К.Н. Федоров

тонкая термохалинная структура вод океана

К. Н. Федоров

ТОНКАЯ ТЕРМОХАЛИННАЯ СТРУКТУРА ВОД ОКЕАНА

ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ • ЛЕНИНГРАД • 1976

УДК 551.46

Монография посвящена открытому в последнее десятилетие явлению тонкого расслоения вод океана, исследованию процессов, формирующих тонкую стратификацию и определяющих ее эволюцию. Изложены методические вопросы измерения тонкой структуры вод океана. Рассматривается связь тонкой стратификации вод океана с такими важными физическими процессами, как молекулярная диффузия, конвекция, турбулентность, внутренние гравитационные волны, инерционные колебания и течения.

Рассчитана на специалистов в области физики моря и специалистов смежных областей науки.

The monograph treats the subject of the recently discovered phenomenon of fine-scale stratification in the ocean, and of those physical processes which participate in its formation and govern its evolution. Some aspects of methodology are discussed in connection with the fine structure measurements in the ocean. Complex interrelations between the fine-scale stratification of the ocean water and such important physical processes as molecular diffusion, convection, turbulence, internal gravity waves, inertial motions, and mean currents are considered.

The monograph is written for physical oceanographers and specialists in other related branches of research.

Ф $\frac{20806\text{-}035}{069(02)\text{-}76}$ 44-76

© Гидрометеоиздат, 1976 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Применение в океанологии с середины нынешнего века новой высокочувствительной зондирующей аппаратуры для измерения термодинамических характеристик морской среды привело к таким последствиям, которые по своей значимости для развития науки об океане вполне можно сравнивать с результатами применения в биологии микроскопа, изобретенного Левенгуком в XVII столетии. Чтобы охватить весь круг новых интересных явлений, сразу же открытых и все еще обнаруживаемых с помощью новой техники, на 2-м Международном океанографическом конгрессе (Москва, 1966) предлагалось назвать новое направление исследований микроокеанографией или микроокеанологией. Эти названия не привились, и вместо них все чаще и чаще в научной литературе стали говорить об исследовании океанической микроструктуры, понимая под этим все те более тонкие детали полей температуры, солености и плотности в океане, которые не могли быть обнаружены стандартными средствами, а были открыты только благодаря применению специальной техники.

Это направление исследований сложилось лишь за последние 10—15 лет, и цель данной книги — подвести некоторые итоги того, что уже сделано. При этом внимание автора направлено не на самые мелкие флуктуации термохалинной структуры, которые на протяжении последних лет использовались для изучения океанической микротурбулентности, а на элементы тонкой стратификации океана, т. е. на те элементы микроструктуры, которые имеют горизонтальное протяжение, значительно превышающее их толщину, и время жизни, существенно большее по сравнению с длительностью самих измерений.

Термин «тонкая стратификация» призван отразить важнейшую роль архимедовых сил в формировании этого класса структурных неоднородностей. Однако самые крупные структурные элементы в рассматриваемой категории, по-видимому, формируются при существенном влиянии вращения Земли, а самые мелкие испытывают на себе значительное воздействие молекулярных процессов. Эффекты сил плавучести рассматриваются в этой книге в сугубо океанологическом контексте, т. е. применительно к реальным условиям в океане, в отличие, например, от более универсального теоретико-экспериментального анализа тех же эффектов в недавно опубликованной превосходной монографии Тэрнера [232].

Фактические условия в океане намного сложнее тех, которые характеризуют даже самые сложные лабораторные эксперименты

или учитываются в теоретических решениях. Наблюдения в океане редко допускают однозначную интерпретацию и чаще всего служат основой гипотез, нуждающихся в дополнительной проверке. Если при этом учесть, что наши представления о характере и взаимосвязи структурообразующих процессов в океане непрерывно меняются в свете накапливающейся новой информации, то становится понятным, почему до сих пор не было написано ни одной книги, специально посвященной океанической микроструктуре.

Выполнение этой работы стало возможным только благодаря разработке и созданию в Институте океанологии АН СССР автоматического цифрового зонда «АИСТ». Усилиями группы научных сотрудников и конструкторов Института: О. Г. Сорохтина, В. И. Прохорова, Б. В. Шехватова, М. М. Борковского и А. Г. Волочкова [71], был создан универсальный и точный прибор, без которого отечественные исследования в указанной области были бы обречены на серьезное отставание.

Автору хотелось бы выразить благодарность ряду лиц, своим интересом и вниманием стимулировавших исследования, которые легли в основу этой книги. Профессор Генри Стоммел, чьи разносторонние интересы и плодотворные идеи известны всем, изучающим океан, первым познакомил меня с увлекательным кругом вопросов, относящихся к «микроокеанографии». Участие автора по приглашению Г. Стоммела в экспедиции на судне «Атлантис II» в 1965 г. послужило начальным толчком к дальнейшим самостоятельным работам в данной области. Плодотворные обсуждения многих сторон изучаемого вопроса с академиком А. Н. Колмогоровым, членом-корреспондентом АН СССР А. С. Мониным, профессором С. А. Китайгородским, Ю. З. Миропольским, Б. Н. Филюшкиным, К. Д. Сабининым, Н. Г. Гарничем, Н. П. Булгаковым и П. П. Гансоном, а также беседы и дискуссии во время ряда международных встреч с профессорами Уолтером Манком и Стюартом Тэрнером, докторами Вальтером Ценком, Джоном Вудсом, Стивом Торпом, Чарльзом Коксом, Майклом Греггом и Стивом Нешибой помогли автору в систематизации физических представлений о тонкой термохалинной структуре вод океана.

Тесное сотрудничество с конструкторами зонда «АИСТ» и особенно с В. И. Прохоровым позволило правильно организовать наблюдения и собрать в океане богатый оригинальный материал измерений, который лег в основу большей части иллюстраций и демонстрационного материала данной работы. Вместе с автором и В. И. Прохоровым в сборе материалов, их обработке и интерпретации принимали участие Е. А. Плахин, А. Г. Волочков, В. Н. Капустин, В. Г. Лямзина, В. П. Шевцов, М. М. Борковский, Ю. З. Миропольский, Н. Г. Гарнич, А. А. Гайдюков, Е. А. Гришенков, Т. М. Холод, А. А. Тихомирова и В. А. Зайцева. Большую помощь в подготовке текста и иллюстраций оказали Л. И. Белова, Н. И. Солнцева, Р. Х. Закирова и В. Андрушко.

Всем им автор приносит свою глубокую благодарность.

Глава 1

ВВЕДЕНИЕ

1.1. О тонкой стратификации и микроструктуре вод океана

С помощью высокочувствительных зондирующих приборов установлено, что профили вертикального распределения температуры, солености, плотности и их вертикальных градиентов в океане обладают большим количеством тонких структурных деталей, обнаруживаемых даже на больших глубинах, например 3000 м и более [181]. Несколько схематизируя картину, можно говорить прежде всего о сравнительно устойчивой во времени тонкослойной стратификации океана, в которой квазиоднородные слои («ламины») толщиной от десятков метров до нескольких сантиметров перемежаются более тонкими прослойками («листами» или «простынями» [247]) со скачками термодинамических параметров. Наиболее точные измерения [117, 118] показывают, что рассчитанные по этим параметрам профили плотности также обнаруживают присутствие тонкой стратификации.

Основываясь на ранее выполненных оценках [214] предельной толщины ламин в океане, которой они могут достигнуть путем естественного «расплывания» в стороны, можно считать, что понятие «тонкая стратификация» имеет физический смысл до толщин порядка 10 см. Это подтверждается наблюдениями Насмита [161], который зарегистрировал ламины толщиной 10 см и горизонтальным протяжением до 200 м. Насмит подозревал существование еще более тонких ламин, идентифицировать которые ему не позволила разрешающая способность измерительной аппаратуры.

Помимо тонкой стратификации в полях температуры, солености и плотности, в океане наблюдаются мелкомасштабные высокочастотные флуктуации, порождаемые микротурбулентностью. Характерные частоты этих флуктуаций выше 1 Гц, а характерные пространственные масштабы имеют сантиметровый порядок. Распределение микротурбулентности и порождаемых ею микрофлуктуаций полей температуры, солености и плотности в толще океана в значительной мере определяется тонкой стратификацией [33, 73], в формировании и эволюции которой микротурбулентность принимает активное участие, действуя вместе с молекулярной

диффузией и теплопроводностью чаще всего в направлении выравнивания термохалинных неоднородностей. Тот факт, что тонкая стратификация повсеместно и постоянно присутствует в различных формах в океане, несмотря на разрушительную работу микротурбулентности и молекулярных процессов, свидетельствует о том, что баланс термохалинных неоднородностей в нем непрерывно поддерживается за счет процессов структурообразования в области более крупных масштабов. Исследование этих процессов и составляет основное содержание книги.

Видимо, с терминологической точки зрения и по существу удобно там, где это необходимо по смыслу обсуждения, разделять все многообразие форм тонкой термохалинной структуры океана на тонкую термохалинную стратификацию и микроструктуру. Последнее название правильнее всего относить к турбулентным микрофлуктуациям рассматриваемых полей. Это разделение, как уже было указано выше, имеет четкую масштабную границу и удобно еще и тем, что для измерения и регистрации в океане для каждой из выделенных категорий используется свой класс приборов: зондирующие устройства — в первом случае, турбулиметры — во втором.

Основные сведения о зондирующих приборах, даются ниже.

1.2. Существующие приборы и их возможности

Применяемые сейчас для изучения тонкой структуры зондирующие приборы по режиму работы могут быть отнесены к следующим группам: кабельные, свободнопадающие, теряемые, ныряющие. Первые детальные наблюдения за тонкой структурой полей температуры и солености были сделаны с помощью универсальных кабельных термосолезондов типа STD (S — соленость, T — температура, D — глубина) и CTD (C — электропроводность). Наиболее известными среди них являются американские зонды фирмы «Хайтек» моделей 9006 и 9040 [216], зонд «Ховальдт» конструкции Кильского университета (ФРГ) [80] и зонды советской конструкции «АИСТ» (Институт океанологии АН СССР) и «Исток» (Морской гидрофизический институт АН УССР). Эти зонды имеют разрешающую способность по глубине в метровом диапазоне, что не позволяет использовать их для изучения самой тонкой стратификации. Зонды «Хайтек» имеют индуктивный датчик для измерения электропроводности, но ее пересчет в соленость с учетом температурной компенсации производится непосредственно в электронной схеме зондов. Хотя это качество и имеет видимость преимущества, на деле же при несовпадении фактической постоянной времени датчика температуры с запрограммированной величиной получаются ошибочные значения солености, которые не могут быть исправлены [113]. Зонды «Ховальдт», «АИСТ» и «Исток» регистрируют и выдают потребителю значения электропроводности в числе первичных данных. Пересчет их в соленость производится на ЭВМ при первичной обработке, что допускает учет динамической погрешности датчика температуры [44]. Кабель-трос у всех этих зондов служит и для передачи информации на борт судна, и для спуска и подъема зонда. Основной недостаток такой системы заключается во вредном влиянии качки корабля на равномерность спуска прибора и соответственно на качество получаемой записи и погрешности измерения [23, 177].

Подробная информация о кабельном зонде «АИСТ», с помощью которого была получена большая часть измерений, положенных в основу данного исследования, может быть найдена в [41, 71]. Приведем здесь лишь значения суммарных случайных погрешностей измерения температуры σ_T, солености σ_S и вычисления плотности σ_ρ, полученные [41] для средних условий волнения и качки судна, скорости опускания зонда, вертикальных градиентов температуры и др.:

$$\sigma_T = 0{,}024\,^\circ\mathrm{C};$$

$$\sigma_S = 0{,}028\,‰;$$

$$\sigma_\rho = 0{,}025 \cdot 10^{-3} \text{ ед. СГС.}$$

На основании этих величин и с учетом дискретизации измерений по глубине, характеризуемой минимальным интервалом давления $\Delta P = 0{,}27$ дб (эквивалентно примерно ± 27 см), нами была оценена случайная погрешность вычисления вертикального градиента плотности, которая для различных выбранных шагов вычисления оказалась равной:

для шага 1 м $0{,}033 \cdot 10^{-3}$ ед. СГС/м;
для шага 5 м $0{,}006 \cdot 10^{-3}$ ед. СГС/м;
для шага 10 м $0{,}003 \cdot 10^{-3}$ ед. СГС/м.

Сравнение этих значений со средним вертикальным градиентом плотности, наблюдаемым в океане, показывает, что в самой острой части пикноклина минимальный шаг для вычисления вертикального градиента плотности, по данным зонда «АИСТ», должен быть не менее 5 м, а в более глубоких слоях океана — не менее 10 м.

Свободнопадающие зонды имеют максимальную равномерность падения с заданной скоростью, которая при малой инерционности основных датчиков (прежде всего датчика температуры) определяет высокую разрешающую способность по глубине. В принципе только свободное падение со скоростью порядка 5—15 см/с может обеспечить в комбинации с термисторами, имеющими постоянную времени порядка 20—50 мс, разрешающую способность по глубине порядка 1 см. Ожидать того же от кабельных зондов нереально даже при отсутствии качки, так как корабельные лебедки, как правило, не рассчитаны на столь малые скорости. Режим свободного падения допускает несколько конструктивных решений. Одно из них предусматривает накопитель информации (обычно магнитофон) внутри зонда [116]. При другом информация передается

на борт по изолированному кабелю, вдоль которого скользит зонд. Сигнал в кабеле наводится индукционным кольцом, бесконтактно скользящим по кабелю [249, 252].

Теряемые зонды (ХБТ) широко употребляются в США для измерения температуры и дают результаты, по точности мало отличающиеся от батитермографа. Сигналы датчиков температуры и давления этих зондов передаются на судно по очень тонкой разматывающейся проволоке, которая на пределе рабочего диапазона глубины (до 700 м) обрывается. Деннер, Нил и Нешиба [92] применили в обычных ХБТ более чувствительные датчики температуры и получили в Арктическом бассейне интереснейшие данные о ступенчатой структуре температурной инверсии, связанной с теплой интрузией атлантических вод (раздел 5.3). Новые ХБТ теперь включают и датчики электропроводности. Имеются самолетные варианты ХБТ.

Ныряющие зонды имеют устройство, позволяющее им периодически всплывать и тонуть с заданной малой скоростью в заданном диапазоне глубин, дрейфуя одновременно с потоком воды в изучаемом слое. Первые эксперименты с подобной аппаратурой были проведены в 1967 г. [181]. Работы с ныряющей капсулой сейчас ведутся Уолтером Манком и учеными Скриппсовского института океанографии США. Описанный выше принцип измерения имеет много важных методических преимуществ.

Самая последняя тенденция в развитии зондирующей аппаратуры, наметившаяся уже в 1973—1974 гг., заключается в создании универсальных прецизионных зондирующих комплексов, которые могут работать как в кабельном, так и в свободнопадающем режиме. При этом вся первичная обработка данных, включая сортировку по глубине (давлению), отбраковку, вычисление солености, сглаживание (фильтрацию) и осреднение по выбранному интервалу давления, производится с помощью ЭВМ, включенной в бортовой комплекс. Таковы новый прецизионный микропрофилограф CTD Нила Брауна [84] и построенный на его основе свободнотонущий комплекс [246], созданные в Вудсхолском океанографическом институте США. Зонд Брауна обеспечивает случайную ошибку сглаженных значений температуры порядка $\pm 0{,}001$°C и случайную ошибку сглаженных значений солености около $\pm 0{,}002$‰.

При работах с любым зондом приходится уделять особое внимание его тарировке и контролю за ее стабильностью в полевых условиях. Указанные выше точности измерения зондом «АИСТ» обеспечивались рядом специально разработанных методических процедур [41, 46, 68]. Для достижения высокой абсолютной точности при работе прецизионным микропрофилографом Брауна [84] каждое зондирование сопровождается взятием проб и измерением температуры воды на нескольких горизонтах с помощью кассеты батометров типа «ромашки», опускаемой вместе с зондом.

Наиболее ответственным и трудоемким этапом тарировки является калибрация канала электропроводности, которая включает расчет относительной электропроводности in situ $R_{изм}$ по солености

морской воды в каждой контрольной точке с учетом температуры и давления. Путь расчета зависит от системы формул, применяемой для пересчета $R_{изм}$ в соленость при обработке данных зондирования. При калибрации желательно употреблять ту же самую систему формул. Сейчас для этой цели употребляется около десятка различных систем формул [62, 112, 193, 243], ни одна из которых не является международно признанной. В то же время имеется международное определение солености [10, 253], на основе которого составлены Международные океанологические таблицы [27]. В 1969 г. автором была разработана система упрощенных формул [62] для обычного океанического диапазона температур и соленостей (0—30°C, 33—37‰), опирающаяся на международное определение. Система формул автора и применялась при работе зондом «АИСТ» и при калибрации его канала электропроводности. Сейчас нет смысла воспроизводить здесь какую бы то ни было систему формул, так как, видимо, в ближайшее время на международной основе будет выбрана единая рекомендованная система формул, удовлетворяющая международному определению солености.

В последние годы начинают широко разрабатываться и применяться зонды для получения вертикальных профилей скорости течения с высокой разрешающей способностью по глубине [96, 180, 202, 221]. В Тихоокеанском отделении Института океанологии АН СССР* В. П. Шевцовым и А. П. Волковым разработан акустический зонд скорости течения «Кроссбим» [9, 35, 70], работающий на допплеровском принципе. Результаты измерений, выполненных с помощью этого зонда, демонстрируются и обсуждаются в главе 4. В отдельных приборах этого типа (например, «циклозонд» [96, 240, 241]) непрерывная регистрация скорости течения производится синхронно с регистрацией давления, температуры, электропроводности и скорости звука. Разрабатывается и уже применяется ряд новых зондов скорости течений, работающих на лазерном, акустическом, механическом или электромагнитном принципах.

1.3. О постановке наблюдений за тонкой термохалинной структурой вод океана

Значительная доля исследований тонкой термохалинной структуры вод океана направлена на отыскание таких критериев, на основе которых по индивидуальным или статистическим характеристикам изучаемых структур можно было бы распознавать их происхождение. Существенный прогресс в этом направлении мог бы быть достигнут путем анализа их эволюции во времени и сопоставления их пространственных и временных масштабов. Здесь, однако, мы встречаемся с той методической трудностью, что ни чисто эйлеров, ни чисто лангранжев подход к изучению локального баланса тепла, соли и количества движения в различных точках по вертикали не может быть строго соблюден при постановке наблюдений с единичного корабля.

* Ныне Тихоокеанский океанологический институт ДВНЦ АН СССР.

Обычно вертикальное зондирование термодинамических характеристик осуществляется с дрейфующего судна, причем скорость дрейфа может быть весьма значительной. Движущиеся в различном направлении слои воды переносят вместе с собой свою локальную структуру, которая по-своему меняется в горизонтальном направлении в каждом слое. Поэтому даже в строго фиксированной точке многократные зондирования не могут дать правильного представления о временно́й изменчивости структурных элементов. Следование судна за поплавками нейтральной плавучести, свободно дрейфующими в каком-либо слое, ограничивает возможность изучения временно́й изменчивости только этим слоем. Метод наблюдений с одного или нескольких кораблей в фиксированных точках с возвращением к маркировочному бую, с которого могут вестись одновременные наблюдения, налагает серьезные ограничения на частоту измерений во времени. Кабельные зонды, опускаемые на тросе с борта судна и позволяющие осуществлять повторное и многократное зондирование, имеют из-за качки корабля довольно низкую фактическую разрешающую способность по глубине (не лучше 1 м). С другой стороны, свободнопадающие зонды, которые в настоящий момент позволяют регистрировать структурные детали толщиной 1—10 см, не дают возможности получать повторные или многократные профили через малые промежутки времени, соответствующие временны́м масштабам изменчивости столь тонкой структуры.

Изучение пространственной изменчивости структурных форм с движущегося судна с помощью буксируемых устройств затруднено тем, что в большинстве случаев невозможно отличить квазистационарные горизонтальные или изопикнические неоднородности температуры или солености от нестационарного кинематического эффекта внутренних волн. Горизонтальные съемки с помощью зонда в малых горизонтальных масштабах имеют тот же недостаток, что и крупномасштабные съемки,— невозможность обеспечить синхронность наблюдений по пространству. Маневрирование нескольких судов на небольшом расстоянии друг от друга является затруднительным, опасным и дорогостоящим предприятием. Пожалуй, лишь ледяной покров в Арктике или Антарктике представляет собой идеальную платформу для проведения синхронных повторных или многократных зондирований сразу в нескольких точках, удаленных на достаточно малые расстояния друг от друга.

Остается признать, что современная методика океанологических работ оставляет нам не слишком много возможностей для такой постановки эксперимента в океане, которая сама по себе могла бы помочь отличить пространственную изменчивость от временно́й и выделить тонкие структурные особенности, связанные с реальной тонкой стратификацией, из всей совокупности структурных возмущений, многие из которых порождены случайным сочетанием нестационарных эффектов в момент измерения. В частности, особенно трудно так поставить измерения обычным кабельным зондом, чтобы избежать регистрации временны́х деформаций вертикальных профилей внутренними волнами, моды, амплитуды и периоды которых различны на разных горизонтах и a priori нам не известны.

Внутренние волны могут быть причиной и заметных «допплеровских» искажений тонкой структуры на регистрируемых профилях, когда скорость вертикального перемещения зонда близка к скорости вертикального перемещения слоев воды внутренними волнами. Последняя обычно имеет порядок 10 см/с, что достаточно близко к минимальным скоростям опускания кабельных зондов (30—40 см/с). Из сказанного не следует, однако, что в любом случае выгоднее пользоваться большими скоростями опускания зонда. Увеличение скорости зонда ведет к росту динамической погрешности [44], и хотя вредный эффект качки при этом несколько снижается, значительно возрастают искажения записи и погрешности определения солености в микроскачках температуры. Задача заключается, таким образом, в выборе оптимального режима зондирования.

1.4 Примеры из наблюдений

Для того чтобы наглядно показать, о каких структурных особенностях пойдет речь в последующих главах, ниже приводится ряд наиболее характерных примеров из наблюдений.

На рис. 1 и 2 изображены вертикальные профили температуры (A_T) и солености (A_S), полученные с помощью зонда «АИСТ» на станциях № 544 и 561 на полигоне в Тропической Атлантике в 1970 г. с борта НИС «Академик Курчатов» [39, 41, 45]. Нанесенные на эти профили дискретные результаты гидрологических серий (кружки и крестики) показывают общую степень совпадения результатов двух различных способов измерений. Однако вертикальные профили температуры ($Б_T$) и солености ($Б_S$), построенные по этим дискретным данным*, не идут ни в какое сравнение с результатами измерений зондом «АИСТ» в деталях. Хорошо видно, что многочисленные детали профилей A_T и A_S (например, обозначенные номерами *1—10*) совершенно отсутствуют на профилях $Б_T$ и $Б_S$. Рядом с профилями A_T и A_S даны названия некоторых структурных элементов в соответствии со сложившейся в литературе терминологией. Результаты зондирования, приведенные на рис. 1 и 2, особенно интересны на участке подповерхностного максимума солености (70—150 м), столь характерного для данного района Атлантики. Зонд обнаружил высокую степень расслоенности этого участка на многочисленные прослойки повышенной и пониженной солености толщиной 10—20 м. Хотя в пределах наиболее интересной части профиля батометры гидрологических серий были подвешены через 10 м, они лишь подтвердили факт расчлененности

* Профили $Б_T$ и $Б_S$ несколько сдвинуты в сторону относительно приведенных на рис. 1 и 2 масштабных шкал T и S.

