1st Biannual Scientific Conference. Black Sea Ecosystem 2005 and Beyond . Dedicated to the 10th Anniversary of the Strategic Action Plan for Rehabilitation and Protection of the Black Sea. 8-10 May 2006, Istanbul, Turkey.

230. Kubryakov A., Korotaev G., Ratner Yu., Grigoriev A., Kordzadze A., Stefanescu S., Valchev N., Matescu R.: The Black Sea Neashore Regions Forecasting System: operational implementation. Coastal to Global Operational Oceanography: Achievements and Challenges. Proceedings of the Fifth International Conference on EuroGOOS 20-22 May 2008, Exeter, UK. EuroGOOS Office, SMHI, Norkoping, Sweden, 2010,293-296.

231. Kubryakov A. I., Korotaev G. K., Dorofeev V. L., Ratner Yu. B., Palazov A., Valchev N., Malciu V., Mateescu R., and Oguz T.: Black Sea coastal forecasting system, Ocean Sci., 8, 183-196, doi:10.5194/os-8-183-2012.

232. Kullenberg G. An experimental and theoretical investigation of turbulent diffusion in upper layer of the sea. // Inst. Fysisk Oceanografi Kobenhavn Univ. – 1974. – №25. – 240 p.

233. Kullenberg G. Entrainment velocity in natural stratified vertical shear flow // Estuar. Coast. Mar. Sci. – 1977. –Vol. 5. – P. 329 – 338.

234. Langbein W.B. Annual floods and partial duration flood series. – Trans. Amer. Geophys. Union. 1949, vol. 30, № 6, p. 879 – 881.

235. Levich E., Tzvetkov E. Helical inverse cascade in three–dimensional turbulence as a fundamental dominant mechanism in mesoscale atmospheric phenomena// Phys. Repts.– 1985.– v.118, N 1.– p.1–37.

236. Longuet – Higgins M.S. Longshore currents generated by obliquely incident sea waves. – J. Jeophys. Res., 1970, v. 75, №33, p. 6778 – 6801.

237. Longuet – Higgins M.S. Resent progress in the study of longshore currents./ In.: Meyer R.E. (Ed.). Waves on Beaches and Resulting Sediment Transport. New – York.: Acad. Press, 1972. – p. 203 – 240.

238. Malanotte–Rizzoli P., Holland W.R. Data constraints applied to models of the ocean general circulation. P. I: The Steady Case// Journ. Phys. Oceanogr.– 1986.– v.16, N 10.– p. 1665–1682.

239. McWilliams J.C., Owens W.B., Hua Lien B. An objective analysis of the POLYMODE local dynamics experiment. P. I: General formalism and statistical model selection// Journ. Phys. Oceanogr.– 1986.– v.16.– N 3.

240. Mellor G.L. and Yamada T., Development of turbulence closure model for geophysical fluid problems, *Rev. Geophys., 20, 851*–875, 1982 a.

241. Miller R.N. Toward the application of the Kalman filter to regional open ocean modeling// Journ. Phys. Oceanogr.– 1986.– v.16, N 1.– p.72–86.

242. Muellenhoff W.P. et al. Initial mixing characteristics of municipal ocean discharges. Vol. 1 / W.P.Muellenhoff, A.M.Soldate Jr., D.J.Daumgartner et al. – Newport, Oregon, 1985. – 90 p.

243. Murphy A.H., Qian Ye. Comparison of objective and subjective precipitation probability forecasts: the sufficiency relation// Month. Weath. Rev.– 1990.– v.118, N 9.– p.1783–1792.

244. Murray S.P. Trajectories and speeds of wind–driven currents near the coast. // J. Phys. Oceanogr., 1975, V. 5, №2. – p. 347 – 360.

245. Okubo A. Oceanic diffusion diagrams.// Deep Sea Res.– 1971. – Vol. 18. – p. 789 – 802.

246. Penland C. Random forcing and forecasting using principal oscillation pattern analysis// Month. Weath. Rev.– 1989.– v.117, N 10.– p.2165–2185.

247. Petersen D.P. On the concept and implementation of sequential analysis for linear random fields// Tellus.– 1968.– v.20, N 4.– p. 673–686.

248. Petersen D.P., Truske T.N. A study of objective analysis techniques for meteorological fields// Final Report, Contract E–14 –69(N). University of New Mexico. Albuquerque. 1969.

249. Pingree R.D., Le Cann, B. Three anticyclonic Slope Water Oceanic eDDIES (SWODDIES) in the Southern Bay of Biscay in 1990. // Deep–Sea Res. – 1992.– 39(7/8A).– p.1147 – 1175.

250. Proudman J. The propagation of tide and surge in an estuary. – Proc. Roy. Soc., 1955, ser. A, vol. 231, № 1184, p. 8 – 24.

251. Proudman J. Oscillation of tide and surge in an estuary of finite length. – J. Fluid Mech., 1957, vol. 2, № 4, p. 371 – 382.

252. Prych E.A. An analysis of a jet into a turbulent ambient fluid. // Water Res. Pergamon Press. – 1973. – Vol. 7. – p. 647 – 657.

253. Richardson P.L., Stommel H. Note on eddy diffusion in the sea. // J. Meteor. . – 1984. – Vol.5, № 5. – p. 489 – 497.

254. Rodenhius G.S. and U.Krszynsky. Numerical models in cooling water circulation studies: techniques, principle errors, practical applications. // Danish hydraulic institute.– Selected papers. – 1977.– p. 1–15.

255. Rossiter J.R. Interaction between tide and surge in the Thames. – Geophys. J. Roy. Astron. Soc., 1961, vol. 6, № 1, p. 29 – 53.

256. Sakawa Y. Optimal filtering in linear distributed parameter systems// Journ. Control.– 1972.– v.16, N 1.– p.115–127.

257. Talbot J.W., Talbot G.A. Diffusion in shallow seas and in English coastal and estuarine waters.// Rapp. Proc. Verb. Reun. – 1974. – Vol. 167. – p. 93 – 110.

258. Thacker W.C. Three lectures on fitting numerical models to observations// GKSS–Repts.E.– 1988.– p.1–64.

259. Thiebaux H.J., Morone L.L., Wobus R.L. Global forecast error correlation. Part I: Isobaric wind and geopotential// Month. Weath. Rev.– 1990.– v.118, N 10.– p.2117–2137.

260. Thiebaux H.J., Pedder. Spatial objective analysis with applications in atmospheric science// Acad. Press, 1987.– 299 p.

261. Thompson P.D. Some exact statistics of two–dimensional viscous flow with random forcing// Journ. of Fluid Mechanics.–1972.– v.55, N 4.– p.711–717.

262. Thompson P.D. A simple approximate method of stochastic–dynamic prediction for small initial errors and short range// Month. Weath. Rev.– 1986.– v.114, N 9.– p.1709–1715.

263. Thompson P.D. Stochastic–dynamic prediction of three–dimensional quasi–geostrophic flow// Journ. Atmospheric Scien.– 1988.– v.45, N 19.– p.2669–2679.

264. Thornton E.B., Guza R.T. Surf zone longshore currents and random waves: field data and models. // J. Phys. Oceanogr., 1986., Vol. 16, №7. – p. 1165 – 1178.

265. Tribus M. Information theory as the basis for thermostatics and hermodynamics// Journ. Applied Mech.– 1961.– N 3.– p.1–8.

266. Tzafestas. Moment equations for stochastic distributed–parameter process// Electronics Letters on International Publication.– 1970.– v.6, N 3.

267. Van de Graaf I., Van Overeem I. Evaluation of Sediment Transport Formulae in Coastal Engineering Practice.– Coast. Engng, 1979, №3. – p. 1 – 32.

268. Van Rijn L.C. Sediment transport. Pt. 2. Suspended load transport. // J. Hydraul. Eng. – 1984. – Vol. 110, № 11. – p. 1613 – 1641.

269. Wang S., Le Mehaute B. Duration of measurements and long – term wave statistics. – J. Waterway Port Coast. and Ocean Eng., 1983, vol. 109, № 2, p. 236 – 249.

270. Weidemann H. (Ed.). ICES Diffusion experiment RHENO – 1965. // Rapp. Proc. Verb. Reun. – 1973. – Vol. 163. – 111 p.

271. Weidemann H. Tracer diffusion experiments during FLEX’76. // Rapp. Proc. Verb. Reun. – 1984. – Vol. 185. – p. 39 – 66.

272. Wiener N. Extrapolation, interpolation and smoothing of stationary time series// New York, Willey and Sons, 1949.– 200 p.

273. Wroblevski A. Computation of daily mean levels of the Baltic in the Gulf of Gdansk by means of weighting functions. – Oceanology, 1977, № 7, p. 39 – 56.

274. Wroblevski A. Determination of sea water levels by the method of weighting functions in a linear system of three correlated inputs. – Archivum Hydrotechniki, 1978, № 25, z. 2, s. 159 – 172.

275. Wunsch C. The North Atlantic general circulation west of 50 W determined by inverse methods// Rev. Geophys. and Space Phys.– 1978.– v.16.– p.583–620.

276. Wunsch C., Gaposchkin E.M. On using satellity altimetry to determine the general circulation of the oceans with application to geoid improvement// Rev. Geophys. and Space Phys.– 1980.– v.18, N 4.– p.725–745.

277. Zatsepin A.G., Ginzburg A.I., Kostianoy A.G. et al. Observations of Black Sea mesoscale eddies and associated horizontal mixing // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. № C8. doi.:10.1029/2002JC001390.

# Оглавление

ISBN 978-5-9903653-3-9

9 785990 365339 >

*Научное издание*

**В.М. Грузинов,**
**Е.В. Борисов,**
**А.В. Григорьев**

Прикладная океанография

Редактор О.В. Кузнецова
Технический редактор В.С. Турышев
Корректор Д.Ю. Сергунова
Дизайн обложки М.В. Антонова

Издательство «Артифекс»,
Обнинск, тел. (48439) 4-59-62

Подписано в печать 29.06.2012. Зак. № 9143.
Формат 60x84 1/16. Бумага офсетная.
Усл. печ. л. 24. Тираж 300 экз.

Отпечатано в
ОАО «Можайский полиграфический комбинат»
143200, г. Можайск, ул. Мира, 93.
(495) 745-84-28, (49638) 20-685
www.oaompk.ru