слоя повышенной солености, но не обнаружили всей сложности его структуры.

Измерения малоинерционными и высокочувствительными зондами вскрыли интересную внутреннюю структуру верхнего слоя ветрового перемешивания [34], который до сих пор считался практически однородным по вертикали. На рис. 3 показаны результаты трех последовательных зондирований скорости звука зондом В. П. Шевцова в Индийском океане через интервалы 10 мин при скорости спуска 2 м/с, демонстрирующие стабильность ряда элементов микроструктуры в течение этого времени. Пунктиром на рис. 3 показан изотермический вертикальный градиент скорости звука при постоянной солености. Наибольший пик скорости звука в слое толщиной около 8 м может быть интерпретирован как температурная инверсия с повышением температуры около 0,03—

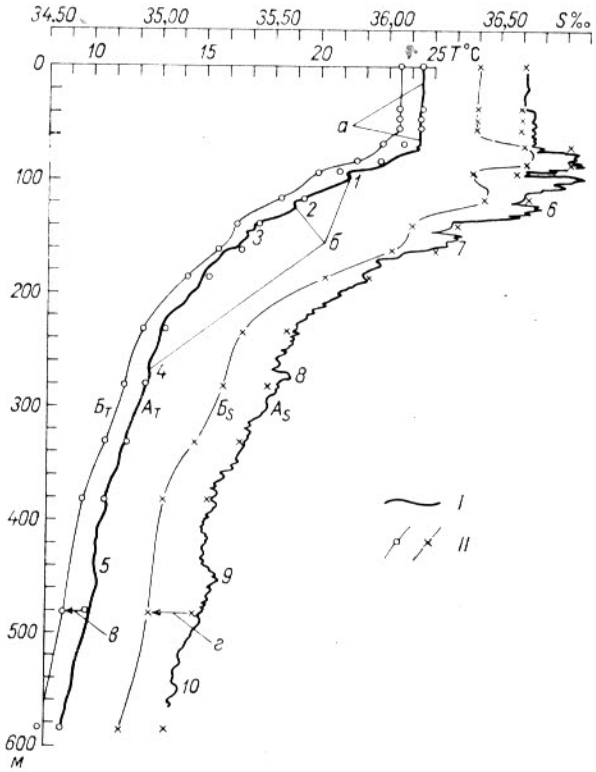


Рис. 1. Сравнение вертикальных профилей температуры и солености, полученных с помощью зонда «АИСТ» (*I*) и с помощью учащенной гидрологической серии (*II*). Зондирование было проведено за 20 мин до серии. Станция № 544, 13/VI 1970 г. Тропическая Атлантика.

а — квазиоднородный слой; *б* — инверсии *T*°C; *в* — сдвинуто на 1°C; *г* — сдвинуто на 0,2‰.

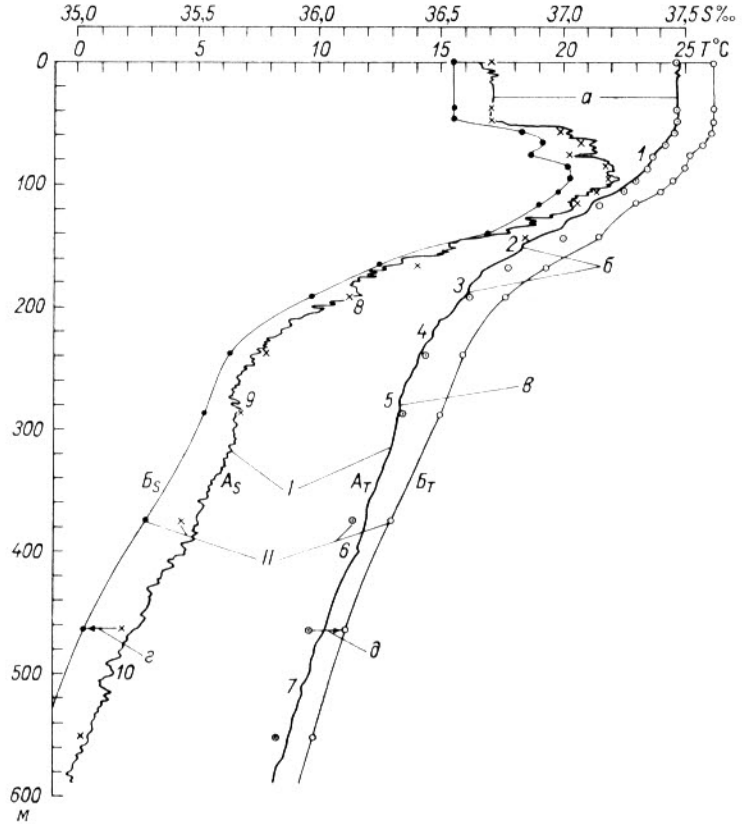


Рис. 2. Сравнение вертикальных профилей температуры и солености, полученных с помощью зонда «АИСТ» (*I*) и с помощью учащенной гидрологической серии (*II*). Серия выполнена примерно за 1 ч до зондирования. Станция № 561, 2/VII 1970 г. Тропическая Атлантика.

а — квазиоднородный слой; *б* — ступенька; *в* — инверсия *T*°C; *г* — сдвинуто на 0,15‰; *д* — сдвинуто на 1,5°C.

0,04°C, если учесть компенсационный вклад солености порядка 0,01—0,02‰. Такие мелкие, но устойчивые неоднородности верхнего слоя до этих наблюдений известны не были. Они могут быть связаны с явлением «боковой конвекции» [214], подтверждение чего следует искать путем вертикального зондирования скорости течений (раздел 5.2).

Рисунок 4, заимствованный из работы Грегга и Кокса [117], демонстрирует тонкую структуру в слое 210—335 м в Тихом океане у побережья Калифорнии, зарегистрированную с помощью свободнопадающего зонда MSR [116]. Левая половина чертежа (рис. 4 *а*) изображает профили температуры, солености и условной потенциальной плотности σ_θ в функции глубины. Там же (справа) даны профили гидростатической устойчивости в виде квадрата частоты

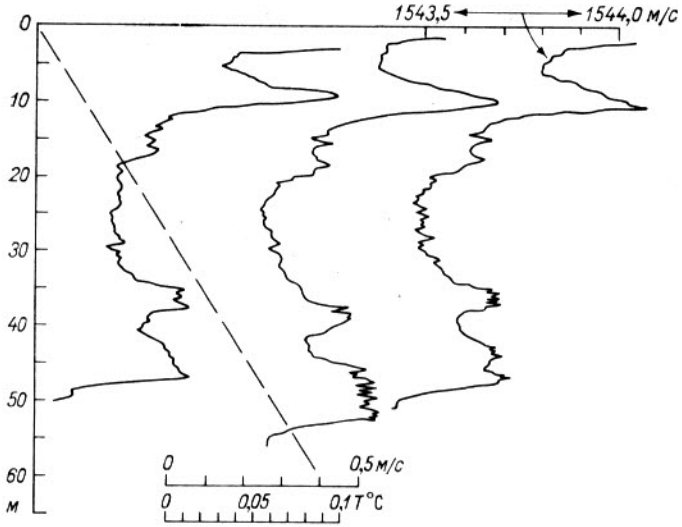


Рис. 3. Микроструктура верхнего квазиоднородного слоя океана, обнаруженная с помощью зонда скорости звука В. П. Шевцова в Индийском океане. Станция № 486, 3/III 1972 г.

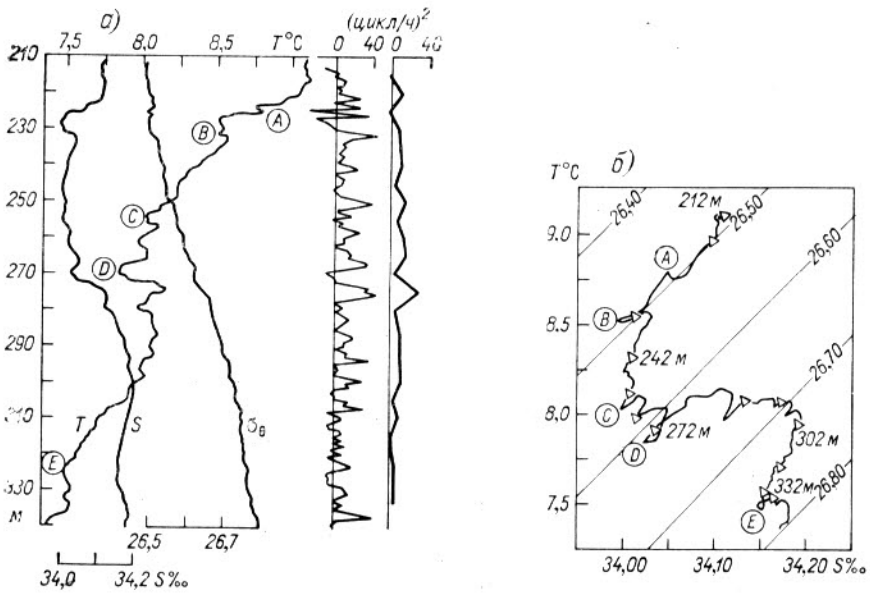


Рис. 4. Результаты вертикального зондирования с помощью свободно-падающего регистратора микроструктуры Кокса (*а*) и те же результаты на *T*, *S*-диаграмме (*б*).

Вяйсяля в (цикл/ч)^2. Последние два профиля построены с шагом осреднения в 84 см и 5 м, для того чтобы показать влияние шага осреднения на вычисляемые значения устойчивости (см. разделы 1.2 и 4.7). Правая половина чертежа (рис. 4 *б*) изображает те же самые данные на *T*, *S*-диаграмме. Заметим, что в окрестностях точек *A*, *B*, *D* и *E* наблюдаются инверсии потенциальной плотности. Тщательная проверка, проведенная Греггом и Коксом, показывает, что эти инверсии вполне реальны (см. также раздел 4.7).

Быстрота работы современными термосолезондами дала возможность проводить пространственные съемки с расстояниями 1—3 мили между зондированиями. Это позволило обнаруживать горизонтальные неоднородности солености и температуры в верхнем квазиоднородном слое [214] и оконтуривать в пространстве отдельные, наиболее характерные неоднородности термохалинного поля [41, 63, 65]. Оказалось, что инверсии температуры в термоклине занимают довольно четко ограниченные области (рис. 5), поперечные размеры которых находятся в пределах 5—20 км при толщине 5—20 м. Изображенная на рис. 5 инверсия температуры легко опознавалась на 13 станциях в диапазоне глубин 140—170 м в пределах очерченного контура, хотя ее максимальная температура и величина повышения температуры с глубиной (показаны изолиниями внутри контура) менялись от точки к точке.

Методом микросъемок удалось установить, что в открытом океане в основном термоклине часто встречаются горизонтальные неоднородности полей температуры и солености с градиентами порядка нескольких десятых градуса и промилле на 1 км и более [63]. Такие неоднородности часто оказываются изопикнически взаимно скомпенсированными. Иногда они носят характер термохалинных фронтов.

На рис. 6 *а* показана зона высоких градиентов температуры и солености на изопикнической поверхности $\sigma_t = 25{,}00$, представляющая собой настоящий узкий термохалинный фронт. Ширина фронта на этой поверхности составляет всего 2—3 мили. На разрезе (рис. 6 *б*) фронт в поле температуры имеет наклон 4/1000 к горизонту. Для правильной оценки этого наклона все глубины при построении разреза отсчитывались от изопикны $\sigma_t = 24{,}76$, соответствующей нижней границе верхнего однородного слоя. Максимальный изопикнический градиент температуры поперек фронта на разрезе достигает 0,5°С на милю. С помощью термосолезонда зарегистрирована характерная инверсионная структура фронта (заштрихованные слои на рис. 6 *б*), которую нельзя было бы обнаружить с помощью стандартных гидрологических серий. Своими характеристиками этот фронт, обнаруженный на полигоне в Тропической Атлантике в июле 1970 г., очень похож на многие другие, описания которых появились в литературе за последнее время [138, 142, 184, 192, 201]. С такими фронтами, как правило, связаны особенно сложные вертикальные профили температуры и солености, изобилующие структурными особенностями различных масштабов. Тонкая термохалинная структура океана очень сложна и

в области крупномасштабных квазистационарных океанических фронтов [131, 158—160].

Есть все основания считать, что океанические фронты играют важнейшую роль в преобразовании крупномасштабных и мезомас-

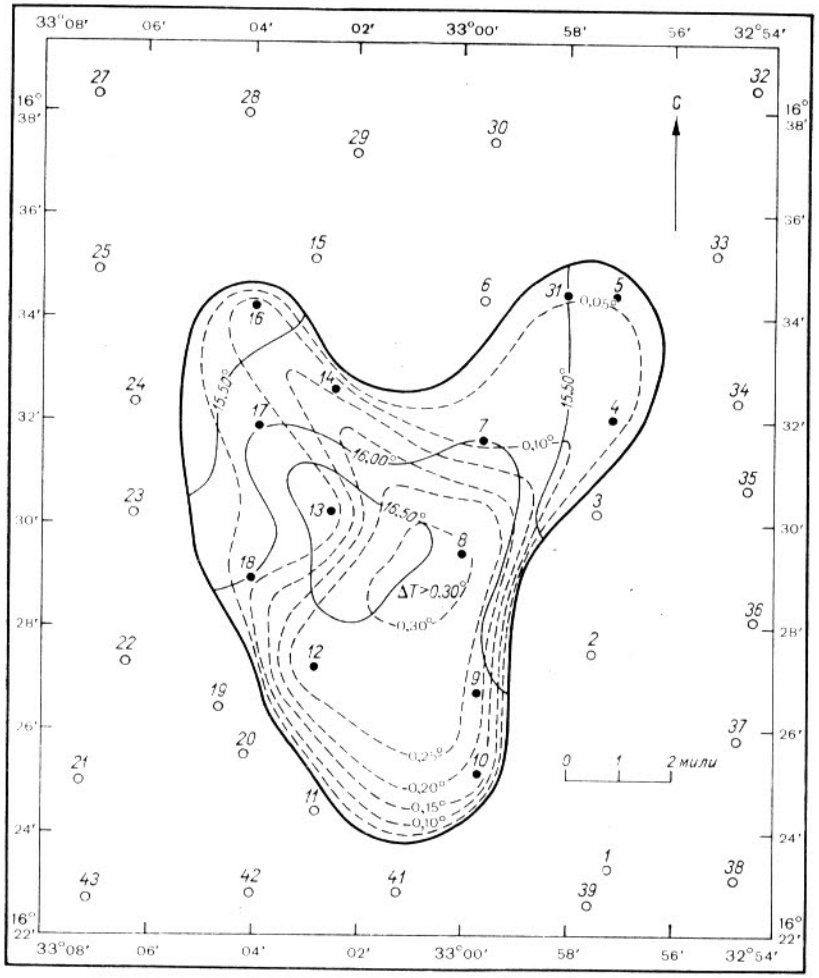


Рис. 5. Приблизительные контуры температурной инверсии и распределение в ней величин максимальной температуры и повышения температуры в инверсионном слое, по данным 1-й «микросъемки» 20—21/IV 1970 г. на полигоне в Тропической Атлантике.

штабных горизонтальных неоднородностей термохалинного поля в тонкую термохалинную стратификацию, являясь, таким образом, своего рода поставщиками тонкой вертикальной структуры гидрофизических полей в широком спектре пространственно-временных масштабов [250].

Наблюдения за эволюцией тонкой термохалинной структуры во времени сравнительно немногочисленны. Причина здесь кроется в трудностях, уже отмечавшихся выше. Те сведения, которые публиковались [65, 127], хотя и интересны сами по себе, легко могут породить одностороннюю интерпретацию, о чем предупреждал еще Калле [136]. Чтобы избежать этого, необходимо дополнять сведения о временно́й эволюции вертикальной структуры в фиксированной точке информацией о пространственной неоднородности и

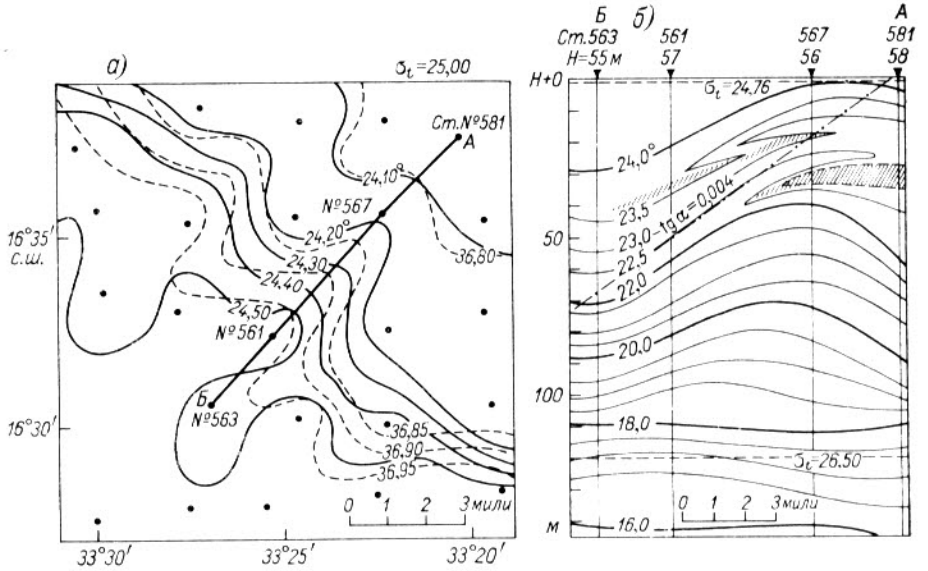


Рис. 6. Термохалинный фронт в районе полигона в Тропической Атлантике (*а*), по данным 2-й «микросъемки» 2—3/VII 1970 г., и разрез через фронт по линии *АБ* (*б*) (см. *а*).

изменчивости термохалинного поля в окрестностях точки наблюдений. Именно этого и недоставало в ранее опубликованных данных.

С другой стороны, если известна физическая природа наблюдаемой тонкой стратификации, сведения об эволюции вертикальных профилей в точке, дополненные другими физическими измерениями (например, измерениями течений), могут дать полезную информацию о пространственной неоднородности термохалинного поля (см. разделы 3.2 и 4.3). Именно поэтому автор придавал большую важность многократному зондированию наиболее интересных слоев через заданные промежутки времени. Некоторые примеры наблюдавшейся при этом эволюции являются поразительными по характеру и масштабам обнаруженной изменчивости. Так, на ст. № 496* в Индийском океане НИС «Дмитрий

* Координаты ст. № 496: 10° 59′ с. ш., 55° 46′ в. д.

Менделеев» с интервалом 3—4 мин зондировался слой 720—850 м, где наблюдалась мощная интрузия теплых и соленых вод красноморского происхождения из Аденского залива (рис. 7). Опознать происхождение этих вод удалось, пользуясь классификацией и T, S-диаграммой Рошфорда [188]. Интрузионный слой на профилях I—X расчленен на две части ($Б$ и $В$), сопровождающиеся инверсиями температуры 0,61 и 0,17°С, компенсированными соответствующим повышением солености в каждом случае. В течение нескольких минут после серии X в верхней части интрузионного слоя появилась и начала быстро расти новая интрузионная прослойка

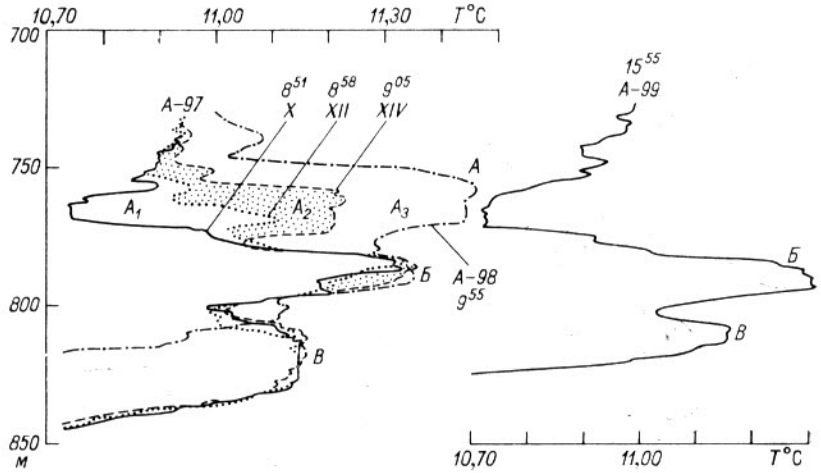


Рис. 7. Изменение вертикального профиля температуры в интрузионном слое красноморской воды в Аравийском море.

(A). К моменту серии XIV инверсия температуры в ней достигла 0,31°С. Таким образом, вертикальные профили $T(z)$ и $S(z)$, которые за предшествовавший час не претерпели почти никаких существенных изменений, радикально изменились за промежуток времени всего лишь 5—10 мин. Причиной этого, видимо, явился приход новой линзы красноморской воды на вертикаль наблюдений. Учитывая то, что корабль при этом дрейфовал со скоростью около 0,5 узла (25 см/с), что в 4—5 раз превышает обычную скорость течения на глубине 700—800 м, наиболее вероятный горизонтальный градиент температуры на границе этой линзы должен был быть не менее 0,3—0,4°С на 100 м. Этот градиент намного превышает те, о которых чаще всего сообщалось в литературе в связи с локальными океаническими фронтами (см. ссылки на стр. 16), и особенно поразителен, поскольку имел место на сравнительно больших глубинах и в слое всего лишь около 20 м толщиной.

Заметим, что пятью сутками ранее в этой же точке наблюдались лишь сравнительно слабые интрузионные прослойки, расположенные на других горизонтах, а наиболее сильные термические

инверсии (до 0,8—0,9°С) были обнаружены тогда в другой точке, удаленной от ст. № 496 на 46 миль к юго-востоку.

Приведенные выше примеры подчеркивают необходимость систематизации наших знаний не только о характере, но и о наблюдающихся пространственных и временны́х масштабах тонких структурных особенностей полей температуры и солености в океане.

1.5. Вертикальные, горизонтальные и временны́е масштабы тонкой структуры вод океана

О пространственных масштабах и соответствующих им временны́х масштабах различных структурных особенностей термохалинного поля пока известно очень мало. Далеко не всегда вертикальные зондирования в океане носили систематический характер, позволявший проследить непрерывность тех или иных структурных деталей в пространстве или во времени. В тех случаях, когда измерения были заранее спланированы с учетом поставленной задачи, удавалось получить желаемую информацию, которую, однако, всегда приходилось интерпретировать с учетом несовершенства методики измерений (см. раздел 1.3). Совершенно ясно (и это подтверждено для более крупных масштабов; см., например, [196]), что характерные временны́е масштабы (например, время жизни отдельных неоднородностей) тесно связаны с соответствующими пространственными масштабами.

1.5.1. Характерные пространственные масштабы тонкой структуры

Уже накопилось достаточно сведений, позволяющих судить о пространственных масштабах тонких структурных особенностей полей температуры и солености в океане [29, 38, 41, 64, 65, 91, 119, 161, 170 и др.]. Оценки автора, выполненные на основе известных наблюдений [64], показывают, что соотношение характерных вертикальных H и горизонтальных L размеров отдельных элементов тонкой стратификации обладает довольно высокой степенью постоянства в широком диапазоне масштабов. Средний порядок соотношения H/L, равный 10^{-3}, соответствует теоретическим предсказаниям Гарретта и Манка [111], сделанным на основе анализа процессов перемешивания за счет сдвиговой неустойчивости внутренних гравитационных волн. Результаты оценок автора сведены в табл. 1. Заметим, что наибольшие отклонения от средних значений H/L обнаруживают наиболее толстые квазиоднородные слои, а также «листы» и слои, связанные с дифференциально-диффузионной конвекцией [166]. Подавляющее большинство этих отклонений соответствует еще более значительному превышению горизонтальных масштабов над вертикальными, так что отношение H/L имеет тенденцию в указанных случаях приближаться к 10^{-4}. Интересно отметить, что данные, содержащиеся в табл. 1, не подтверждают соотношения $H/L=10^{-2}$, предсказанного Вудсом [250] для тонкой структуры, порождаемой геострофической турбулентностью.

Таблица 1

Структурный элемент	Характерный вертикальный масштаб (толщина) H м	Характерный горизонтальный масштаб (поперечник) L м	Соотношение H/L	Источник информации	Примечание
1. Квазиоднородные слои и «ламины»	30—40	$(180 \div 250) \cdot 10^3$	$1{,}6 \cdot 10^{-4}$	[38]	В слое 300—400 м
	10—20	$(30 \div 50) \cdot 10^3$	$(0{,}3 \div 0{,}4) \cdot 10^{-3}$	[38]	В слое 100—300 м
	10—15	$100 \cdot 10^3$	$(1{,}0 \div 1{,}5) \cdot 10^{-4}$	[29]	В слое 50—500 м
	2—30	$(2 \div 20) \cdot 10^3$	$(1 \div 1{,}5) \cdot 10^{-3}$	[214]	
	15	$13 \cdot 10^3$	$1{,}2 \cdot 10^{-3}$	[161]	
	1—2	$1{,}5 \cdot 10^3$	$(0{,}7 \div 1{,}3) \cdot 10^{-3}$	[161]	
	0,1	$0{,}2 \cdot 10^3$	$0{,}5 \cdot 10^{-3}$	[161]	
	2,5	$17 \cdot 10^3$	$1{,}5 \cdot 10^{-4}$	[166]	Дифференциально-диффузионная конвекция
2. Микроскачки температуры («sheets»)	1,0	$0{,}75 \cdot 10^3$	$1{,}3 \cdot 10^{-3}$	[170]	В слое 0—100 м
	0,1—3,5	$0{,}2 \cdot 10^3$	$0{,}5 \cdot 10^{-3} \div 1{,}75 \cdot 10^{-2}$	[170]	В слое глубже 400 м
	0,1	$(0{,}05 \div 0{,}2) \cdot 10^3$	$(0{,}5 \div 2{,}0) \cdot 10^{-3}$	[91]	Дифференциально-диффузионная конвекция
	0,1—0,15	$17 \cdot 10^3$	$(0{,}6 \div 0{,}9) \cdot 10^{-5}$	[166]	
3. Инверсии температуры	10—100	$(5 \div 10) \cdot 10^3$	$10^{-3} \div 10^{-2}$	[119]	
	5—20	$(5 \div 20) \cdot 10^3$	10^{-3}	[70]	
	5—10	„несколько миль"	10^{-3}	[170]	
4. Адвективные изаномалии	10—20	$(10 \div 15) \cdot 10^3$	10^{-3}	[41]	См. раздел 3.2

1.5.2. О предельных размерах микроструктуры

Представляет интерес оценить предельные (минимальные) размеры микроструктурных неоднородностей полей температуры и солености в океане на основе современных представлений о турбулентности, вязкой диссипации, теплопроводности и диффузии. Эти оценки должны базироваться на величине колмогоровского (внутреннего) масштаба длины локально-изотропных турбулентных возмущений поля скорости в вязкой несжимаемой жидкости $\eta = \left(\frac{\nu^3}{\varepsilon}\right)^{1/4}$ [22], где ν — кинематическая вязкость, ε — средняя скорость диссипации кинетической энергии возмущений скорости потока. Физический смысл этого масштаба заключается в том, что вследствие вязкой диссипации в турбулизованной жидкости не могут существовать неоднородности поля скорости с линейными масштабами $l \ll \eta$. Согласно экспериментальным данным [37], естественная граница между инерционным интервалом и вязкой подобластью спектра возмущений поля движения лежит в области масштаба $l_0 = \alpha_0 \eta$, где коэффициент α_0 имеет порядок 10. Именно масштаб l_0 определяет минимальные размеры тех возмущений поля движения, которые еще не подвержены влиянию вязкой диссипации, так как при всех $l < l_0$ возникающие неоднородности активно разрушаются молекулярной диффузией импульса.

Из теории турбулентности [78, 220] следует, что в морской воде, где коэффициенты молекулярной температуропроводности (k_T) и диффузии соли (k_S) существенно меньше кинематической вязкости ν, т. е. при числах Прандтля $\mathrm{Pr} = \frac{\nu}{k_T}$ и Шмидта $\mathrm{Sc} = \frac{\nu}{k_S}$, намного * превышающих единицу, внутренние масштабы возмущений температуры η_T и солености η_S должны быть меньше η:

$$\eta_T = \eta \left(\frac{k_T}{\nu}\right)^{1/2} \quad \text{и} \quad \eta_S = \eta \left(\frac{k_S}{\nu}\right)^{1/2}.$$

По аналогии с полем скорости можно принять, что $l_T = \alpha_T \eta_T$ и $l_S = \alpha_S \eta_S$, где α_T и α_S имеют также порядок 10, что согласуется с формой экспериментальных спектров флуктуаций температуры и солености Гибсона и Шварца [37]. Тогда при характерном для океанического термоклина значении $\varepsilon = 10^{-3}$ см²/с³ [161], а также при $\nu = 1{,}3 \cdot 10^{-2}$ см²/с, $k_T = 1{,}3 \cdot 10^{-3}$ см²/с и $k_S = 1{,}3 \cdot 10^{-5}$ см²/с типичные значения l_0, l_T и l_S равны 2,2, 0,8 и 0,08 см соответственно. Закономерно, что соотношение l_T/l_S близко к 10, так как

$$\frac{l_T}{l_S} \approx \left(\frac{\mathrm{Sc}}{\mathrm{Pr}}\right)^{1/2} \approx \left(\frac{k_T}{k_S}\right)^{1/2} \approx 10.$$

* Указанная ниже закономерность, как показывают исследования [37], справедлива уже при Pr=7, т. е. для морской воды.

Действительно, всеми без исключения измерениями в океане зарегистрирована значительно бо́льшая изрезанность профилей солености по сравнению с профилями температуры. Это одинаково верно как для профилей, полученных с помощью зондов с разрешающей способностью, близкой к l_0, l_T и l_S, и очень малой инерционностью термопреобразователя, так и для профилей, регистрируемых более грубыми приборами типа «АИСТ» или «Хайтек-9006» с разрешающей способностью порядка 1 м. По-видимому, коэффициенты эффективного турбулентного обмена теплом (K_T) и солью (K_S) в океане, по крайней мере в некотором диапазоне масштабов, близких к l_T и l_S, также не равны друг другу. Для ряда специфических конвективных процессов (см. раздел 2.5) это уже доказано экспериментально.

1.5.3. Временны́е масштабы элементов тонкой термохалинной структуры

Можно получить представление о времени жизни термических неоднородностей по так называемому времени релаксации τ для процессов теплопроводности [24]

$$\tau \sim \frac{l^2}{k_T}, \qquad (1.1)$$

где l — характерный размер или радиус термической неоднородности, возникшей за счет теплопроводности из точечного возмущения теплового поля, описываемого в начальный момент δ-функцией, при условии сохранения полного количества тепла.

Несложный расчет показывает, что время релаксации для гидростатически устойчивой теплой интрузионной прослойки, имевшей к моменту наблюдения толщину 1 м, равно приблизительно 80 дням. Это означает, что такая прослойка могла существовать в данном районе в условиях отсутствия турбулентного обмена не более 80 дней (при $k_T = 1{,}4 \cdot 10^{-3}$ см^2/с), а скорее всего гораздо меньше этого периода, так как в реальной природе процесс едва ли мог начаться с точечного возмущения.

Решение несложных, но более реалистичных модельных задач с целью определения времени вырождения температурных инверсий за счет одной лишь теплопроводности в однородные ступеньки на фоне постоянного вертикального градиента температуры дает оценки порядка десятков часов для начальных толщин инверсий порядка 1 м и инверсионного повышения температуры порядка 0,1°С. Близкую цифру для сходной ситуации приводят Грегг и Кокс [117]. Похожие оценки для времени выравнивания тонкого скачка температуры получились у Осборна и Кокса [170].

Неоднородности в поле солености должны разрушаться молекулярной диффузией гораздо медленнее, так как коэффициент k_S молекулярной диффузии соли примерно в 100 раз меньше k_T. Такой вывод был сделан Эккартом еще в 1948 г. [97].

Указанные выше оценки надо, однако, воспринимать с большой осторожностью, так как различные скорости теплопроводности и диффузии могут порождать неустойчивые ситуации с последующим развитием конвективных явлений ([232], см. также раздел 2.6). Наличие динамической турбулентности и особенно микротурбулентности, порождаемой сдвиговой неустойчивостью, может также способствовать более быстрому разрушению как термических, так и солевых неоднородностей в океане. Заметим, что в обоих случаях разрушение одних неоднородностей может сопровождаться формированием новых. Кроме этого, при подходе к оценке времени жизни отдельных неоднородностей следует хорошо представлять себе, что измеренное время их существования на одной вертикали может существенно отличаться от расчетной оценки времени, необходимого для их полного разрушения за счет молекулярного или турбулентного теплообмена или диффузии. Наблюдаемая неоднородность может просто уйти из поля зрения наблюдателя в результате горизонтальной адвекции, но будет еще долго существовать в соседних точках пространства.

1.6. Из истории исследований тонкой термохалинной структуры

Хотя тонкая структура вод океана стала объектом систематического исследования всего лишь в последние 10—15 лет, сообщения об обнаружении тонких структурных особенностей, главным образом поля температуры, то и дело публиковались и ранее [11, 101, 135, 136, 205, 206]. Эти сообщения, однако, не могли в то время создать «критической массы», достаточной для подлинного взрыва интереса к обнаруженным явлениям. Ни технические возможности измерений, ни физическая основа для интерпретации результатов в то время еще не созрели. История развития исследований тонкой термохалинной структуры вод океана — это история развития аппаратуры и методов, с одной стороны, и история развития идей — с другой. В этом отношении поучительна история развития методов измерения температуры воды в океане. Интересующиеся этим вопросом могут найти подробную информацию у В. А. Снежинского [49] и Матхэуса [151, 152]. Дело в том, что и глубоководный опрокидывающийся термометр Негретти и Замбра [163], и термометр сопротивления братьев Сименсов [200] были изобретены в конце прошлого века, примерно в одно и то же время, причем последний был опробован в океанографической практике на 15 лет раньше первого. Однако именно опрокидывающемуся термометру суждено было стать почти на целое столетие стандартным измерительным средством океанографов, и именно это определило консервативность характера воззрений на картину термической стратификации океана, сложившихся в этот период. Теперь ясно, что эта картина не могла не нести в себе следов тех ограничений, которые были связаны с выбранным методом дискретных измерений.

Ограниченное число батометров с термометрами на тросе и необходимость интерполяции данных по глубине привели постепенно к ложному представлению о плавном изменении температуры и других физических свойств воды по вертикали. Вполне закономерным образом это ложное представление порождало качественно и количественно неверные предположения о скорости процессов перемешивания в океане. Несомненно, что такое развитие идей было закономерным этапом познания. Ему, однако, суждено было продержаться до середины XX века, когда в океанографическую практику стали постепенно входить новые приборы [101, 120, 204] для непрерывного или часто-дискретного зондирования. Но даже и эти приборы не смогли быстро изменить сложившиеся взгляды. Потребовалось около десятка лет для накопления материала наблюдений, прерванных войной, чтобы результаты новых измерений породили первые попытки теоретического осмысления обнаруженных фактов [97] и физической интерпретации наблюдений [86, 119, 214].

Надо сказать, что развитие исследований долго страдало от консерватизма наблюдателей. При отсутствии строго организованной систематизации данных измерений батитермографом и без стимула к направленному поиску многие океанографы-практики, знакомые лишь с классическими представлениями, до самого недавнего времени либо браковали наблюдения, содержащие необычные неоднородности термохалинной структуры, либо искусственно сглаживали их. Особенным гонениям и недоверию подвергались вертикальные инверсии температуры и плотности. Считалось, что гидростатическая неустойчивость не только не может сколько-нибудь долго существовать в океане, но также не может быть зарегистрирована. Не все наблюдатели, однако, были столь консервативны. В очень интересной и поучительной работе М. Данбар [94] можно найти раздел «Инверсии плотности», который заслуживает того, чтобы быть процитированным в данном контексте почти полностью:

«Инверсии плотности в море еще не достигли научной респектабельности. Справедливости ради, следует заявить с самого начала, что любые силы, направленные на создание инверсий, должны также работать в направлении перемешивания и, следовательно, способствовать достижению однородной плотности. Это, безусловно, правильная точка зрения. Но тем не менее следует допустить, что динамика турбулентности еще далеко не полностью понята, и что временные масштабы процессов перемешивания все еще неизвестны. Больше того, инверсии плотности вовсе не являются новым фактом. Они были зарегистрированы несколькими океанографическими экспедициями, а кроме того, есть основания подозревать, что о них сообщалось бы гораздо чаще, если бы их не уничтожали потихоньку простым прочерком пера на том основании, что они могли быть ошибками того или иного сорта. Такие неустойчивости на деле чаще всего рассматривались как ложные и приписывались неисправным термометрам, ошибочным отсчетам, путанице в этикетках на флаконах с пробами, плохому титрованию и ошибкам при обработке или переписке.

Самый ранний зарегистрированный случай инверсии плотности, о котором мне известно, относится к наблюдениям в конце XIX века в рейсе судна «Витязь» в Охотском море [25]. Это наблюдение было сделано еще до введения стандартных океанографических методов и вполне могло бы быть дисквалифицировано как результат ошибки термометра. . .».

Одной из наиболее важных ранних работ, посвященных тонкой стратификации морских вод, явилась работа Курта Калле [135], написанная на материалах экспедиций 1942—1944 гг. в Балтийском море и позже забытая. Электротермометр, разработанный и примененный Калле [136], имел инерционность порядка немногих секунд, что было большим достижением для того времени. Поэтому Калле удалось обнаружить флуктуации температуры с периодами от нескольких минут до нескольких секунд, что неизбежно привело к представлению о тонкослоистой структуре. Калле применил и другой совершенно новый прибор, «градиентометр», представляющий собой цепочку из оголенных термоспаев. Этот прибор позволял регистрировать вертикальные градиенты температуры в слоях толщиной от 10 до 50 см. Таким путем Калле обнаружил в Балтийском море в пределах летнего слоя скачка вертикальные градиенты температуры до 10°С/м. Результаты исследований Калле можно просуммировать так: воды поверхностного слоя Балтийского моря имеют летом значительно более тонкую стратификацию, чем можно было бы заключить из предшествующих исследований. По аналогии с атмосферой можно даже говорить о ламинарной структуре моря, хотя единичные ламины в море значительно тоньше, чем в атмосфере, и чаще всего имеют толщину от долей метра до нескольких метров. Повторные измерения через краткие промежутки времени обнаружили вертикальные колебания ламин, сопровождающиеся появлением зон сжатия и растяжения в вертикальном направлении толщиной в несколько метров. Наблюдения в течение нескольких часов с судна, стоящего на якоре, показали общую стабильность обнаруженной тонкой стратификации с небольшими вариациями в незначительных деталях. Однако, как указал Калле, движение слоев воды относительно неподвижного судна может в отдельных случаях создавать иллюзию быстрой изменчивости термической структуры. Калле одним из первых отметил, что внутренняя структура летнего термоклина не соответствует теоретическим взглядам того времени и обнаруживает значительные отклонения, которые могут быть приписаны эффектам вертикального обмена или турбулентности.

Столь большое внимание, уделенное здесь исследованиям Калле, уместно потому, что в его результатах и выводах, как в зародыше, содержатся направления многих дальнейших исследований, а также полезные соображения о связи тонкой стратификации моря с другими явлениями и целый ряд заслуживающих внимания методических указаний.

Одним из пионеров исследования тонкой стратификации вод океана явился Купер [87—89]. Гидрохимик с очень разносторонними интересами, работавший в Плимуте (Великобритания) в тесном контакте с биологами, он не имел в своем распоряжении чувствительных малоинерционных приборов такого типа, какими пользовался Калле. Единственным чувствительным и малоинерционным (если можно так сказать) прибором Купера была его интуиция. Купер работал с обычными батометрами и опрокидывающимися термометрами, но размещал их на тросе чаще, чем обычно. Он сам считал, что работал на пределе точности метода [88], компенсируя несовершенство аппаратуры привлечением данных из гидрохимии и биологии. В 1949 г. [89] он смог описать процесс «обрушивания» («cascading») холодных и более плотных вод с шельфа, что в дальнейшем подвело его к гипотезе формирования и распространения на большие расстояния в океане инородных ламин (термин Купера, так же как и Калле) и фактического существования ламинарной структуры вод океана [87, 88]. В 1967 г. он сформулировал свою гипотезу в весьма точных и утвердительных выражениях: «Толща океана переслоена и состоит из зон нейтрального адиабатического равновесия, перемежающихся с зонами, где плотность и другие свойства резко меняются». Еще на 1-м Международном океанографическом конгрессе в 1959 г. в Нью-Йорке гипотеза Купера подвергалась недоверчивой критике, однако сегодня правота Купера едва ли вызывает сомнения. Купер же [87] ввел в океанографическую практику выражения «интрузия» и «интрузионный» («intrusive») для инородных прослоек (или ламин) воды, вклинивающихся в толщу местных вод с отличающимися характеристиками. Эти выражения по своей аналогии с геологическим термином настолько образны, что стали широко употребляться в литературе. Первые предположения о характере T, S-зависимости в условиях тонкостратифицированного океана были также высказаны Купером [87]. Эти предположения были подтверждены автором в результате измерений, проведенных в 1965 г. [214]. Содержащиеся в этой и других работах T, S- и θ, S-диаграммы наглядно демонстрируют изобилие квазиоднородных слоев, находящихся в адиабатическом равновесии и перемежающихся с прослойками высоких вертикальных градиентов потенциальной плотности.

На много лет опередил свое время и фундаментальный анализ Эккарта [97], который мог основывать свои рассуждения лишь на данных, полученных батитермографом, и на первых результатах испытаний нового зонда STD (Salinity, Temperature, Depth), о котором уже упоминалось выше [101]. Едва ли Эккарту были известны в деталях результаты Калле, так как в литературе к тому времени появилось лишь предварительное сообщение [135]. Впрочем, Эккарт почерпнул немало поучительных сведений из наблюдения за перемешиванием кофе со сливками. Качественный анализ путей возникновения структурных неоднородностей в стратифицированной жидкости, приведенный Эккартом в этой работе, вполне приложим к океану и может служить основой для целого ряда физических моделей. Одним из важных принципов, введенных Эккартом в анализ, был принцип различия между «размешиванием» (stirring) разнородных объемов воды, которые вовсе не должны при этом непременно смешаться друг с другом до полной однородности, и «смешиванием» (mixing), приводящим в конце концов к однородности свойств во всем объеме жидкости. По мысли Эккарта, размешивание во всех случаях, кроме специальных, должно стремиться увеличить среднеквадратичные градиенты свойств внутри жидкости, тогда как смешивание, наоборот, осуществляет тенденцию к выравниванию градиентов между объемами. Такое терминологическое различие удобно также с точки зрения учета сил, участвующих в том или ином процессе. Размешивание производится силами, внешними по отношению к участвующим объемам: в случае кофе и сливок — это движение ложки в стакане; в океане — это источники энергии крупномасштабных течений, например ветер или приливообразующие силы, или, в более частном случае, силы, возникающие в результате локальной сдвиговой неустойчивости внутренних волн или течений, а также архимедовы силы. Смешивание происходит главным образом в результате молекулярных сил, вызывающих диффузию. Следует указать, однако, на неизбежную условность эккартовского разделения, зависящую от масштабной границы, определяющей «полную однородность». Турбулентная диффузия, осуществляемая вихрями с некоторым характерным линейным масштабом l, будет стремиться выравнять внутренние градиенты свойств в жидкости во всех масштабах больше l. В то же время такая турбулентность будет являться внешним фактором по отношению к объемам жидкости с линейными масштабами меньше l.

Наблюдения и выводы Калле, прозорливые догадки Купера и анализ Эккарта подготовили почву для целенаправленных исследований тонкой термохалинной стратификации океана, начавшихся уже в середине 60-х годов с появлением надежных кабельных и других зондов (см. раздел 1.2).

Дополнительная информация по истории вопроса может быть получена из ряда обзорных работ [32, 90].

Глава 2

ОСНОВЫ ФИЗИКИ ТОНКОЙ СТРАТИФИКАЦИИ ВОД ОКЕАНА

2.1. Линеаризованная термохалинная зависимость и простейшие следствия гидростатики

Плотность морской воды ρ достаточно сложным образом зависит от температуры, солености и давления [26, 98], и только в очень приближенном смысле можно записать упрощенное уравнение состояния морской воды в следующей линеаризованной форме:

$$\rho = \rho_0 - \alpha\,\Delta T + \beta\,\Delta S, \tag{2.1}$$

где ΔT и ΔS — отклонения температуры и солености от произвольно выбранных значений T_0 и S_0, которым соответствует отсчетная плотность ρ_0; $\alpha = -\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_{S,P}$ — некоторая функция температуры, взятая при фиксированных значениях солености $S = S_0 + \Delta S$ и давления P; $\beta = \left(\frac{\partial\rho}{\partial S}\right)_{T,P}$ — некоторая функция солености, взятая при фиксированных значениях температуры $T = T_0 + \Delta T$ и давления P.

Выражение (2.1) справедливо лишь в достаточно узких пределах ΔT и ΔS, в которых α и β можно считать постоянными. Поскольку зависимости α и β от температуры, солености и давления известны, то в каждом конкретном случае α и β могут задаваться параметрически как $\alpha \equiv \alpha_{PTS}$ и $\beta \equiv \beta_{PTS}$ в некоторых узких пределах изменения T и S вокруг выбранных значений T_0 и S_0. Поэтому простые выражения типа (2.1) нашли довольно широкое применение при анализе тонкой термохалинной структуры вод океана.

Здесь уместно сказать несколько слов об эффектах сжимаемости морской воды. Давление, во-первых, непосредственно сжимает воду, уменьшая ее удельный объем в пропорции от $3 \cdot 10^{-6}$ до $5 \cdot 10^{-6}$ частей на децибар (прямой эффект сжимаемости); во-вторых, оно вызывает адиабатическое повышение температуры с глубиной примерно на 0,2°С на каждые 1000 дб, что влечет за собой слабое понижение фактической плотности (адиабатический эффект сжимаемости) на $(3 \div 4) \cdot 10^{-8}$ единиц СГС на децибар; в-третьих, от давления P зависят величины α и β, причем первая в значительно большей степени, чем последняя. Об этих эффектах следует помнить, рассматривая вопросы устойчивости в стратифицированной толще океана.

В устойчиво стратифицированной среде элементарный объем жидкости, адиабатически смещенный из положения равновесия, начнет, будучи предоставлен сам себе, колебаться вокруг равновесного положения с собственной частотой N, зависящей от вертикального градиента плотности $\frac{d\rho}{dz}$ и ускорения силы тяжести g:

$$N = \sqrt{\frac{g}{\rho_0}\left[\frac{d\rho}{dz} - \left(\frac{d\rho}{dz}\right)_A\right]_{PTS}}, \tag{2.2}$$

где z — вертикальная координата, положительная вниз. Частоту называют частотой Вяйсяля—Брэнта [172] и широко пользуются ею в настоящее время как мерой положительной гидростатической устойчивости морской среды. Эта мера есть функция архимедовой силы, возникающей за счет разности между фактическим вертикальным градиентом плотности

$$\left(\frac{d\rho}{dz}\right)_{PTS} = \frac{\partial\rho}{\partial T}\frac{dT}{dz} + \frac{\partial\rho}{\partial S}\frac{dS}{dz} + \frac{\partial\rho}{\partial P}\frac{dP}{dz} \tag{2.3}$$

и адиабатическим градиентом плотности

$$\left(\frac{d\rho}{dz}\right)_A = \frac{\partial\rho}{\partial T}\frac{d\zeta}{dz} + \frac{\partial\rho}{\partial P}\frac{dP}{dz} \tag{2.4}$$

при температуре $T = \theta + \zeta$, солености S и давлении P. Через θ обозначается потенциальная температура, а ζ — потенциальная поправка. Известно, что $\left(\frac{d\rho}{dz}\right)_A = \frac{g\rho}{c^2}$, где c — скорость звука в морской воде.

Однако для оценки устойчивости удобнее пользоваться величиной N^2, что дает возможность оперировать как с положительными, так и с отрицательными значениями. Если размерность этой величины ($с^{-2}$) интерпретировать как единицу ускорения, отнесенную к единице длины (см · $с^{-2}$/см), то выражение под корнем (2.2) аналогично параметру устойчивости E_h в трактовке Поллака [182]:

$$E_h = \frac{g}{\rho_0}\left[\frac{d\rho}{dz} - \left(\frac{d\rho}{dz}\right)_A\right]_{PTS}, \tag{2.5}$$

а разность в квадратных скобках подкоренного выражения соответствует той мере гидростатической устойчивости E, которая широко применялась в океанографической практике прошлых лет [19, 20, 123, 124]. Значение $N^2 = 0$ или $E = 0$ соответствует адиабатически равновесной стратификации, $N^2 > 0$ или $E > 0$ — гидростатически устойчивой стратификации и $N^2 < 0$ или $E < 0$ — гидростатической неустойчивости.

Разность (2.3) и (2.4) в квадратных скобках (2.2) и (2.5) может быть записана как

$$E=\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_{PTS}\frac{d\theta}{dz}+\left(\frac{\partial\rho}{\partial S}\right)_{PTS}\frac{dS}{dz}. \qquad (2.6)$$

На этом основании ее заменяют вертикальным градиентом потенциальной плотности $\frac{d\rho_\theta}{dz}$ и пишут [172]

$$N^2\equiv\frac{g}{\rho_0}E=\frac{g}{\rho_0}\frac{d\rho_\theta}{dz}. \qquad (2.7)$$

Правильнее, однако, писать в этом случае приближенное равенство

$$N^2\equiv\frac{g}{\rho_0}E\approx\frac{g}{\rho_0}\frac{d\rho_\theta}{dz}, \qquad (2.8)$$

так как потенциальная плотность ρ_θ, употребляемая в океанографии, вычисляется по солености S и потенциальной температуре θ **при атмосферном давлении** по таблицам, которые обычно служат для вычисления условной удельной плотности σ_t [16]*. В то же время в выражении (2.6) значения частных производных $\left(\frac{\partial\rho}{\partial T}\right)_{PTS}$ и $\left(\frac{\partial\rho}{\partial S}\right)_{PTS}$ берутся при давлении in situ P.

Более грубым, но часто достаточным приближением является замена в (2.8) $\frac{d\rho_\theta}{dz}$ на $\frac{\rho_0}{10^3}\frac{d\sigma_t}{dz}$, которая также часто используется в океанографической практике.

Оба приближения могут без существенных ошибок применяться в пределах верхней тысячи метров, если $\frac{d\rho}{dz}\gg\left(\frac{d\rho}{dz}\right)_A$ однако на бо́льших глубинах, особенно при слабых вертикальных градиентах температуры и солености, применение даже (2.8) может дать результат ошибочно противоположного знака [239].

Для быстрой оценки гидростатической устойчивости в слоях с противоположными по знаку вкладами солевой и термической стратификации в результирующий вертикальный градиент плотности удобно применять безразмерное плотностное соотношение R_ρ архимедовых сил, соответствующих каждому вкладу [227, 228, 232]. Это соотношение основано на (2.1) и записывается таким образом, что в числителе всегда находится устойчивый вклад, а в знаменателе — неустойчивый.

В термохалоклине, где стабилизирующим является вертикальное распределение температуры $\left(\frac{dT}{dz}<0\right)$, а неустойчивый вклад

* По определению [26], σ_t является безразмерной величиной.

в плотностную стратификацию вносится вертикальным распределением солености $\left(\frac{dS}{dz}<0\right)$, R_ρ записывается в виде $R_\rho=\alpha\Delta T/\beta\Delta S$, где ΔT и ΔS могут быть, например, перепадами температуры и солености в интересующем нас слое.

Для температурных инверсий $\left(\frac{dT}{dz}>0\right)$, частично или полностью стабилизированных повышением солености с глубиной $\left(\frac{dS}{dz}>0\right)$, R_ρ нужно брать в виде $R_\rho=\beta\Delta S/\alpha\Delta T$. Тогда во всех случаях $R_\rho=1$ при безразличной стратификации; $R_\rho>1$ при гидростатической устойчивости; $R_\rho<1$ при гидростатической неустойчивости рассматриваемого слоя.

Нетрудно видеть, что величины N^2, E и R_ρ являются строго локальными характеристиками. Вместе с тем легко вообразить ситуацию, когда конечный объем воды с характеристиками, отличающимися от характеристик окружающей среды, адиабатически перемещается (например, тонет), стремясь занять в толще окружающих вод соответствующее своим характеристикам равновесное положение. При малых смещениях и малых разницах между характеристиками смещаемого объема и окружающих вод прямой эффект сжимаемости, как выше было показано (2.6), не входит в оценку устойчивости. Однако, когда смещения и различия в характеристиках велики, прямой эффект сжимаемости по-разному влияет на плотность смещаемого объема и окружающей среды и должен учитываться.

Реальные океанографические примеры указанной ситуации достаточно многочисленны. Это прежде всего интрузионные массы средиземноморских вод, изливающиеся в толщу вод Атлантического океана. В Индийском океане в аналогичном положении находятся слои и линзы красноморских вод и вод Персидского залива. В районах теплых и относительно соленых течений, таких, как Гольфстрим и Куросио, изолированные объемы вод этих течений, отрываемые вихрями вблизи фронтов, могут попасть в сходную ситуацию, оказавшись окруженными массами прилегающих более холодных и менее соленых вод [131, 159, 160]. Нетрудно подсчитать, что если такой объем адиабатически тонет как единое целое за счет избытка солености, оставаясь все время теплее окружающих вод (случай средиземноморской воды в Атлантике), то его плотность растет за счет сжимаемости медленнее, чем плотность окружающих вод, так как более холодная вода более сжимаема. При разности температур 1° С в области давлений порядка 1000 дб фактическая разница плотностей $\Delta\rho_{PTS}$ инородного объема и окружающих вод на уровне равных значений их ρ_θ может достигать 10^{-4} в системе СГС. На этом уровне инородный объем окажется легче окружающих вод. Поэтому на деле он должен уравновеситься выше, а именно на уровне, где $\Delta\rho_{PTS}=0$.

Ситуация схематически изображена на рис. 8.

Определение разности Δz глубин залегания этих двух уровней ($\Delta\rho_{PTS}=0$ и $\Delta\rho_\theta=0$) представляет существенный практический интерес. Попробуем найти выражение для приближенной оценки величины Δz по θ, S-характеристикам интрузионных и окружающих вод.

В обозначениях на рис. 8 индекс «0» относится к характеристикам инородного интрузионного объема (область, ограниченная сплошной линией). Величина γ есть коэффициент изотермической сжимаемости. Зависимость от глубины z различных характеристик

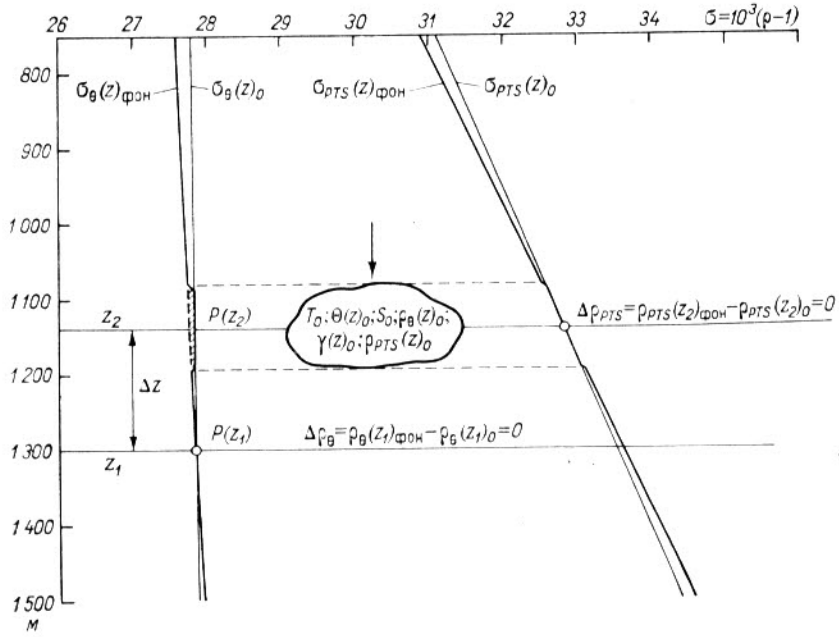


Рис. 8. Схема тонущего интрузионного объема.

окружающей среды связана как с их фактическими вертикальными градиентами, так и с эффектами сжимаемости. Зависимость от глубины z величин $\theta(z)_0$, $\rho_\theta(z)_0$, $\gamma(z)_0$ и $\rho_{PTS}(z)_0$ для тонущего объема связана либо с адиабатическим, либо с полным эффектом сжимаемости, так как мы предполагаем отсутствие обмена теплом и солью на границе объема.

Разность плотностей in situ между окружающей средой и объемом на любом произвольном уровне z записывается в виде

$$\Delta\rho_{PTS}(z)=\rho_\theta(z)+\gamma(z)\cdot P(z)-\rho_\theta(z)_0-\gamma(z)_0\cdot P(z)=$$
$$=\rho_\theta(z)+P(z)\,[\gamma(z)-\gamma(z)_0],$$

тогда на уровне z_1, где $\Delta\rho_\theta(z_1)=0$,

$$\Delta\rho_{PTS}(z_1)=P(z_1)\,[\gamma(z_1)-\gamma(z_1)_0]=P(z_1)\cdot\Delta\gamma(z_1),$$

а на уровне z_2, где $\Delta\rho_{PTS}(z_2)=0$,

$$\Delta\rho_\theta(z_2)=-P(z_2)\,[\gamma(z_2)-\gamma(z_2)_0]=-[P(z_1)-\Delta P]\cdot\Delta\gamma(z_2). \quad (2.9)$$

Положив

$$\Delta P=g\bar{\rho}\,\Delta z \quad (2.10)$$

и

$$\Delta\rho_\theta(z_2)\approx-\Delta z\left(\frac{\partial\rho_\theta}{\partial z}\right)_{\text{фон}} \quad (2.11)$$

и положив с достаточной точностью

$$\Delta\gamma(z_1)\approx\Delta\gamma(z_2)\approx\Delta\gamma,$$

получим из (2.9), (2.10) и (2.11)

$$\Delta z\approx\frac{P(z_1)\cdot\Delta\gamma}{g\bar{\rho}\left[\left(\frac{\partial\rho_\theta}{\partial z}\right)_{\text{фон}}+\Delta\gamma\right]}\approx\frac{z_1\cdot\Delta\gamma}{\left(\frac{\partial\rho_\theta}{\partial z}\right)_{\text{фон}}+\Delta\gamma}. \quad (2.12)$$

Здесь z_1 — глубина, на которой потенциальные плотности интрузионного объема и окружающей воды равны (уровень z_1 на рис. 8); $\Delta\gamma$ — разность изотермических коэффициентов сжимаемости на глубине z_1 при тех разностях температур и соленостей, которые имели бы место, если бы объем опустился до уровня z_1; $\left(\frac{\partial\rho_\theta}{\partial z}\right)_{\text{фон}}$ — фоновый вертикальный градиент потенциальной плотности, наблюдаемый в окружающей среде в интересующем нас диапазоне глубин, который приближенно равен средней фоновой устойчивости $\bar{E}_{\text{фон}}$.

Подстановка в (2.12) величин $z_1\approx1300$ м, $\Delta\gamma=0{,}65\times10^{-9}$ ед. СГС, что соответствует разности температур 3°С между $T=8$°С (окружающая вода) и $T_0=11$°С (средиземноморская вода) к югозападу от мыса Сан-Винсент, и $\left(\frac{\partial\rho_\theta}{\partial z}\right)_{\text{фон}}\approx0{,}5\cdot10^{-8}$ ед. СГС дает Δz около 160 м. Это означает, что рассматриваемый интрузионный объем уравновесится и перестанет тонуть на глубине 1140 м, а не на глубине 1300 м. Заметим, что при меньших величинах $\left(\frac{\partial\rho_\theta}{\partial z}\right)_{\text{фон}}$ разность глубин Δz может быть еще больше. Как будет показано в разделе 4.7, обнаруженное явление может иметь важные последствия для вертикальной термохалинной и плотностной структуры под интрузионной прослойкой и для процесса перемешивания интрузионных вод с окружающими.

2.2. Тонкая структура и локальный баланс тепла и соли

Представим температуру T и соленость S в любой точке пространства в виде сумм средних, $\langle T\rangle$ и $\langle S\rangle$, и флуктуирующих T' и S', компонент:

$$T=\langle T\rangle+T',\quad S=\langle S\rangle+S',$$

где осреднение по времени t определяется как

$$\langle T\rangle=\lim_{\tau\to\infty}\frac{1}{\tau}\int_{t_0}^{t_0+\tau}T\,dt,\quad \langle S\rangle=\lim_{\tau\to\infty}\frac{1}{\tau}\int_{t_0}^{t_0+\tau}S\,dt,$$

причем

$$\langle T'\rangle=0,\quad \langle S'\rangle=0,\quad \frac{\partial\langle T\rangle}{\partial t}=0,\quad \frac{\partial\langle S\rangle}{\partial t}=0.$$

Предположим также, что T' и S' ведут себя как пассивная скалярная примесь, т. е. они достаточно малы, чтобы не вызывать конвективных возмущений поля движения, и в то же время достаточно велики, чтобы можно было пренебречь теплом, выделяемым в результате вязкой диссипации энергии движения. Тогда динамика термохалинных неоднородностей T' и S' может быть приближенно описана уравнениями баланса тепла и соли в несжимаемой жидкости:

$$\frac{\partial T'}{\partial t}+(\mathbf{U}+\mathbf{u}')\nabla T=k_T\nabla^2T, \tag{2.13}$$

$$\frac{\partial S'}{\partial t}+(\mathbf{U}+\mathbf{u}')\nabla S=k_S\nabla^2S, \tag{2.14}$$

где вектор скорости $\mathbf{u}$, характеризующий поле движения в каждой точке, подвергнут аналогичному разложению на среднюю и пульсационную компоненты:

$$\mathbf{u}=\mathbf{U}+\mathbf{u}'.$$

Уравнения (2.13) и (2.14) в общей форме выражают тот факт, что формирование и эволюция термохалинных неоднородностей определяются всеми видами движения (стационарными, колебательными, турбулентными, молекулярными), осуществляющими локальный баланс вертикальных и горизонтальных потоков тепла и соли.

Путем дальнейших преобразований уравнений (2.13) и (2.14) с помощью умножения их на T' и S' соответственно и выполнения осреднения по времени можно получить уравнения баланса температурных и солевых неоднородностей, основной физический смысл которых заключается в том, что генерация термохалинных неоднородностей за счет турбулентного размешивания балансируется их выравниванием молекулярной теплопроводностью или диффузией соли. Примерно таким путем анализа воспользовался в свое время Эккарт [97], хотя в преобразовании уравнений он применял осреднение по объему. Заметим, что осреднение по объему в отношении тонкой термохалинной структуры является вполне законной операцией, ибо всегда можно найти объем с линейными масштабами, настолько превышающими характерные размеры изучаемых неоднородностей, что закон сохранения энергии для T' и S' в таком объеме выполняется в любой момент времени.

В простейшем случае, при отсутствии адвекции и горизонтального перемешивания, уравнение баланса температурных неоднородностей можно свести к виду

$$-\langle w'T'\rangle\nabla_z\langle T\rangle=k_T\langle(\nabla_zT')^2\rangle, \tag{2.15}$$

где w' — пульсационная компонента вертикальной скорости, ∇_z — составляющая градиента в вертикальном направлении. Поскольку при этом вертикальный турбулентный поток тепла $\langle w'T'\rangle$ можно представить через коэффициент K_T турбулентного обмена теплом:

$$-\langle w'T'\rangle=K_T\nabla_z\langle T\rangle,$$

то из (2.15) вытекает возможность определения соотношения $\frac{K_T}{k_T}$ и самой величины K_T из непосредственных наблюдений за термической микроструктурой в океане:

$$\frac{K_T}{k_T}=\frac{\langle(\nabla_zT')^2\rangle}{(\nabla_z\langle T\rangle)^2}. \tag{2.16}$$

Аналогичным путем можно описать и баланс солевых неоднородностей. Такой путь анализа содержится в недавней работе Осборна и Кокса [170], в которой продемонстрирована возможность получения из (2.16) реалистических оценок. Дальнейшие интересные оценки получены этим путем Греггом, Коксом и Хакером [118]. Заметим, однако, что соотношение (2.16) приложимо лишь к мельчайшим неоднородностям, линейные масштабы которых находятся на границе размывания молекулярной диффузией, т. е. в сантиметровом диапазоне (см. раздел 1.5.2).

Если, однако, в отличие от прежних предположений, считать, что неоднородности полей температуры T' и солености S' достаточно велики, чтобы вызывать локальные возмущения движения за счет локальных деформаций полей плотности и давления, то рассмотренные выше пути анализа не годятся, и уравнения (2.13) и (2.14) следует рассматривать вместе с уравнениями движения Навье—Стокса, условием неразрывности и уравнением состояния морской воды в единой системе уравнений свободной термохалинной конвекции.

Ни один из рассмотренных выше путей анализа не обещает легкого подхода к интерпретации данных наблюдений за тонкой структурой вод океана. При анализе этих данных в первую очередь важно узнать, какие из наблюдаемых неоднородностей созданы преимущественно вертикальными, а какие — горизонтальными потоками тепла и соли. Для решения этого вопроса удобнее воспользоваться аналогией с полуэмпирической концепцией «пути перемешивания» [36, 183, 218] и положить

$$T'=\boldsymbol{l}\cdot\overline{\nabla T}, \tag{2.17а}$$

$$S'=\boldsymbol{l}\cdot\overline{\nabla S}, \tag{2.17б}$$

где $\boldsymbol{l}$ — некий фиктивный «путь перемешивания» в пространстве, фактически объединяющий в себе эффекты всех деформирующих структуру движений, а черта сверху — знак осреднения по длине, большей $|\boldsymbol{l}|$.

Если предположить, что все или почти все неоднородности наблюдаемых профилей созданы **вертикальными** потоками тепла и соли (или **вертикальным** перемещением слоев), то

$$T' = \pm l_z \frac{\overline{\partial T}}{\partial z} \quad \text{и} \quad S' = \pm l_z \frac{\overline{\partial S}}{\partial z}, \tag{2.18}$$

откуда получается, что

$$\langle T'S' \rangle = l_z^2 \left\langle \frac{\overline{\partial T}}{\partial z} \frac{\overline{\partial S}}{\partial z} \right\rangle, \tag{2.19}$$

где $\langle\ \rangle$ теперь соответствует осреднению по времени, объему или вертикальному масштабу $L_z \gg l_z$.

Ввиду того, что в океане характерный масштаб l_z измеряется метрами [43], величины $\frac{\overline{\partial T}}{\partial z}$ и $\frac{\overline{\partial S}}{\partial z}$ описывают уже в значительной мере сглаженные вертикальные профили. Поэтому из (2.19) следует, что знак корреляции между T' и S' определяется знаком корреляции сглаженных градиентов температуры и солености. Если из результатов измерений в океане следует, что знак $\langle T'S' \rangle$ не соответствует знаку $\left\langle \frac{\overline{\partial T}}{\partial z} \frac{\overline{\partial S}}{\partial z} \right\rangle$ в изучаемой области осреднения, то это означает, что сделанное предположение о преобладающей роли вертикальных процессов неверно, и горизонтальные потоки тепла и соли, по-видимому, доминируют.

Из (2.19) также следует, что в случае полного соответствия структурообразующего процесса схеме (2.18) корреляция между T' и S' должна быть высокой, так как требование гидростатической устойчивости определяет высокую степень корреляции между $\frac{\overline{\partial T}}{\partial z}$ и $\frac{\overline{\partial S}}{\partial z}$. В случае линейного распределения T и S с глубиной нормированный коэффициент корреляции между T' и S' должен быть по очевидным причинам равен $+1$ или -1, в зависимости от соотношения знаков вертикальных градиентов температуры и солености. Из (2.18) следует также, что для вертикальных структурообразующих процессов

$$\frac{T'}{S'} = \frac{\frac{\overline{\partial T}}{\partial z}}{\frac{\overline{\partial S}}{\partial z}}. \tag{2.20}$$

К подобному же выводу недавно пришел Пингри [179]. Соотношение (2.20) в принципе может принимать значения от $+\infty$ до $-\infty$, но в наиболее общих океанических условиях (например, в термохалоклине, когда и температура, и соленость убывают с глубиной) колеблется в довольно узких пределах ввиду требования гидростатической устойчивости.

В частном случае молекулярной диффузии или вертикального перемешивания за счет дифференциально-диффузионной конвекции (см. раздел 2.5) «пути перемешивания» для соли и тепла по вполне понятным причинам не могут быть одинаковыми ($l_z(T) \neq l_z(S)$), и в выражении (2.20) должен появиться некоторый коэффициент пропорциональности (см. раздел 3.2).

Высокая положительная корреляция T' и S' должна существовать и в случае, когда структурообразующие процессы перераспределяют тепло и соль по горизонтали:

$$T' = \pm l_x \frac{\overline{\partial T}}{\partial x}, \qquad S' = \pm l_x \frac{\overline{\partial S}}{\partial x}. \tag{2.21}$$

Поскольку изопикнические поверхности в океане в среднем мало отличаются от горизонтальных, в большинстве случаев можно считать, что

$$\frac{\overline{\partial T}}{\partial x} \approx \frac{\beta}{\alpha} \frac{\overline{\partial S}}{\partial x}, \tag{2.22}$$

и тогда

$$\langle T'S' \rangle \approx \frac{\alpha}{\beta} l_x^2 \left\langle \left(\frac{\overline{\partial T}}{\partial x} \right)^2 \right\rangle \quad \text{и} \quad \frac{T'}{S'} \approx \frac{\beta}{\alpha}, \tag{2.23}$$

что должно особенно точно выполняться при изопикнической адвекции, т. е. при перемещении термохалинных неоднородностей вдоль поверхностей равной плотности. По тем же самым соображениям, что и для вертикальных процессов, коэффициент корреляции между T' и S' в этом случае должен быть высоким и положительным, а при линейном изменении T и S вдоль изопики (или по горизонтали) равным $+1$.

Как будет показано ниже, сделанные весьма грубые предсказания в ряде случаев неплохо выполняются. Особенно характерны случаи, когда T' и S' определяются почти всецело полем внутренних гравитационных волн, кинематический эффект которых (см. разделы 2.3 и 3.2) хотя и не создает среднего вертикального переноса массы, на коротких отрезках времени порождает иллюзию такого переноса (или вертикального перемешивания) за счет периодического смещения слоев воды вверх и вниз с достаточно большими амплитудами [64].

В свете высказанных выше общих соображений особый интерес представляет анализ T', S'-корреляции тонкой структуры при противоположных знаках вертикальных градиентов температуры и солености. Чем больше будет при этом отличие коэффициента T', S'-корреляции от -1 в положительную сторону, тем, следовательно, больше вклад изопикнической адвекции в формирование неоднородностей структуры по сравнению с внутренними волнами

и вертикальным перемешиванием. Наглядный пример подобной ситуации приведен в следующей главе (стр. 91, рис. 23).

Рассмотренный выше подход к анализу тонкой океанической структуры с позиций концепции «пути перемешивания» является, конечно, весьма упрощенным и формальным. Физический анализ микроструктурных измерений должен учитывать энергетические соображения. Любые деформации полей температуры и солености, сопровождающиеся деформациями поля плотности (масс), связаны либо с затратами энергии на работу против архимедовых сил и повышением потенциальной энергии поля, либо с переходом части потенциальной энергии поля в кинетическую с последующей ее диссипацией.

В первом случае формирование новой структуры не может осуществляться без постороннего источника кинетической энергии, которая расходуется на повышение потенциальной энергии (понижение устойчивости) рассматриваемой системы (объема, слоя). Таким источником могут быть течения, приливы, инерционные колебания, внутренние гравитационные волны и генерируемая ими турбулентность. Деформации структуры могут носить и колебательный характер, если они связаны с внутренними гравитационными волнами. При этом потенциальная энергия системы **в среднем** остается постоянной.

Во втором случае гидростатическая устойчивость системы в конечном счете повышается пропорционально той доле освобожденной потенциальной энергии, которая безвозвратно уходит из системы, например, в результате вязкой диссипации в процессе конвекции.

Наконец, можно представить себе деформации полей температуры и солености, которые не сопровождаются изменениями поля плотности. В этом случае потенциальная энергия рассматриваемой структуры не меняется. Изопикнический (изэнтропический) перенос термохалинных неоднородностей течениями является тем очевидным механизмом, который порождает такие деформации.

Именно энергетический подход был взят автором за основу систематизации материала, представленного в данной главе.

2.3. Кинематический эффект внутренних волн

Наиболее распространенным видом деформации термохалинной структуры вод является колебательное вертикальное смещение слоев воды, названное нами кинематическим эффектом. В теории внутренних волн [172] этот эффект описывается выражением

$$\zeta = a \exp\left[i\left(k_1 x + k_2 y - \omega t\right)\right],$$

где ζ — вертикальное смещение пикноклина в момент t в точке пространства с координатами x, y; a — амплитуда смещения; $k = \frac{2\pi}{\lambda} = \sqrt{k_1^2 + k_2^2}$ — горизонтальное волновое число (λ — длина

волны); $\omega = \frac{2\pi}{\tau}$ — частота внутренней волны, квадрат которой пропорционален редуцированному ускорению силы тяжести $g\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$; $\Delta\rho$ — перепад плотности через пикноклин; ρ_0 — средняя плотность воды; τ — период волны.

Поскольку в любой момент на каждой вертикали наблюдается сложная суперпозиция волн различных частот, мод, фаз и амплитуд, меняющихся с глубиной, то и результирующие вертикальные смещения на каждом горизонте должны быть различными. Общая картина колебаний слоев с учетом требования неразрывности по-

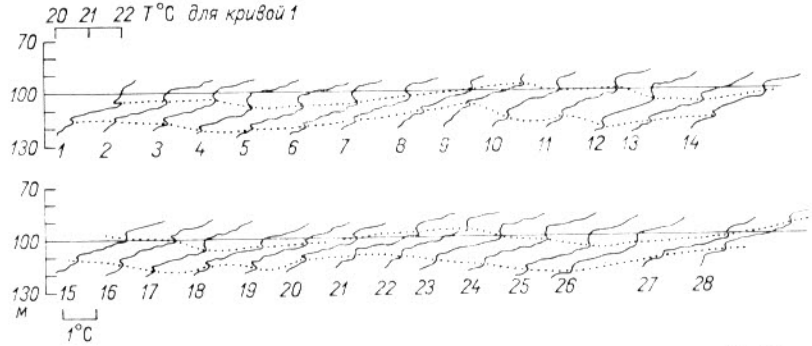


Рис. 9. Пример аналоговой регистрации температуры зондом «АИСТ» при многократном зондировании. Пунктиром показаны изменения глубины залеганий инверсий температуры. Станция № 550, 17/VI 1970 г., 16 ч 55 мин—17 ч 55 мин. Тропическая Атлантика. Многократное зондирование через 2 мин.

рой вовсе не походит на периодическую. При этом пределы флуктуаций температуры на фиксированных горизонтах в наиболее резкой части термоклина могут достигать 3—4°С [43, 64, 226].

Характерные примеры кинематического эффекта внутренних волн можно видеть на рис. 9, 10. Другой наглядный пример относится к многочасовой станции № 602 НИС «Академик Курчатов». На рис. 11 показано изменение за 20 ч положения изопики по глубине относительно изопикны $\sigma_t = 25{,}8$, характеризующей подповерхностный максимум солености. Благодаря такому изображению хорошо видно, что внутренние волны не только приподнимают и опускают слои воды, но также «сжимают» и «растягивают» их по вертикали таким образом, что вертикальный градиент плотности в одних и тех же пределах глубин непрерывно меняется.

Если внутренние волны не разрушаются и не создают областей неустойчивости, где бы кинетическая энергия колебаний могла переходить в другие формы, одним словом, если внутренние волны сами не производят перемешивания, они должны вызывать одинаковые деформации и поля температуры, и поля солености, и поля плотности, и других скалярных полей. Хотя поле плотности может

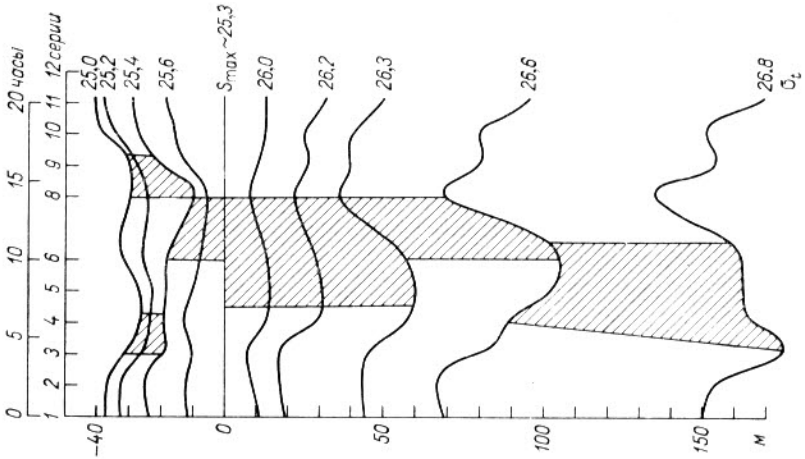


Рис. 11. Деформация поля плотности внутренними волнами. Станция № 602.

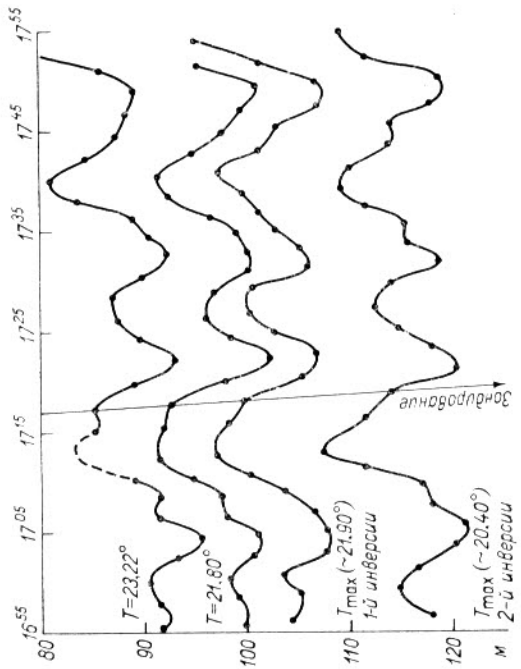


Рис. 10. Фактические колебания изотерм и температурных инверсий по глубине (относительно дрейфующего судна), соответствующие записи на рис. 9.

в этом случае претерпевать весьма заметные деформации (рис. 11), T, S-зависимость вертикальной структуры при этом не меняется *. В этом и заключается характерная особенность кинематического эффекта внутренних волн. Он имеет обратимый характер, временно деформирует **структуру,** но сам по себе не создает **стратификации.** Именно поэтому для изучения тонкой океанической стратификации важно уметь исключать из наблюдений кинематический эффект внутренних волн.

С другой стороны, по мнению автора, подкрепленному наблюдениями в океане [61], внутренние волны, временно обостряя вертикальные градиенты температуры, солености и плотности при остающейся неизменной величине R_ρ, могут способствовать развитию дифференциально-диффузионной конвективной неустойчивости, которая, как показал Стерн [209], возникает именно в слоях с обостренными вертикальными градиентами.**

2.4 Необратимые изменения термохалинной структуры («травматические эффекты») за счет турбулентного перемешивания

Деформации поля плотности в океане, сопровождающиеся работой против архимедовых сил, могут возникать за счет кинетической энергии различных форм движения. Пока трудно сказать, в области каких масштабов движения находятся наиболее доступные источники энергии структурообразования. В термоклине ниже слоя ветрового перемешивания важную роль может играть энергия, освобождающаяся при потере устойчивости внутренними гравитационными волнами [157]. Быстро развивающаяся сейчас техника непрерывного зондирования скорости течения с высоким разрешением по глубине дает нам все новые и новые данные, свидетельствующие о том, что и сдвиговая неустойчивость течений также может быть частой причиной вертикального перемешивания в океане.

2.4.1. Общие критерии неустойчивости движения

Для целей, преследуемых в настоящей работе, нам достаточно привести здесь лишь основные критерии, которыми обычно пользуются при анализе условий перехода от ламинарного режима движения к турбулентному, указав при этом на некоторые естественные трудности приложения этих критериев к условиям реального океана.

---

* По этому принципу была проведена проверка всех областей, где наблюдалось повышение вертикального градиента плотности во времени (заштрихованы на рис. 11) и где можно было подозревать действие других процессов (см. раздел 3.2). Всюду, однако, неизменность T, S-кривых свидетельствовала в пользу кинематического эффекта внутренних волн.

** См. также раздел 2.6.2.

Наиболее важным из этих критериев является число Рейнольдса [36]

$$\mathrm{Re} = \frac{U_0 L}{\nu}, \tag{2.24}$$

где U_0 — характерная скорость потока, L — характерный линейный масштаб движения, ν — кинематическая вязкость.

Критерий Рейнольдса отражает соотношение характерных сил инерции и вязкости в изучаемом потоке. Первые способствуют обострению неоднородностей течения, а вторые — их выравниванию за счет вязкой диффузии импульса. Ламинарный поток в трубах, например, переходит в турбулентный при значениях Re, близких к 2000. Некоторое значение Re, соответствующее как раз моменту потери устойчивости, называется критическим значением числа Рейнольдса $\mathrm{Re}_{\text{крит}}$. Режим ламинарен при $\mathrm{Re} < \mathrm{Re}_{\text{крит}}$ и турбулентен при $\mathrm{Re} > \mathrm{Re}_{\text{крит}}$.

Физический смысл гидродинамической неустойчивости становится особенно хорошо понятным, если иметь в виду следующее известное положение: «реальные движения должны не только удовлетворять уравнениям гидродинамики, но и быть устойчивыми в том смысле, что неизбежно возникающие в реальных условиях возмущения этих движений должны затухать со временем» [36]. Оказывается, что величина $\mathrm{Re}_{\text{крит}}$ зависит от числа и интенсивности возмущений, уже присутствующих в изучаемом ламинарном потоке. Развитие турбулентности в потоках через трубы может быть, например, искусственно задержано до значений $\mathrm{Re} \gg \mathrm{Re}_{\text{крит}}$, если с помощью тех или иных приемов уменьшать степень возмущенности потока перед входом в трубу.

Число Рейнольдса, таким образом, не является однозначным критерием возникновения турбулентности. Когда имеешь дело с океаном, нужно учесть еще и тот факт, что океан представляет собой устойчиво стратифицированную среду, в которой имеется свой собственный и очень эффективный механизм подавления начальных возмущений потока — архимедова сила, связанная с плотностной стратификацией. Соотношение между кинетической энергией турбулентности, порождаемой вертикальным сдвигом средней скорости $\frac{\partial U}{\partial z}$, и кинетической энергией, поглощаемой работой турбулентных пульсаций против архимедовых сил, является в таком случае полезным критерием для оценки возможности существования турбулентности. Этот критерий называется динамическим числом Ричардсона и определяется [36, 220] как

$$R_f = \frac{g}{\rho_0} \frac{\overline{w'\rho'}}{\overline{u'w'} \frac{\partial U}{\partial z}}, \tag{2.25}$$

где $\overline{w'\rho'}$ и $\overline{u'w'}$ — турбулентные потоки плотности и импульса соответственно. Поскольку эти потоки могут быть выражены как

$-\overline{w'\rho'} = -\alpha K_T \frac{\partial T}{\partial z} = K_T \frac{\partial \rho_T}{\partial z}$ в случае чисто термической стратификации,

$-\overline{w'\rho'} = \beta K_S \frac{\partial S}{\partial z} = K_S \frac{\partial \rho_S}{\partial z}$ в случае чисто солевой стратификации

и

$-\overline{u'w'} = K \frac{\partial U}{\partial z}$,

то (2.25) может быть переписано как

$$R_f = \frac{g}{\rho_0} \frac{K_T}{K} \frac{\frac{\partial \rho_T}{\partial z}}{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2} \text{ для термической стратификации} \tag{2.26}$$

и

$$R_f = \frac{g}{\rho_0} \frac{K_S}{K} \frac{\frac{\partial \rho_S}{\partial z}}{\left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2} \text{ для солевой стратификации,} \tag{2.27}$$

где K, K_T и K_S — коэффициенты вертикального турбулентного обмена импульсом, теплом и солью соответственно.

Использование (2.26) и (2.27) в океане осложняется тем, что, как правило, плотностная стратификация там определяется одновременно и температурой, и соленостью. Представляется довольно трудным определить результирующий коэффициент турбулентного обмена массой K_ρ, тем более, что имеются основания предполагать, что K_T и K_S в океане могут существенно различаться между собой [74].

В отсутствии какой-либо строгой теории в этом отношении обычно молчаливо полагают в (2.26) и (2.27)

$$\frac{K_T}{K} = \frac{K_S}{K} = 1$$

и пользуются градиентным числом Ричардсона (или просто числом Ричардсона)

$$\mathrm{Ri} = \frac{g \frac{\partial \rho}{\partial z}}{\rho_0 \left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2}. \tag{2.28}$$

Майлз и Ховард [126, 153—155] показали, что в стационарном плоскопараллельном потоке со сдвигом скорости значение $\mathrm{Ri}_{\text{крит}}$, при котором совершается переход к турбулентному режиму, равно примерно $^1/_4$. Этот вывод иногда используется при различных оценках, связанных с наблюдениями в океане [214]. Известный

успех достигнут в параметризации с помощью локального числа Ричардсона скорости турбулентной диссипации энергии и ряда спектральных характеристик развитой турбулентности в приземном слое атмосферы [134]. При обсуждении работы Каймала Ховардом был задан вопрос: «Может ли число Ричардсона фактически предсказывать?» Этот вопрос выражает обоснованное сомнение, не отражают ли наблюдающиеся иногда в природе низкие значения числа Ричардсона конечный результат турбулентного перемешивания, выражающийся в структурной деформации, благодаря которой достигается некоторое равновесие между сдвигом скорости и градиентом плотности, а не условия, предшествовавшие развитию турбулентности.

Не менее логично спросить, соответствует ли величина $\mathrm{Ri}_{\text{крит}} = {}^1/_4$ реальным условиям в океане, которые заведомо далеки от стационарности. В опытах с развитием неустойчивости Кельвина—Гельмгольца в двуслойной жидкой системе с тангенциальным разрывом скоростей Торп [223] обнаружил, что в неустановившемся случае развитие волно-вихревых возмущений начинается при значениях $\mathrm{Ri} < {}^1/_4$, а именно при Ri от 0,05 до 0,1 (см. раздел 2.4.2), что, видимо, следует учитывать при интерпретации данных наблюдений в океане.

С другой стороны, если в океане $\frac{K_T}{K}$ и $\frac{K_S}{K}$ значительно меньше единицы, то турбулентность, по-видимому, может сохраняться до бо́льших значений Ri, как это следует из (2.26), (2.27) и (2.28).

Заметим также, что в силу различия степеней, под которыми $\frac{\partial \rho}{\partial z}$ и $\frac{\partial U}{\partial z}$ входят в (2.28), критерий Ричардсона особенно чувствителен к вертикальному шагу осреднения. Как правило, наибольшие значения $\frac{\partial \rho}{\partial z}$ и $\frac{\partial U}{\partial z}$ в океане концентрируются в тонких слоях. Поэтому осреднение с большим шагом по глубине при вычислении Ri должно вести к завышению вычисляемых значений. Об этом свидетельствуют, в частности, эксперименты Лонга и Мура [156], о которых будет рассказано ниже в несколько другой связи. Эта особенность критерия Ричардсона заставляет внимательно выбирать масштаб осреднения исходных данных по вертикали, прежде чем делать какие-либо выводы об устойчивости или неустойчивости движения на основе этого критерия.

2.4.2. Пути потери устойчивости и освобождения энергии внутренними волнами

Вопрос о том, какие условия благоприятны для разрушения внутренних волн, был впервые теоретически рассмотрен Филлипсом [172]. Сдвиг, возникающий в орбитальном движении со скоростью $u(z)$, связанном с низшей модой внутренней волны, аппроксимируется сдвигом в плоскопараллельном потоке (что справедливо для $\frac{\partial u}{\partial z} \gg \omega$. Отсюда и вытекает критерий Филлипса

$$k^2a^2 > 4\left\{\frac{N_m}{\omega} - \frac{\omega}{N_m}\right\}^{-2}, \tag{2.29}$$

где N_m — максимальная частота Вяйсяля.

Лимитирующая крутизна волн при этом равна

$$(ka)_{\max} = \frac{2\omega}{N_m} \ll 1. \tag{2.30}$$

При выводе (2.29) и (2.30) в качестве критерия устойчивости основного течения со сдвигом скорости принималось, согласно Майлзу и Ховарду [155], условие $\mathrm{Ri} < {}^1/_4$.

Впервые детальный анализ наблюдений с целью выяснения вопроса о том, реализуются ли условия (2.29) и (2.30) в океане, был проделан Ю. З. Миропольским и Б. Н. Филюшкиным [28]. Этот анализ показал, что, как правило, в реальном океане критерии (2.29) и (2.30) не выполняются. О том же свидетельствуют и наблюдения над внутренними волнами, проведенные на полигоне в Тропической Атлантике в 1970 г. группой кораблей АН СССР и других ведомств. Измеренные параметры наиболее распространенных (и наиболее крутых) внутренних волн на глубине 100 м были следующими [39]: период $\tau = 18{,}6$ мин, длина $\lambda = 480$ м, амплитуда $a = 15$ м, что дает $\omega = 0{,}56 \cdot 10^{-2}$ рад/с, $k = 1{,}31 \cdot 10^{-4}$ рад/см. При этом N_m достигало $2 \cdot 10^{-2}$ рад/с ($\tau_N = 5$ мин). Отсюда $ka = 1{,}96 \cdot 10^{-1}$, $k^2a^2 = 3{,}85 \cdot 10^{-2}$, $\left\{\frac{N_m}{\omega} - \frac{\omega}{N_m}\right\}^{-2} \approx 10^{-1}$ и $\frac{2\omega}{N_m} = 0{,}56$.

Следовательно,

$$k^2a^2 < \left\{\frac{N_m}{\omega} - \frac{\omega}{N_m}\right\}^{-2}.$$

Вудс в серии статей [247, 248, 252] показал на основе собственных наблюдений около о. Мальта в Средиземном море, что в частных случаях, наблюдающихся в неглубоком сезонном термоклине (0—50 м), в морской стратифицированной среде наблюдаются условия, в которых механизм, рассмотренный Филлипсом, может действовать. Эти условия создаются тонкими слоями с высоким вертикальным градиентом температуры (и, возможно, плотности), образующимися в верхнем слое моря за счет ветрового перемешивания и ночного охлаждения верхней части летнего термоклина. Эти слои Вудс назвал «листами» («sheets»). Наблюдения Вудса [251, 252] показывают, что с высокими вертикальными градиентами плотности обычно связаны и высокие вертикальные градиенты скорости основного течения, которое в начальный момент является ламинарным. Длинные и правильные пакеты коротких и крутых внутренних волн, возникающих то и дело на этих поверхностях раздела (длина отдельной волны до 5 м, фазовая скорость — несколько сантиметров в секунду, периоды — несколько минут), добавляют в районе гребней и подножий свою долю вертикального

градиента орбитальной скорости к фоновому градиенту основного течения. В результате этого локальное число Ричардсона Ri_L может достигать в этих слоях значений меньше критического. Развивается сдвиговая неустойчивость Кельвина—Гельмгольца и турбулентное перемешивание, которому Вудс дал название «billow turbulence». Наиболее подходящим русским эквивалентом этому названию может быть выражение «волно-вихревая турбулентность», которое наилучшим образом отражает и волновое происхождение, и правильный вихревой характер образующихся турбулентных возмущений, удобно переданные в английском языке словом «billow», имеющим двойной смысл: «волна» и «завиток». Эта турбулентность черпает свою энергию примерно поровну из фонового потока и коротких внутренних волн. Образующиеся завихрения («rolls», «billows») способствуют делению «листов» по вертикали и образованию ступенчатых структур в термоклине. Мы не будем вдаваться здесь в детальную трактовку идей Вудса. Подчеркнем только, что они основаны на концепции Майлза и Ховарда [155] и Филлипса [172], в то время как сами детали этой трактовки почти полностью совпадают с трактовкой Ладлама [145] вопроса о происхождении определенного вида облаков («billow clouds») за счет неустойчивости Кельвина—Гельмгольца в атмосфере на высотах порядка 8—9 км.

Как уже указывалось во введении, волно-вихревая турбулентность за последние два-три года привлекла к себе пристальное внимание со стороны физиков атмосферы и океана в качестве весьма широко распространенного механизма (по крайней мере, в атмосфере) формирования структурных неоднородностей в поле плотности. Проявляющийся на больших высотах в атмосфере в виде так называемой «турбулентности ясного неба» этот вид неустойчивости движения является помехой для современного реактивного авиатранспорта, и поэтому его изучение в значительной мере стимулировалось практическими интересами. В Великобритании Торп [223, 224] поставил серию великолепных лабораторных опытов по созданию волно-вихревой турбулентности в наклоняемом лотке с двухслойностратифицированной жидкостью. При наклоне лотка в слоях по обе стороны поверхности раздела развиваются противоположно направленные потоки с ускорением. Через некоторое время на поверхности раздела возникают волновые возмущения, перерастающие вследствие гидродинамической неустойчивости в волно-вихревую турбулентность. После возвращения лотка в горизонтальное положение, когда разнонаправленные потоки в слоях по обе стороны поверхности раздела устанавливаются, волно-вихревая турбулентность продолжает развиваться, причем фазы ее развития определяются безразмерным масштабом времени

$$\tau_0 = \frac{tg\,\Delta\rho}{u_0},$$

где t — время с момента возникновения турбулентности; g — ускорение силы тяжести; $\Delta\rho = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_1 + \rho_2}$ — безразмерная разность плотностей между слоями; u_0 — половина перепада скорости между слоями.

Важной особенностью наблюдавшегося процесса является то, что неустойчивость в случае неустановившихся потоков возникает при начальном числе Ричардсона порядка 0,05—0,1, что значительно ниже критического значения (0,25), требующегося, согласно теории, в случае установившегося плоскопараллельного потока. При $\tau_0 = 6$ первоначальные характерные вихревые «завитки» Кельвина—Гельмгольца сливаются и превращаются в более или менее однородную турбулентность. При $\tau_0 = 10$ начинается тонкое расслоение, и к моменту $\tau_0 = 14 \div 16$ турбулентность быстро затухает. В этот момент число Ричардсона в опытах Торпа обычно достигало значения $Ri = 0{,}27 \pm 0{,}01$ *. Поверхности раздела между будущими слоями тонкой стратификации намечаются еще в ранней стадии, когда вертикальные градиенты плотности на границах наклонно вытянутых и перекрывающих друг друга турбулентных завитков примерно в 20 раз превышают начальный градиент плотности. По мнению Торпа, быстрота затухания турбулентности связана со скоростью диссипации энергии при существующей тонкой стратификации.

Путем сравнения своих экспериментальных данных с наблюдениями Вудса, уже описанными выше [252], и с результатами измерений в атмосфере Торп показал, что волно-вихревая турбулентность и в лаборатории, и в атмосфере, и в океане возникает в специфически сходных условиях: одинаковые величины Ri, одинаковые соотношения длин волн завихрений с толщинами слоев, в которых они возникают, и т. д. Интересным оказывается тот факт, что время вырождения турбулентности, отнесенное к характерному масштабу $\frac{u_0}{g\,\Delta\rho}$, также имеет всюду один и тот же порядок, а для океана и атмосферы совпадает. Следует отметить также и небольшие значения чисел Рейнольдса, характерные для волно-вихревой турбулентности в океане. Слоистая структура, остающаяся после исчезновения волно-вихревой турбулентности, имеет в океане характерный вертикальный масштаб 10 см и, таким образом, находится на границе между тонкой стратификацией и микроструктурой.

Несколько иной механизм деформации устойчивой вертикальной стратификации под влиянием внутренних волн был предложен Орланским и Брайаном [169]. Хотя эти авторы рассматривали только термическую стратификацию, случай может быть легко обобщен на термохалинную структуру. В основе модели Орланского—Брайана

* Эта величина цитируется по сообщению Торпа в 1972 г. [224]. В опубликованной в 1971 г. статье [223] дана величина $Ri = 0{,}4 \pm 0{,}1$, которая названа Гарреттом и Манком [111] числом Торпа (Th).

лежит идея Филлипса [172] о том, что в случае значительного градиента скорости у вершины внутренней волны может произойти отделение и конвективное опрокидывание вершины, подобное тому, которое происходит у обычных поверхностных волн. Условие такого опрокидывания заключается в том, что орбитальная скорость u на вершине волны должна превысить ее фазовую скорость

$$u > c_{\text{ф}}. \tag{2.31}$$

В пересчете на число Ричардсона требования этого критерия «мягче», чем в случае, рассмотренном Майлзом и Ховардом [155], а именно:

$$\mathrm{Ri} \ll 1 + \frac{k^2}{q^2}, \tag{2.32}$$

где k — горизонтальное волновое число, q — вертикальное волновое число, причем $\frac{k}{q} \ll 1$.

Таким образом, можно ожидать, что механизм Орланского—Брайана может действовать в условиях $\mathrm{Ri}_{\text{крит}}$, близкого к единице. Непременным условием работы этого механизма должен быть непрерывный приток энергии в систему, за счет которого амплитуда волны должна возрастать до того предела, когда начнет выполняться критерий (2.31).

После этого, при отсутствии диссипации, вся освободившаяся энергия должна быть израсходована на работу против архимедовых сил. В результате возникает гидростатически неустойчивая температурная инверсия. Конвективная неустойчивость, возникшая при этом, должна довольно быстро привести к полному конвективному перемешиванию инверсионного слоя с вышележащим. Конечным продуктом этого процесса должен быть однородный по вертикали слой.

Исследования вертикальной структуры термоклина, проведенные автором в районе полигона в Тропической Атлантике [64, 65], а также в Индийском океане [35], обнаружили в пределах глубин от 50 до 700 м большое число однородных по вертикали слоев толщиной от 3 до 25—30 м. По приближенным оценкам автора, который использовал показания вертушки Алексеева на ряде близких горизонтов (с интервалом 10 м) и вертикальные градиенты плотности, полученные одновременно с помощью термосолезонда «АИСТ», локальные значения числа Ричардсона в слое 70—110 м в Тропической Атлантике колебались в пределах порядков величин 10^0—10^1 (от 0,69 до 12). Более корректные синхронные измерения с помощью зондов «Кроссбим» [9, 35, 70] и «АИСТ» в Индийском океане позволили получить вертикальные профили мезомасштабных чисел Ричардсона с шагом осреднения 5 м (см. рис. 35). На подобных профилях в слоях 0—200, 0—400 м можно встретить значения Ri от 0,05 до 100 и иногда выше. Примерно 15% толщины рассмотренных слоев имеет $\mathrm{Ri} \approx 1$, около 5% — $\mathrm{Ri} \approx 0{,}3 \div 0{,}4$. Возможно, что эта последняя доля отражает вклад волновихревой турбулентности, конечным продуктом которой являются квазиоднородные участки со слабой тонкой слоистостью, лежащей за пределами разрешающей способности зонда «АИСТ». В отношении всех участков с $\mathrm{Ri} \approx 1$ можно было бы предположить, что в случае соблюдения необходимых условий (например, непрерывный приток энергии в систему) механизм Орланского—Брайана мог бы в них работать. Однако в последнее время высказываются серьезные сомнения [111] в том, что модель Орланского—Брайана, основанная на идее опрокидывания гребней волн, достаточно реалистична. Гарретт и Манк полагают, что сдвиговая неустойчивость внутренних волн, сопровождающаяся локальным развитием турбулентности, является более вероятным механизмом океанического перемешивания, вероятность которого еще более возрастает вследствие присутствия микростратификации.

В соответствии с Гарреттом и Манком [110, 111], которые провели статистическое обобщение всех имеющихся данных о внутренних волнах в океане на основе универсального безразмерного спектра, среднеквадратичная крутизна внутренних волн в океане $\overline{m}_{rms}$ оценивается как

$$\overline{m}_{rms} = 2{,}6 \cdot 10^{-2} \text{ рад}, \tag{2.33}$$

а среднеквадратичный вертикальный градиент орбитальной скорости $\overline{s}_{rms}$ (s — «shear») как

$$\overline{s}_{rms} = 1{,}8 \cdot 10^{-3} n^3 \text{ с}^{-1}, \tag{2.34}$$

где n — безразмерная частота Вяйсяля, нормализованная масштабом $\overline{N} = 0{,}83 \cdot 10^{-3}$ Гц ≈ 3 цикла/ч, а коэффициент $1{,}8 \cdot 10^{-3}$ в (2.34) и величина $2{,}6 \cdot 10^{-2}$ в (2.23) зависят от оценок уровня энергии и числа мод внутренних волн.

Доводы Гарретта и Манка сводятся к тому, что величина $\overline{m}_{rms}$ должна возрасти в 38 раз, чтобы увеличиться до 1 радиана, т. е. чтобы волна могла обрушиться. Это требует либо возрастания уровня энергии внутренних волн в 38^2 раз, либо присутствия очень высоких мод. В свою очередь величина $\overline{s}_{rms}$ должна возрасти всего в $5{,}7\ n^{-1/2}$ раз, чтобы число Ричардсона, выраженное через n и $\overline{s}_{rms}$

$$\overline{\mathrm{Ri}} = \frac{(2\pi n \overline{N})^2}{\overline{s}_{rms}} \approx 8{,}1 n^{-1}, \tag{2.35}$$

уменьшилось до критического значения $^1/_4$. При $n = 1$ (средние условия в термоклине) величина $\overline{s}_{rms}$, в соответствии с (2.34), равна примерно 0,2 см/с на метр. Для достижения неустойчивости необходимо, чтобы величина $\overline{s}_{rms}$ была всего лишь в 5,7 раза больше, т. е. была равна примерно 1,1—1,2 см/с на метр. Наши измерения в Индийском океане [9, 35, 70] во многих случаях давали $\overline{s}_{rms}$ выше этого значения (см. табл. 11 в разделе 3.6). Однако наш шаг

осреднения по глубине (5 м) много меньше вертикального масштаба когерентности (40 м) в теории Гарретта и Манка [110, 111], а кроме того, мы не можем в каждом случае с достоверностью судить о физическом происхождении наблюдавшегося высокого уровня $\bar{s}_{rms}$. Такой сдвиг мог быть связан и со средним течением. В любом случае можно признать, что условия для развития сдвиговой неустойчивости внутренних волн в океаническом термоклине имеются. Другой вопрос, насколько часто эти условия реализуются. Гарретт и Манк [111] считают, что на деле это происходит очень редко и что связанное со **средними** вертикальными градиентами плотности и скорости крупномасштабное перемешивание («gross mixing event») за счет сдвиговой неустойчивости внутренних волн является редким и малоэффективным механизмом перемешивания в океане.

Условия становятся намного благоприятнее вследствие присутствия микростратификации. Из теории внутренних волн [172] следует, что вертикальные градиенты скорости и плотности должны быть пропорциональны друг другу, откуда

$$\frac{s'}{s}=\frac{(n')^2}{n^2}, \tag{2.36}$$

где s и n — локальные средние значения сдвига и частоты Вяйсяля, а s' и n' — их значения, связанные с микростратификацией.

Из (2.35) и (2.36) следует, что микроструктурное число Ричардсона

$$\mathrm{Ri}=\mathrm{Ri}\,\frac{n^2}{(n')^2}.$$

Поэтому достаточно, чтобы n' превышало n в 5—6 раз, а микроструктурный градиент плотности был в 25—40 раз больше среднего, чтобы при $n=1$ создались реальные условия для сдвиговой неустойчивости внутренних волн.

В соответствии с оценками Гарретта и Манка [111] сдвиговая неустойчивость внутренних волн и результирующее вертикальное перемешивание в присутствии микроструктуры оказываются более эффективным механизмом и могут обеспечить в океаническом термоклине коэффициент вертикального турбулентного перемешивания порядка 1 см²/с, что, как следует из многих независимых оценок, в действительности характерно для средних условий в океане. Поскольку измерения тонкой структуры с высокой разрешающей способностью по глубине [117] дают при шаге осреднения в 20 см для наиболее турбулизованных слоев соотношения $\frac{(n')^2}{n^2}$ порядка 70, а для наиболее спокойных слоев — порядка 4, можно считать, что рассуждения Гарретта и Манка [111] являются вполне реалистичными. Оценки, сопровождающие эти рассуждения, неплохо совпадают с фактическими наблюдениями.

В настоящий момент изучаются и другие возможности разрушения внутренних волн или возникновения неустойчивости в них. Внимание привлекают прежде всего стоячие внутренние волны и их взаимодействие в режиме резонанса [146, 168]. Лабораторные опыты Мак-Юина [147] показали, что в результате резонансного взаимодействия вынужденных стоячих внутренних волн в стратифицированной жидкости в прямоугольном бассейне возникают необратимые деформации волн, обусловленные геометрией бассейна и ведущие к деформациям поля плотности, которые Мак-Юин назвал «травматическими» эффектами по отношению к непрерывной стратификации. Это название хорошо отражает физический смысл возникающих структурных изменений, которые своей необратимостью * существенно отличаются от тех, которые выше мы называли упругими, или обратимыми деформациями за счет кинематического эффекта внутренних волн. Что же касается возможности взаимодействия в океане стоячих внутренних волн, то прежде всего должна быть исследована сама возможность существования в практически безграничном океане стоячих внутренних волн. Не исключено, что в условиях специфического сочетания вертикальной стратификации с горизонтальными неоднородностями поля плотности стоячие волны могут возникать, существовать и взаимодействовать и в океане. Какая геометрия поля плотности может благоприятствовать при этом возникновению «травматических» структурных эффектов, пока сказать трудно. Исследования в этом направлении в настоящий момент проводятся рядом авторов.

2.4.3. О сдвиговой неустойчивости течений

Накапливается все больше и больше натурных наблюдений, свидетельствующих о том, что турбулентность в океане чаще всего сконцентрирована в тонких прослойках («sheets») толщиной не более 1—2 м и на поверхностях раздела между отдельными элементами тонкой стратификации [30—32, 114, 161, 252]. Это означает, что океаническая турбулентность характеризуется относительно малыми числами Рейнольдса, что, с одной стороны, отражает высокую степень ее перемежаемости в пространстве, а с другой — говорит о тенденции к быстрому затуханию турбулентных возмущений в океане.

Возникает вопрос, каков все же предпочтительный путь дестабилизации гидродинамически устойчивого ламинарного течения в океане: за счет ли обострения локального сдвига скорости $\frac{\partial u}{\partial z}$ в тонких прослойках, где начальный вертикальный градиент плотности относительно высок, или за счет ослабления $\frac{\partial \rho}{\partial z}$ в отдельных

* Само собой разумеется, что деформации структуры, о которых говорилось выше при обсуждении моделей Филлипса, Орланского и Брайана, Вудса, Гарретта и Манка и экспериментов Торпа, также носят «травматический» характер.

слоях в результате несбалансированной адвекции или локальной конвекции.

Автор считает, что в принципе возможны две противоположные по характеру ситуации. В одной и поле течений, и поле плотности имеют достаточное число «степеней свободы» для взаимного устойчивого приспособления друг к другу, что при наличии соответствующих механизмов может приводить к концентрации высоких локальных значений вертикальных градиентов скорости и плотности в одних и тех же тонких прослойках с $\mathrm{Ri} > \mathrm{Ri}_{\text{крит}}$. В другой ситуации поле плотности не обладает сколько-нибудь значительным потенциальным ресурсом по вертикали для формирования резких скачков, а поле течений, определяемое сильными квазистационарными потоками, характеризуется постоянными зонами сильных сдвигов по вертикали. В таких условиях более естественно ожидать существования постоянно турбулизованных слоев.

Каждую ситуацию удобно в общей форме характеризовать «среднеквадратичным» числом Ричардсона Ri_{rms}, составленным из средних квадратичных значений флуктуаций вертикальных градиентов плотности и скорости относительно средних величин для всего рассматриваемого слоя:

$$\mathrm{Ri}_{rms} = \frac{g\nabla_z' \rho_{rms}}{\rho \left| \nabla_z' \mathbf{u} \right|_{rms}}. \tag{2.37}$$

Первая устойчивая ситуация должна отличаться высокими значениями Ri_{rms}. Во втором случае Ri_{rms} должно быть мало́. Анализ наблюдений, выполненных автором в океане (см. раздел 3.6), показывает, что действительно имеет место зависимость степени корреляции между вертикальными профилями $\frac{\partial \rho}{\partial z}$ и $\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}$ от Ri_{rms}.

Интересно, что в океане есть условия для работы специфического механизма, который в первой ситуации будет всегда способствовать максимальной концентрации вертикальных градиентов плотности и скорости в одних и тех же прослойках. Это механизм вязкой диффузионной дестабилизации, который начинает работать при ламинарном режиме и постепенно приводит к возникновению тонких и, по-видимому, недолговечных турбулизованных слоев, обостряющих микростратификацию. Речь об этом механизме пойдет в следующем разделе.

2.4.4. Вязкая диффузионная дестабилизация (масса—импульс) и турбулентное вовлечение

На возможность дестабилизации первоначального устойчивого режима движения и стратификации за счет неравенства скоростей молекулярной диффузии импульса и массы указывал Р. Стюарт (ссылка в [203]). Исследованию этого процесса в специальных условиях кругового бароклинного вихря посвящены эксперименты Бэйкера и работа Мак-Интайра [77, 148]. Имеет смысл попытаться представить себе наиболее вероятный путь развития такой неустойчивости. Некоторые примеры из монографии Тэрнера [232] оказываются при этом полезными.

Представим себе, что в некотором слое оказываются совмещенными более высокие по сравнению со средними вертикальные градиенты плотности и скорости, причем $\mathrm{Ri} > \mathrm{Ri}_{\text{крит}}$, т. е. ситуация в этом умеренном пикноклине гидродинамически устойчива.*

Ввиду того что в морской воде числа Прандтля и Шмидта больше единицы:

$$\mathrm{Pr} = \frac{\nu}{k_T} \approx 7 \quad \text{и} \quad \mathrm{Sc} = \frac{\nu}{k_S} \approx 700,$$

вязкая диффузия импульса, происходящая значительно быстрее молекулярной диффузии массы, будет стремиться расширить слой с вертикальным сдвигом скорости по сравнению с толщиной пикноклина. В результате на его границах могут возникнуть условия, благоприятные для развития динамической неустойчивости ($\mathrm{Ri} \to \mathrm{Ri}_{\text{крит}} = 1/4$) и турбулентности.

Турбулентность обычно сопровождается турбулентным вовлечением (entrainment), которое будет стремиться обострить вертикальный градиент плотности путем эрозии пикноклина, в результате чего турбулизованные прослойки будут «врезаться» в него, уменьшая его толщину до некоторого конечного равновесного значения.

Предложенное здесь качественное описание процесса диффузионной дестабилизации не претендует ни на строгость, ни на полноту. Оно, видимо, верно лишь в общих своих чертах. В то время как диффузионная фаза процесса, начинающаяся при ламинарном режиме (при $\mathrm{Ri} > \mathrm{Ri}_{\text{крит}}$), по-видимому, относительно коротка и не оказывает заметного влияния на структуру поля плотности, следующая за ней фаза турбулентного вовлечения является, по-видимому, основной фазой, во время которой происходит деформация структуры. Эта фаза изучалась рядом авторов [144, 156, 195, 230] вне связи с вязкой диффузионной дестабилизацией. Мур и Лонг поставили особенно удачную серию экспериментов с солевыми градиентами, а также серию экспериментов с тепловыми градиентами в двухслойной системе со сдвигом скорости и обнаружили, что протекание фазы турбулентного вовлечения уже не зависит от различных скоростей молекулярной диффузии тепла и соли. В результате турбулентности и турбулентного вовлечения как вертикальный градиент плотности, так и вертикальный градиент скорости постепенно оказывались сконцентрированными в тонкой переходной прослойке (пикноклине) между двумя сформировавшимися, однородными по плотности и скорости слоями. Муром и Лонгом [156] был получен при этом важный результат, а именно: с какой бы величины среднего для всего слоя h числа Ричардсона (Ri^*) не начался процесс турбулентного вовлечения (в экспериментах Мура и Лонга Ri^* задавалось от 1 до 60), процесс заканчивался при достижении

* В экспериментах Бэйкера среднее начальное Ri достигало 250.

локальным числом Ричардсона (Ri_L), осредненным по переходной прослойке (пикноклину), величины, имеющей порядок единицы.

Возможным независимым подтверждением функционирования указанного механизма в естественном термоклине являются обнаруженные Симпсоном и Вудсом [203] «микроскачки» температуры в пресноводном озере Лох-Несс. Отсутствие солевой стратификации в данном случае исключает возможность работы ряда других механизмов, и в частности термохалинной конвекции.

2.5. Адвективный перенос термохалинных неоднородностей

Адвективный перенос термохалинных неоднородностей является, по-видимому, одной из главных причин наблюдаемой сложности вертикальной термохалинной структуры вод океанов и морей. В духе анализа Эккарта [97] адвективный перенос, независимо от своего масштаба, эквивалентен такому механическому перераспределению («stirring») объемов воды с различными характеристиками, в результате которого среднеквадратичные градиенты этих характеристик в рассматриваемой области возрастают.

Можно представить себе два возможных пути этого процесса. В первом случае исходные поля температуры T' и солености S' так компенсируют друг друга, что при этом не возникает мелкомасштабных возмущений поля плотности. Это значит, что поле термохалинных неоднородностей подчиняется соотношению

$$-\alpha T'(x, y, z)+\beta S'(x, y, z)=0. \qquad (2.38)$$

Если среднее движение **U** изэнтропично, а турбулентное размешивание балансируется молекулярным выравниванием микроградиентов (см. раздел 2.2), то ситуация квазистационарна в том смысле, который предписывается уравнениями баланса (2.13) и (2.14). Вертикальная структура профилей температуры и солености будет при этом изопикнически флуктуировать вокруг некоторого среднего состояния, подчиняясь соотношению (2.23).

Второй случай отличается от первого тем, что

$$-\alpha T'(x, y, z)+\beta S'(x, y, z)=\rho'(x, y, z)\neq 0$$

и

$$\rho(x, y, z)=\langle\rho(x, y, z)\rangle+\rho'(x, y, z).$$

По-видимому, именно этот случай соответствует часто наблюдающемуся в океане тонкому переслоению термохалинного поля, единственным правдоподобным объяснением которого может быть разнонаправленное движение тонких смежных прослоек, названное боковой конвекцией [63, 214]. Понять смысл «боковой конвекции» легко, если представить себе два гидростатически устойчивых, но по-разному стратифицированных столба воды, сближенных в результате адвекции средним движением **U** на небольшое расстояние, на котором горизонтальные разности плотности и давления должны способствовать развитию локальных движений $\mathbf{u}'(x, y, z)$, стремящихся создать единую, оптимально устойчивую вертикальную структуру вместо двух начальных. Так как по своему характеру и масштабам этот процесс есть не что иное, как процесс фронтообразования, при котором эффекты вращения Земли играют важную роль, нельзя сказать a priori и однозначно, является ли боковая конвекция вынужденной или свободной конвекцией. Во всяком случае можно утверждать, что речь идет о движениях, осуществляющих перекачку энергии из той области масштабов, где важны эффекты вращения Земли, в ту область, где преобладающую роль играют силы плавучести [250].

Некоторые виды движения, участвующие в этом процессе, известны из анализа Россби [194], который, исследуя процесс геострофического приспособления, показал, что сумма кинетической и потенциальной энергий конечного равновесного состояния всегда меньше полной энергии начального состояния. Часть энергии идет на возбуждение инерционных, а в стратифицированной жидкости — инерционно-гравитационных [79] колебаний, которые уносят часть энергии за пределы рассматриваемой области начального возмущения и, добавим, за пределы области рассматриваемых масштабов.

Хотя Россби в своих однородных и стратифицированных моделях ограничился рассмотрением притока возмущающего импульса с поверхности океана, те же самые рассуждения полностью приложимы к любому несбалансированному возмущению поля массы.

Горизонтальный масштаб, в пределах которого осуществляется приспособление к геострофическому режиму, определен Россби как радиус деформации λ. В однородной жидкости

$$\lambda=\frac{\sqrt{gD_0}}{f}, \qquad (2.39)$$

где D_0 — глубина слоя жидкости (глубина океана), f — параметр Кориолиса. В стратифицированном океане выражение (2.39) принимает, в соответствии с Блюменом [79], следующий вид:

$$\lambda_{\text{стр}}=\frac{ND_0}{\pi f},$$

где N — средняя для рассматриваемой толщи океана частота Вяйсяля. Характерная величина $\lambda_{\text{стр}}$ колеблется от 10 до 50 км, в зависимости от широты и стратификации.

Временной масштаб приспособления определяется периодом (или несколькими периодами) инерционных колебаний, т. е. десятками часов или сутками.

Именно в этих масштабных границах и можно ожидать возникновения нестационарных агеострофических возмущений движения, которые могут быть одним из механизмов дальнейшего осуществления боковой конвекции. Заметим, что такие же несбалансированные возмущения движения, а также связанные с ними инерционно-гравитационные колебания и результирующая горизонтальная

турбулентность могут возникать не только в связи с процессом фронтообразования, но и вследствие нестационарного режима ветра и давления на поверхности океана. Именно Россби [194] указал на то, что в стратифицированном океане эти эффекты значительно более сильно выражены и проникают на большую глубину.

Таким образом, процесс геострофического приспособления, который сопровождает многочисленные и многообразные несбалансированные возмущения полей массы и импульса, порождает в стратифицированном океане изобилие нестационарных движений. Видимо, значительная часть этих движений, в том числе и инерционные колебания, имеют вынуждающий характер по отношению к уже неоднородному термохалинному полю и поэтому генерируют тонкую стратификацию путем разнонаправленной адвекции на разных горизонтах. Эти предположения подтверждаются рядом фактов из наблюдений в океане (см. разделы 3.6 и 5.2, а также [9, 34, 35]), но нуждаются в более строгом теоретическом подтверждении.

В свете изложенного особый интерес представляет выражение, полученное Россби для приближенного подсчета доли энергии, которая тратится на возбуждение инерционных колебаний E_{osc}:

$$\frac{E_{osc}}{E_0} = \frac{1 + a/3\lambda}{1 + \lambda/a + a/3\lambda}, \qquad (2.40)$$

где E_0 — полная начальная энергия возмущения, a — его начальный линейный размер. Из (2.40) видно, что эта доля существенно зависит от соотношения $\frac{a}{\lambda}$. Чем меньше это соотношение, тем меньше доля $\frac{E_{osc}}{E_0}$. В однородном океане, где a примерно в 50 раз больше, чем в стратифицированном, эта доля составляет, по подсчетам Россби, около 7%. В стратифицированном океане она может достигать 90%. Если учесть характерные горизонтальные размеры элементов тонкой стратификации, приведенные в разделе 1.5.1, то для них $\frac{a}{\lambda} \sim 1$, и, стало быть, около 57% энергии соответствующих возмущений полей массы и импульса должно переходить в энергию колебаний. Поскольку величина радиуса деформации существенно зависит от глубины бассейна, то можно подозревать, что крупные несбалансированные термохалинные неоднородности, например линзы интрузионных вод, проходя над подводными хребтами, должны в силу увеличения отношения $\frac{a}{\lambda}$ порождать гораздо больше колебательных движений инерционного характера в горизонтальной плоскости. Интересно, что во время 7-го рейса НИС «Дмитрий Менделеев» в Индийский океан в 1972 г. наиболее сложное вертикальное расслоение и резко выраженная пятнистость в горизонтальной плоскости в области распространения интрузионных вод красноморского происхождения наблюдались над подводным хребтом Карлсберга в Аравийском море (см. раздел 4.3).

В последнее время процессы развития конвективной неустойчивости в стратифицированных средах вследствие появления горизонтальных неоднородностей температуры и солености изучаются английским физиком Тэрнером на лабораторных моделях [233]. Во многих случаях при этом происходит ступенчатое расслоение непрерывно стратифицированной вначале жидкости. При вирыскивании в стратифицированную среду инородной по T, S-характеристикам жидкости последняя расслаивается на несколько изолированных интрузионных прослоек, которые уравновешиваются на различных уровнях, соответствующих их плотностям. Эти опыты все еще продолжаются, и их физическая интерпретация должна появиться в ближайшее время. В настоящий момент, однако, уже ясно, что конвективные процессы, порождаемые различием в скоростях молекулярной диффузии тепла и соли, играют в этих экспериментах очень важную роль. Физическая сущность этих конвективных процессов излагается в последующих разделах.

2.6. Конвективная перестройка термохалинной структуры как следствие эффекта «двойной диффузии» *

Свободная конвекция, развивающаяся в поверхностных слоях океана в периоды зимнего охлаждения и льдообразования или во время интенсивного испарения с его поверхности, играет важную роль в формировании главных особенностей вертикальной термохалинной структуры его верхнего деятельного слоя. Этот вид конвекции получает энергию от внешних источников, связанных с атмосферными процессами, воздействующими на океан с поверхности. Другой внешний источник — геотермические процессы — способствует конвективному перемешиванию глубинных вод океана. Указанные случаи достаточно хорошо исследованы и описаны рядом авторов [4—8, 15, 17, 18, 52—54, 102—106]. Эти работы в разной мере базируются на классических трудах по конвекции Рэлея [185, 186] и Чандрасекхара [85].

О конвекции в толще воды океана океанологи знают гораздо меньше, несмотря на ряд теоретических исследований [75, 236—238]. Почти повсеместная положительная гидростатическая устойчивость поля плотности в океане порождала иллюзию, что конвективная неустойчивость в толще океанических вод вдали от поверхности и дна — явление, чрезвычайно редкое или вовсе невозможное. Эта иллюзия подкреплялась установившимся мнением, что молекулярные процессы в океане по сравнению с другими процессами настолько слабы, что принимать участие в явлениях сколько-нибудь заметного масштаба не могут.

Лишь сравнительно недавно ученые поняли, что баланс между термическим и солевым вкладами в гидростатическую устойчивость

* «Двойная диффузия» («double diffusion») — термин, широко распространенный в зарубежной литературе. У нас подобные конвективные эффекты называются термоконцентрационной или дифференциально-диффузионной конвекцией.

может нарушаться молекулярной диффузией [174, 207, 213, 235, 242, 244]. Возникающая при этом конвекция может в известных условиях быть эффективным механизмом формирования тонкой термохалинной стратификации в результате перераспределения потенциальной энергии между солевой и термической компонентами мезо- и макростратификации. Существенно важной оказалась разница примерно в 100 раз между скоростями молекулярной теплопроводности и диффузии соли в морской воде. Первая характеризуется коэффициентом молекулярной температуропроводности k_T, средняя величина которого в условиях океана равна $1{,}4 \cdot 10^{-3}$ см²/с. Вторая определяется коэффициентом молекулярной диффузии соли k_S, типичное значение которого для океанических концентраций равно $1{,}3 \cdot 10^{-5}$ см²/с. Микромасштабная локальная дестабилизация, вызываемая этим различием в первоначально устойчивой термохалинной структуре, создает благоприятные условия для дальнейшего освобождения потенциальной энергии скрытой неустойчивости в более существенных масштабах. В принципе этот эффект аналогичен упоминавшемуся ранее эффекту вязкой диффузионной дестабилизации за счет различий между скоростями диффузии массы и импульса (см. раздел 2.4.4).

Общий физический смысл дифференциально-диффузионной конвекции заключается в освобождении части потенциальной энергии неустойчивого вертикального градиента (температуры или солености), несмотря на стабилизирующий эффект другого вертикального градиента (солености или температуры). Возникающая конвекция является тем механизмом, который осуществляет обмен энергией между солевой и термической стратификациями. Количества обмениваемой потенциальной энергии пропорциональны потокам массы за счет конвективного переноса тепла и соли. Отношение R_F количества потенциальной энергии, приобретенной устойчивой компонентой стратификации, к количеству, потерянному неустойчивой компонентой, всегда должно быть меньше единицы на ту долю энергии, которая диссипируется в процессе конвекции. Величина $(1 - R_F)$, таким образом, является мерой повышения гидростатической устойчивости всей термохалинной структуры, охваченной дифференциально-диффузионной конвекцией [40, 65].

Термохалинные конвективные эффекты, связанные с «двойной диффузией», впервые были обнаружены экспериментально в лаборатории и получили широкую известность благодаря многочисленным работам Тэрнера и Стоммела, Тэрнера, Стерна, Хапперта и др. [50, 129, 130, 209, 212, 227—229, 234]. Недавно появилось первое оригинальное описание всего явления в целом [232], включающее изложение и интерпретацию различных экспериментальных результатов. Хотя условия большинства экспериментов существенно отличались от условий реального океана, принципиальное физическое значение полученных результатов для понимания процессов, происходящих в океане, столь велико, что в контексте данной главы они заслуживают более подробного изложения.

2.6.1. Послойная конвекция при устойчивом солевом градиенте, подогреваемом снизу

Лабораторные эксперименты Тэрнера [227, 228] в термоизолированном с боков стеклянном сосуде показали, что при нагревании снизу устойчивого по вертикали (за счет градиента солености) объема жидкости на нижней границе объема возникает хорошо перемешанный конвективный слой, толщина и температура которого растут со временем по мере возрастания количества тепла, сообщенного воде. Рост толщины h первого конвективного слоя описывается хорошо подтвержденной экспериментом формулой, вытекающей из соображений вертикальной устойчивости на верхней границе конвективного слоя:

$$h = H_*^{1/2} S_*^{-1/2} t^{1/2},$$

где $H_* = g\alpha F_H = \frac{g\alpha}{\rho_0 c_p} Q$ и $S_* = \frac{1}{2} g\beta \left(\frac{dS}{dz} \right)$; g — ускорение силы тяжести; α — коэффициент термического расширения; β — изменение плотности на единицу солености; ρ_0 — средняя плотность воды; c_p — удельная теплоемкость воды; $F_H = \frac{Q}{\rho_0 c_p}$; Q — поток тепла в кал/(см² · с); S — соленость, ‰; t — время; z — вертикальная координата, принимаемая положительной кверху.

Рост толщины первого конвективного слоя останавливается, когда скорость продвижения вверх фронта конвекции уравновешивается молекулярной диффузией тепла через поверхность раздела. Остановившийся в своем развитии нижний теплый конвективный слой сам становится нагревателем по отношению к вышележащей толще воды. Над его верхней границей за счет молекулярной диффузии тепла начинает расти тонкий пограничный слой с весьма значительным локальным градиентом температуры. Градиент солености в этом пограничном слое, однако, практически не отличается от начального, так как молекулярная диффузия соли идет гораздо медленнее молекулярной диффузии тепла. Возникает местная колебательная неустойчивость, описанная Веронисом [237], которая перерастает в развитую конвекцию, когда устойчивый вклад начального градиента солености перестает уравновешивать неустойчивый вклад локального градиента температуры в пограничном слое. Начинает расти второй конвективный слой, позже — третий и т. д., до тех пор, пока в результате продолжающегося нагревания снизу слои не начнут сливаться вместе и весь объем не перемешается до полной однородности.

Толщина, при которой останавливается рост первого конвективного слоя, названа Тэрнером критической толщиной h_c первого слоя. Она может быть найдена на основе теоретических соображений через начальный градиент солености, величину теплового потока и критическое число Рэлея Ra_c, относящееся к температурному градиенту в упомянутом выше пограничном слое. Формула,

полученная Тэрнером для h_c, такова:

$$h_c = \left(\nu \, \mathrm{Ra}_c / 64 k_T^2\right)^{1/4} H_*^{3/4} S_*^{-1}. \qquad (2.41)$$

Здесь ν — кинематическая вязкость; k_T — коэффициент молекулярной температуропроводности;

$$\mathrm{Ra}_c = \frac{g\alpha \, \Delta T \delta^3}{\rho \nu k_T}, \qquad (2.42)$$

где ΔT — перепад температуры в пограничном слое, δ — толщина пограничного слоя.

Прямое вычисление Ra_c из (2.42) затруднительно, так как толщина пограничного слоя δ плохо поддается определению. Тэрнер [229] оценивал критическое число Рэлея, сопоставляя наблюдавшиеся в эксперименте величины h_c с остальными параметрами, входящими в (2.41). При $\frac{1}{\rho_0}\frac{d\rho}{dz} = -10^{-3}$ см$^{-1}$ и Q порядка 10^{-1} кал/(см$^2 \cdot$ с) он получил $\mathrm{Ra}_c = 2{,}4 \cdot 10^4$.

Поскольку сосуд, в котором совершался эксперимент, имел высоту всего 25 см, возникавшие конвективные слои существовали сравнительно короткое время, последовательно сливаясь друг с другом под воздействием относительно интенсивного потока тепла. Соответственно эксперимент на всех своих стадиях являлся существенно нестационарным процессом и заканчивался полным перемешиванием по вертикали.

Тэрнер экспериментально определял соотношение потоков тепла и соли при послойной конвекции [227] в условиях двухслойной модели и нашел, что в диапазоне значений $R_\rho = \frac{\beta \Delta S}{\alpha \Delta T}$ от 2 до 7 (при более высоких значениях R_ρ опыты не проводились) и при начальных скачках плотности $\Delta\rho$ через поверхности раздела от 0,1 до 100 мг/см^3 отношение переноса массы соли βF_S к переносу массы за счет потоков тепла αF_H является малой постоянной величиной, близкой к 0,15 (рис. 12 *б*), в пределах точности эксперимента. Экспериментальные точки легли на график таким образом, что Хапперт и Тэрнер [130] сочли необходимым различать два режима конвекции (пунктирная ломаная линия на рис. 12 *б*):

1) «постоянный», когда соотношение «потоков массы»

$$R_F = \frac{\beta F_S}{\alpha F_H} = 0{,}15 \quad \text{при} \quad R_\rho \geqslant 2; \qquad (2.43)$$

2) «переменный», когда

$$R_F = \frac{\beta F_S}{\alpha F_H} = 1{,}85 - 0{,}85 R_\rho \quad \text{при} \quad R_\rho < 2. \qquad (2.44)$$

Они также высказали мнение, что существование «постоянного» режима характерно и для случая солевых пальцев (см. раздел 3.5.2).

Графики на рис. 12 и соотношения (2.43) и (2.44) показывают, что послойная конвекция, которая может возникать в инверсионных градиентах температуры, стабилизированных положительным

вертикальным градиентом солености, является, особенно в «постоянном» режиме, гораздо более эффективным механизмом переноса тепла, нежели соли. Лишь при R_ρ, близких к единице, когда в условиях безразличного равновесия возникает развитая конвективная

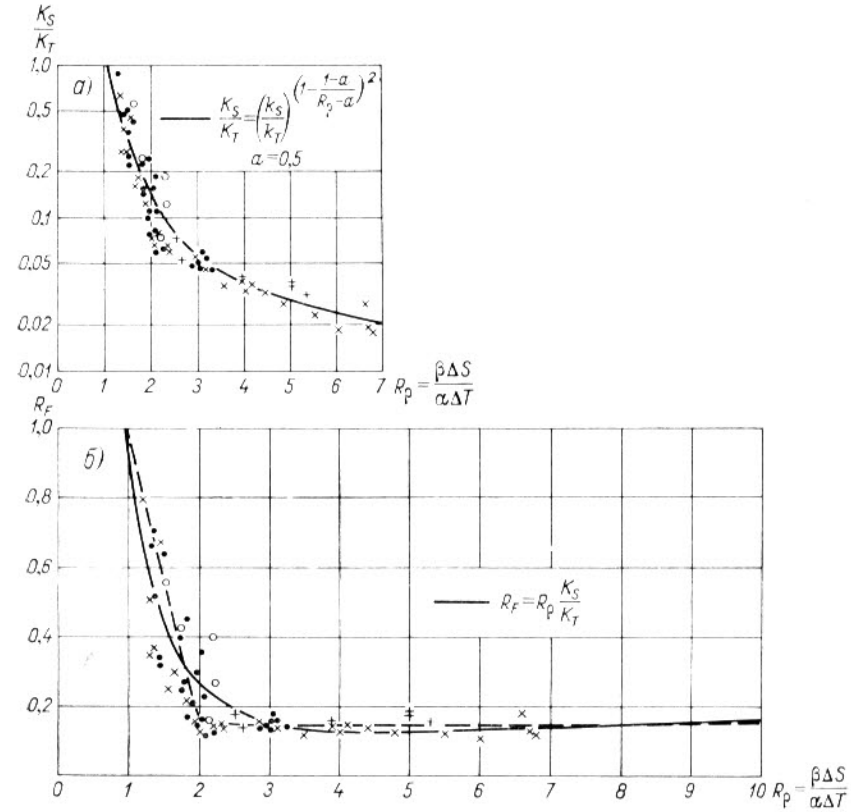


Рис. 12. Соотношение коэффициентов эффективного вертикального обмена теплом и солью (*а*) и два режима конвекции (*б*) в экспериментах Тэрнера с термохалинной конвекцией.

турбулентность, соотношения $\frac{K_S}{K_T}$ и $\frac{\beta F_S}{\alpha F_H}$ приближаются к единице, что означает, что и тепло, и соль переносятся одними и теми же вихрями. Экспериментальный график $\frac{K_S}{K_T}$, построенный Тэрнером (рис. 12 *б*), подтверждает зависимость этого соотношения от R_ρ и, таким образом, находится в согласии с теоретическим выводом Тэрнера [227] о том, что

$$\frac{K_S}{K_T} = \frac{k_S}{k_T} \cdot f(R_\rho), \qquad (2.45)$$

где $f(R_\rho)$ — некоторая функция R_ρ, а k_S и k_T — коэффициенты молекулярной диффузии соли и тепла соответственно.

Если принять гипотезу Хапперта и Тэрнера [130] о двух режимах конвекции, то отношение $\frac{K_S}{K_T}$ в каждом режиме должно определяться своей собственной функцией $f(R_\rho)$. Соответствующие эмпирические соотношения даны Хаппертом [129]:

$$\frac{K_S}{K_T} \approx \frac{1{,}85}{R_\rho} - 0{,}85 \quad \text{при} \quad 1 \leqslant R_\rho \leqslant 2 \tag{2.46}$$

и

$$\frac{K_S}{K_T} \approx \frac{0{,}15}{R_\rho} \quad \text{при} \quad R_\rho > 2. \tag{2.47}$$

По мере роста R_ρ $\frac{K_S}{K_T}$ должно приближаться к $\frac{k_S}{k_T}$. Поскольку $\frac{k_S}{k_T} \approx 10^{-2}$, то, как явствует из (2.47), уже при $R_\rho = 15$ обмен через поверхность раздела принимает чисто молекулярный характер. Поэтому можно считать в первом приближении величину $R_\rho = 15$ верхним пределом для развития послойной конвекции и сопровождающих ее ступенчатых структур [165]. Интересно, что значение $R_\rho = 15$ является максимальным, наблюдавшимся в ступенчатых структурах горячего рассола во впадинах Красного моря [231].

Можно, однако, попытаться дать интерпретацию данных эксперимента Тэрнера [227] в духе выражения (2.45), полученного из соображений размерностей. При этом можно избежать некоторой искусственности, связанной с предположением о двух режимах, и представить изменение характера обмена через поверхность раздела как непрерывный процесс, что нам кажется более естественным с физической точки зрения. Поле экспериментальных точек Тэрнера [227] может быть довольно хорошо аппроксимировано следующей зависимостью:

$$\frac{K_S}{K_T} \approx \left(\frac{k_S}{k_T}\right)^{\left(1 - \frac{1}{R_\rho}\right)} \tag{2.48}$$

В соответствии с (2.46) при $R_\rho = 1$ и $\frac{K_S}{K_T} = 1$, а при $R_\rho \to \infty$ $\frac{K_S}{K_T} \to \frac{k_S}{k_T}$. Физический смысл показателя степени $\left(1 - \frac{1}{R_\rho}\right)$ в (2.48) заключается в том, что он представляет собой безразмерный перепад плотности через поверхность раздела:

$$1 - \frac{1}{R_\rho} = \frac{\beta \Delta S \left(1 - \frac{1}{R_\rho}\right)}{\beta \Delta S} = \frac{\Delta\rho}{\beta \Delta S}.$$

Если учесть (2.48), то отношение $\frac{\beta F_S}{\alpha F_H}$, ранее аппроксимированное двумя отрезками прямых (2.43) и (2.44), может быть представлено одним выражением

$$R_F = \frac{\beta F_S}{\alpha F_H} \approx R_\rho \left(\frac{k_S}{k_T}\right)^{\left(1 - \frac{1}{R_\rho}\right)}. \tag{2.49}$$

Некоторая модификация (2.48) и (2.49) в виде

$$\frac{K_S}{K_T} = \left(\frac{k_S}{k_T}\right)^{\left(\frac{R_\rho - 1}{R_\rho - a}\right)^2} \tag{2.48a}$$

и

$$R_F = R_\rho \left(\frac{k_S}{k_T}\right)^{\left(\frac{R_\rho - 1}{R_\rho - a}\right)^2} \tag{2.49a}$$

дает целое семейство кривых, из которых можно подобрать такую пару, которая наилучшим образом удовлетворяет экспериментальным точкам Тэрнера [227]. Наилучший результат получается при $a = 0{,}5$ (рис. 12 *а* и *б*).

В соответствии с (2.49а) при $a = 0{,}5$ в интервале R_ρ от 2 до 7 и даже несколько выше величина $R_F = \frac{\beta F_S}{\alpha F_H}$ очень близка к 0,15. Она достигает минимума 0,13 при $R_\rho = 5$ и далее слегка возрастает с ростом R_ρ (сплошная кривая на рис. 12 *б*), что логично с физической точки зрения, так как по мере более быстрого увеличения вертикального градиента солености по сравнению с вертикальным градиентом температуры при постоянном соотношении коэффициентов молекулярной диффузии $\frac{k_S}{k_T}$ диффузионный поток соли должен расти быстрее соответствующего потока тепла.

Из других полезных аппроксимаций, основанных на экспериментах Тэрнера [227], приведем здесь еще формулу Хапперта [129], выражающую зависимость конвективного потока тепла от величины R_ρ, характеризующей поверхности раздела ступенчатой инверсионной термохалинной структуры:

$$F_H = b F_H^* \cdot R_\rho^{-2}, \tag{2.50}$$

где $b = 3{,}8$; F_H^* — поток тепла через твердую поверхность раздела при заданном перепаде температуры ΔT, определяющем величину R_ρ,

$$F_H^* = 0{,}085 k_T \left(\frac{g\alpha}{\rho_0 k_T \nu}\right)^{1/3} (\Delta T)^{4/3} = \gamma_m (\Delta T)^{4/3}, \tag{2.50a}$$

что следует из известного соотношения $\mathrm{Nu} = 0{,}085\ \mathrm{Ra}^{1/3}$, где Ra — число Рэлея, Nu — число Нуссельта, представляющее собой безразмерный поток тепла через слой толщиной h,

$$\mathrm{Nu} = \frac{F_H}{k_T \Delta T / h}.$$

Из (2.50) и (2.50а) следует, что

$$F_H = b\gamma_m (\Delta T)^{4/3} \cdot R_\rho^{-2}. \qquad (2.51)$$

Как уже говорилось, условиям экспериментов Тэрнера в известной мере соответствуют в океане слои с инверсиями температуры, стабилизированные повышением солености с глубиной. Если запас тепла в интрузионном слое, с которым связана термическая инверсия, непрерывно пополняется за счет горизонтальной адвекции, то в принципе [59] может достигаться стационарность вертикального потока тепла F_H, и соответствие между натурными и экспериментальными условиями становится более полным. Интрузионный слой в этих условиях играет роль нагревателя по отношению к вышележащим слоям, а значительная протяженность интрузии по горизонтали позволяет в ряде оценок пренебречь горизонтальными изменениями T и S. Иногда роль нагревателя может играть дно океана или горячие термальные воды в глубоководных впадинах (например, в Красном море). Начальные условия образования конвективных слоев при этом не всегда ясны. Во всяком случае они могут резко отличаться от условий эксперимента, и тогда для объяснения начальной стадии приходится привлекать дополнительные гипотезы [231].

2.6.2. Конвекция в виде «солевых пальцев» и ее возможные проявления в океане

Солевые пальцы — это ячеистая конвекция, развивающаяся в жидкой двухкомпонентной среде с гидростатически устойчивым вертикальным градиентом плотности, который получается от сложения стабилизирующего вклада вертикального градиента температуры и дестабилизирующего вклада вертикального градиента солености.

До недавнего времени солевые пальцы удавалось наблюдать только в лаборатории [197, 211, 212, 228]. Первые эксперименты были осуществлены в двухслойных системах, в которых слой воды более высокой солености покоился на слое с более низкой соленостью, а гидростатическая устойчивость системы достигалась за счет соответствующего перепада температур между слоями.

Начальная устойчивая стратификация описанной выше двухслойной системы не может сохраняться долго, так как молекулярная теплопроводность через поверхность раздела стремится выравнять перепад температуры между слоями быстрее, чем могла бы выравняться соленость. В результате вертикальное распределение плотности в тонком промежуточном слое, в котором находилась первоначально поверхность раздела, становится гидростатически неустойчивым, и в нем возникает ячеистая конвекция в виде солевых пальцев. Солевые пальцы представляют собой конвективные ячейки, вытянутые в вертикальном направлении. По данным экспериментов, они имеют квадратное сечение со стороной до 0,4 см и достигают нескольких сантиметров в длину.

Если с помощью мешалок, помещенных в верхний и нижний слои, поддерживать в них высокую степень турбулентности, способствующую сохранению резкой поверхности раздела между слоями, то солевые пальцы в ней не развиваются [143, 228]. Это происходит потому, что турбулентное перемешивание по обе стороны поверхности раздела быстро разрушает следы более медленной молекулярной диффузии и не дает образоваться тому тонкому неустойчивому слою, который дал бы начало конвекции.

В основных двух слоях системы, между которыми наблюдаются квазиламинарные солевые пальцы, возникает развитая конвективная турбулентность более крупных масштабов, связанная с результирующим потоком отрицательной плавучести за счет переноса соли и тепла солевыми пальцами. Хотя промежуточный слой, содержащий пальцы, должен был бы иметь тенденцию к росту в толщу верхнего и нижнего слоев, конвективная турбулентность, развившаяся в них, стремится ограничить рост пальцев в длину сверху и снизу. Благодаря солевым пальцам происходит интенсивное перераспределение соли и тепла между слоями, в результате которого распределение солености по вертикали выравнивается, а перепад температуры между слоями уменьшается. В целом результирующая гидростатическая устойчивость системы слегка возрастает (а потенциальная энергия системы соответственно убывает), так как лишь часть высвобождающейся потенциальной энергии начального распределения солености расходуется на перенос тепла сверху вниз против сил устойчивости. Остальная часть расходуется на возбуждение конвективной турбулентности и затем диссипируется внутри системы. Дальнейшее выравнивание температуры между двумя слоями может идти лишь за счет молекулярной диффузии.

Опыты показывают, что в двухкомпонентной системе растворов соль—сахар (вместо системы тепло—соль) также возникает ячеистая конвекция, аналогичная солевым пальцам. Разность скоростей молекулярной диффузии в этой системе гораздо меньше, чем в системе тепло—соль, но имеет тот же знак, что позволяет соли играть роль тепла, а сахару — роль соли.

Были сделаны попытки добиться возникновения солевых пальцев в слое с непрерывным по вертикали устойчивым термическим градиентом [212, 227]. На вершину этого слоя добавляли дополнительный, более теплый слой соленой воды меньшей плотности. Ожидалось, что солевые пальцы, возникнув сначала на нижней границе верхнего солевого слоя, могли бы последовательно разбить непрерывный термический градиент на серию однородно-перемешанных ступенек, размеры и T, S-характеристики которых будут

зависеть от соотношения величин начального термического градиента и вертикального потока соли. Осуществление подобного эксперимента встретилось с техническими трудностями искусственного создания непрерывного и устойчивого вертикального температурного градиента в достаточно толстом слое воды [227]. Опыт, однако, удался с начальным ступенчатым распределением температуры. При этом солевые пальцы возникли там, где первоначально находились термические поверхности раздела. Удалось также успешно добиться образования серии конвективных ступенек в двухкомпонентной системе водных растворов соль—сахар, начав с линейного вертикального градиента соли и следуя описанной выше методике добавления слоя раствора сахара с поверхности [212]. В обоих случаях были получены ступенчатые вертикальные структуры, состоящие из чередующихся по вертикали конвективных слоев с малыми или нулевыми вертикальными градиентами свойств и тонких слоев раздела (содержащих солевые пальцы) с обостренными вертикальными градиентами. Последние два эксперимента следует особенно иметь в виду при обсуждении реальных ситуаций в термохалине, т. е. в тех слоях океана, где и температура, и соленость убывают с глубиной и где часто обнаруживаются аналогичные ступенчатые структуры [127, 199, 217, 256, 257] и недавно были обнаружены (фотографическим путем) сами солевые пальцы [245].

При возникновении солевых пальцев в слое с достаточно резкими вертикальными градиентами температуры и солености вязкие силы имеют тот же порядок величины, что и архимедовы силы, порожденные неравенством скоростей диффузии тепла и соли [208, 209]. С ростом солевых пальцев в длину возрастает и роль инерционных сил, причем, в соответствии с [209], предел роста квазиламинарных солевых пальцев наступает тогда, когда сопутствующее число Рейнольдса достигает порядка единицы. Эти важные физические соображения лежат в основе критерия устойчивости N^* квазиламинарных солевых пальцев, полученного Стерном [209] при рассмотрении кинематического эффекта взаимодействия внутренних гравитационных волн с группами солевых пальцев:

$$N^* = \frac{\beta F_S}{\nu\varkappa \langle \partial T / \partial z \rangle} \leqslant N^*_{\text{крит}} \sim 1. \qquad (2.52)$$

Здесь $\left\langle \frac{\partial T}{\partial z} \right\rangle$ — осредненный в горизонтальной плоскости вертикальный градиент температуры. Осреднение по горизонтали введено для исключения эффекта неоднородностей, связанных с самими ячейками конвекции. Критерий (2.52) на основе модели солевых пальцев, предложенной Стерном [209], может быть выражен через сопутствующее солевым пальцам число Рейнольдса.

Исследования Стерна [209] показали, что критерий (2.52) может выполняться только на участках с локально-обостренным вертикальным градиентом температуры, а стало быть, и устойчивые квазиламинарные солевые пальцы могут существовать, не разрушаясь, лишь в тонких слоях, которые мы обычно отождествляем с поверхностями раздела. Этот вывод уже напрашивался из лабораторных опытов.

В двухслойной системе тепло—соль при больших значениях числа Рэлея вертикальный конвективный поток соли на основании соображений размерности должен описываться [212, 228] выражением, аналогичным (2.51):

$$F_S = A \cdot f\left(R_\rho;\ \frac{\nu}{k_T};\ \frac{\nu}{k_S}\right) \cdot (\Delta S)^{4/3}, \qquad (2.53)$$

где $A = ck_S \left(\frac{g\beta}{\rho_0 k_S \nu}\right)^{1/3}$ см/с, если соленость измеряется в безразмерных единицах (‰); ρ_0 — средняя плотность рассматриваемой жидкости; $c = 0{,}085$ — экспериментально определенная постоянная; g — ускорение силы тяжести; $f\left(R_\rho;\ \frac{\nu}{k_T};\ \frac{\nu}{k_S}\right)$ — безразмерная функция, определяемая экспериментально из исходных параметров системы.

Соотношение (2.53) было подтверждено Тэрнером экспериментально [228], причем значения $f\left(R_\rho;\ \frac{\nu}{k_T};\ \frac{\nu}{k_S}\right)$ менялись от 14—15 при $R_\rho = 10$ до 40—50 при $R_\rho = 2$. Это означает, что чем ниже гидростатическая устойчивость системы, тем больше, при прочих равных условиях, должен быть вертикальный конвективный поток соли.

Выражение (2.53) может быть представлено в более простом виде:

$$F_S = C\left(\frac{\beta}{\rho_0}\ \Delta S\right)^{4/3}, \qquad (2.54)$$

где $C \sim 0{,}1$ см/с при $R_\rho = 2$ и медленно уменьшается при более устойчивых значениях R_ρ.

С солевыми пальцами связан существенный перенос тепла сверху вниз [228]. Экспериментально было установлено, что в системе тепло—соль при всех значениях $R_\rho > 2$ справедливо следующее соотношение:

$$R_F = \frac{\alpha F_H}{\beta F_S} = 0{,}56 \pm 0{,}02. \qquad (2.55)$$

По последним сообщениям [232] в случае установившейся конвекции это соотношение может быть еще меньше.

В условиях, приближающихся к безразличному равновесию ($R_\rho \to 1$), величина R_F также должна стремиться к единице, что подтверждается опытами самого же Тэрнера [227] с физически симметричной послойной конвекцией (см. раздел 2.6.1).

Заслуживает особого внимания сообщение Стерна и Тэрнера [212] о наблюдавшемся в их опытах переносе отдельных объемов воды с избытком или недостатком плавучести через конвективные слои, расположенные выше и ниже слоя солевых пальцев. Эти объемы возникали на границах слоя солевых пальцев за счет ре-

зультирующего переноса ими отрицательной плавучести. Объемы сохраняли свои T, S-характеристики во время перемещения через конвективные слои. Было высказано предположение, что таким путем в этих слоях могут образоваться устойчивые инверсии вертикальных градиентов.

Начало развитию конвективных слоев в океане может быть положено в числе прочих причин горизонтальной адвекцией и локальной динамической турбулентностью. При этом можно поставить вопрос, какова должна быть самая малая толщина начального перемешанного слоя, чтобы при заданных средних $\frac{\partial T}{\partial z}$ и $\frac{\partial S}{\partial z}$ с него мог начаться рост конвективного слоя за счет солевых пальцев? Последние, прежде всего, должны возникнуть на верхней границе начальной ступеньки, там, где она врезается в невозмущенный термохалоклин, образуя тонкий слой с обостренными градиентами. Комбинируя (2.52) и (2.53) и считая, что $\Delta S = {}^1/_2 h \frac{\partial S}{\partial z}$ (где h — толщина однородного слоя), Стерн и Тэрнер [212] дают следующую формулу для минимальной толщины начальной ступеньки h_0:

$$h_0 \approx c^{-3/4} \nu^{3/4} \left(\frac{\beta}{\rho_0} \frac{\partial S}{\partial z} \right)^{-1/4}, \qquad (2.56)^*$$

где c — тот же самый размерный коэффициент, что и в (2.54).

Скорость дальнейшего роста конвективного слоя за счет солевых пальцев определяется [209] формулой

$$h_t \approx 2 \left(\frac{2}{3} c \right)^{3/2} \left(\frac{\beta}{\rho_0} \frac{\partial S}{\partial z} \right)^{1/2} t^{3/2}, \qquad (2.57)$$

где t — время в секундах.

При типично океаническом значении среднего вертикального градиента солености $\left(\beta \frac{\partial S}{\partial z} = 10^{-8} \text{ г/см}^4 \right)$ критическая толщина h_0 равна примерно 10 см, причем один день конвекции увеличит ее до 4 м. Предел роста конвективного слоя должен быть определенным образом связан с критерием устойчивости солевых пальцев (2.52).

Для системы, которая подобно океаническому термохалоклину состоит из двух непрерывных градиентов, пока не удалось разработать удовлетворительной теории, позволяющей вычислить предельную толщину конвективных слоев, развивающихся за счет солевых пальцев. Для условий лабораторного опыта с непрерывным «термическим» градиентом $\frac{\partial T}{\partial z}$, разбиваемым на конвективные слои в результате добавления сверху слоя «солевого» раствора,

* Здесь и далее, в соответствии со Стерном [212], знак $\approx$ обозначает равенство с точностью до постоянного множителя, не превышающего 2.

это удалось сделать. Как уже говорилось, при этом пришлось заменить тепло солью, а соль — сахаром [212]. Максимальная толщина h_m конвективного слоя оказалась равной

$$h_m \approx B \nu^{3/4} (g k_T)^{-1/4} \left(\frac{\alpha}{\rho_0} \frac{\partial T}{\partial z} \right)^{-1/4}, \qquad (2.58)$$

где B — постоянный безразмерный коэффициент, зависящий от молекулярных свойств растворов, составляющих систему:

$$B = B \left(R_\rho ; \frac{\nu}{k_T} ; \frac{\nu}{k_S} \right).$$

Формула (2.58) была экспериментально проверена, и при этом было получено значение B, близкое к 15. По вполне понятным причинам Стерн и Тэрнер не рекомендуют применять это значение B к условиям реального океана.

Справедливости ради следует отметить, что (2.58) вполне сопоставима с приближенной формулой

$$h_m \approx \nu^2 \left(g k_T^3 k_S^3 \frac{\beta}{\rho_0} \frac{\partial S}{\partial z} \right)^{-1/4}, \qquad (2.59)$$

выведенной Стерном [209] на основе «закона ${}^4/_3$», представленного формулой (2.53). Формула (2.59), однако, справедлива с точностью до постоянного множителя, равного числу Прандтля $\frac{\nu}{k_T}$ в степени, имеющей порядок единицы, но не превышающей 2. Поскольку Стерн принял эту степень равной единице, то (2.59) можно было бы переписать так:

$$h_m = \nu \Pr \left(g \frac{k_S^3}{k_T} \frac{\beta}{\rho_0} \frac{\partial S}{\partial z} \right)^{-1/4}. \qquad (2.60)$$

Заметим, что (2.59) и (2.60) должны быть справедливы лишь для среды с числом Прандтля, приближающимся к единице. Поэтому можно с некоторой натяжкой применять эти формулы к морской воде, где $1 < \Pr < 10$, но никоим образом нельзя применять их к системе растворов сахара и соли, где соль играет роль тепла. При допущении, что (2.58) и (2.60) должны давать одинаковые результаты в морской среде, нами получено следующее выражение для безразмерного коэффициента B в (2.58), которое можно применять к условиям реального океана:

$$B = \Pr \left(R_\rho \nu k_S^{-3} k_T^2 \right)^{1/4} = \left(R_\rho \nu^5 k_S^{-3} k_T^{-2} \right)^{1/4}. \qquad (2.61)$$

Подставив в (2.61) $k_T = 1{,}3 \cdot 10^{-3}$, $k_S = 1{,}3 \cdot 10^{-5}$ и $\nu = 1{,}5 \times 10^{-2}$ см²/с, при R_ρ, близком к единице, мы получим $B = 560$. При такой величине B и характерных для океана средних значениях $\frac{\partial T}{\partial z} = 10^{-4}$ (1°С на 100 м) и $\frac{\partial S}{\partial z} = 0{,}25 \cdot 10^{-4}$ (0,25‰ на 100 м) обе формулы дают значение h_m около 20 м, что, в общем, неплохо соответствует наблюдаемым в океане толщинам конвективных ступенек [65].

2.6.3. Термохалинная конвекция в присутствии горизонтальных градиентов

Лабораторными исследованиями Торпа, Хатта и Соулсби [225], а также В. Е. Губина и Н. Н. Хазиева [13] показано, что устойчиво стратифицированный объем воды при наличии горизонтальных градиентов температуры или солености разбивается на ряд лежащих друг под другом замкнутых конвективных ячеек, вытянутых поперек столба воды и имеющих слегка наклонные границы раздела. Толщина этих ячеек тем меньше, чем выше при прочих равных условиях гидростатическая устойчивость в столбе воды. Торп, Хатт и Соулсби дали в своей работе физико-математическую трактовку вопроса возникновения конвективной неустойчивости в таких условиях, а также посвятили небольшой раздел обсуждению возможных проявлений таких эффектов в реальном океане. Более строгая теория явления была сформулирована позже Хартом [121].

Конвективные движения, возникающие в результате диффузионного взаимодействия вертикальных и горизонтальных градиентов температуры и солености, можно с еще большим правом назвать боковой конвекцией, чем те движения, о которых шла речь в разделе 2.5 или в работах Стоммела и Федорова [63, 214], хотя и те, и другие движения имеют явно одну и ту же природу. До сих пор, однако, остается неясным, может ли эффект «двойной диффузии», создающий очень четкие конвективные ячейки в малых масштабах лабораторного эксперимента горизонтальными градиентами, играть существенную роль в океанических процессах значительно более крупного масштаба. Один из авторов экспериментов, С. Торп, в личной беседе высказывался по этому поводу отрицательно. Тем не менее не кажется невероятным, что эффект «двойной диффузии» может все же влиять на движение, возникающее в результате горизонтальных термохалинных возмущений поля плотности (и давления) в океане (см. раздел 2.5), и, в частности, способствовать замыканию локальных циркуляций в вертикальной плоскости, уменьшая тем самым их протяженность в горизонтальном направлении [63].

2.7. Мезомасштабные и крупномасштабные следствия молекулярных процессов

Стерн [210] предположил, что солевые пальцы могут быть эффективным средством диссипации энергии крупномасштабных течений. Адвективный перенос и перераспределение масс в океане течениями приводят к накоплению избыточной потенциальной энергии в некоторых слоях, особенно там, где встречаются промежуточные максимумы солености и температуры. Эта избыточная потенциальная энергия затем преобразуется «двойной диффузией» в кинетическую энергию дифференциально-диффузионной конвекции того или иного типа, в процессе которой эта избыточная энергия и диссипируется. В свете непрерывного накопления доказательств функционирования солевых пальцев и послойной конвекции

на обширных пространствах океанов вполне назрела необходимость числовых оценок их диссипативной роли в энергетике общей циркуляции океана.

Другим важным следствием дифференциально-диффузионной конвекции может быть существенное различие в скоростях результирующего эффективного обмена теплом, солью и количеством движения в масштабах, несравненно более крупных, нежели масштабы отдельных элементов тонкой структуры. Для того чтобы это понять, представим себе значительный объем воды средиземноморского происхождения, проникающей в толщу вод Атлантики после излияния из Гибралтарского пролива и довольно длительного спуска вниз по шельфу и материковому склону океана. На нижней границе этого более соленого и более теплого объема, как теперь доказано прямыми наблюдениями [245], развивается термохалинная конвекция в виде солевых пальцев, которая выносит избыток соли вниз из этого объема быстрее, чем избыток тепла [228]. На верхней границе объема, где имеет место инверсионное повышение температуры с глубиной, может развиться послойная термохалинная конвекция [59] с более быстрым выносом тепла вверх по сравнению с ничтожно малым солевым потоком в этом направлении. Получается, что обмен интрузионного объема теплом и солью с окружающей водой должен носить анизотропный и совершенно различный для тепла и соли характер. Теряя избыток соли вниз, этот объем должен был бы всплывать поперек изопики по мере своего продвижения на запад, но в то же время под ним должен был бы образовываться вторичный слой повышенной солености и слегка повышенной температуры. Имеет ли это место в действительности? Некоторые архивные данные свидетельствуют в пользу подобной картины. Статистическая обработка данных по интрузионным инверсиям температуры в океане [69, 100], результаты которой подробно обсуждаются в разделе 4.2, явно указывает на неизопикнический характер термохалинных возмущений, связанных с теплыми и солеными интрузиями в океане. Анизотропность тепло- и солеобмена интрузионных объемов воды с окружающими водами заставляет сомневаться в возможности отождествления направления движения этих объемов с направлением распространения температурных и солевых возмущений, связанных с ними. Это в свою очередь делает невозможным анализ распространения интрузионных вод в океане на основе классической концепции водной массы.

Гипотеза о том, что молекулярные процессы вместе с архимедовой силой в конечном счете влияют на результирующие скорости эффективного обмена теплом и солью в мезомасштабных и даже крупномасштабных процессах, высказывалась в несколько иной форме и другими авторами, например Анати [74]. Все это лишний раз указывает на обширное поле для исследований, открывающееся для современной гидрофизики в этой связи.

По существу, в связи с исследованиями океанической микроструктуры впервые удалось перекинуть мостик между молекуляр-

ными и турбулентными процессами, а в ряде случаев даже оценить скорости турбулентного обмена по найденным из наблюдений за микроструктурой соотношениям между коэффициентами турбулентной и молекулярной диффузии [118, 170].

Поскольку турбулентность в океане характеризуется большой степенью перемежаемости и быстро затухает, то на долю молекулярных процессов остается еще и самостоятельная роль выравнивания тех структурных неоднородностей полей температуры и солености, которые были созданы турбулентностью [252] и другими процессами, например адвекцией. Поскольку молекулярная теплопроводность осуществляется быстрее диффузии соли, то естественно ожидать, что одни и те же неоднородности быстрее выравняются и исчезнут в поле температуры, нежели в поле солености, где следы турбулентности в виде весьма тонкой микроструктуры могут сохраняться очень долго. Эти следы были очень образно названы Насмитом [161] «ископаемой» или «окаменевшей» турбулентностью («fossil turbulence»). Нечто похожее обнаружили и наши, менее тонкие, наблюдения [40].

2.8. Последовательность и взаимодействие структурообразующих процессов в океане

Подводя итог сказанному выше, можно заключить, что тонкая термохалинная структура океана, будучи продуктом большого числа разнообразных физических процессов, является в то же время весьма важным элементом в сложной цепи взаимодействий между полем масс и движением в океане, а также между внутренними волнами, средним потоком, конвекцией и микротурбулентностью. Будучи явлением, практически повсеместным и наблюдающимся в широком диапазоне вертикальных (10 м — 1 см), горизонтальных (10 км — 1 м) и временных масштабов (10 суток — 1 с), она способствует непрерывности потока «энергии» термохалинной изменчивости из области низких частот и больших горизонтальных масштабов к высоким частотам и малым вертикальным масштабам. Благодаря тонкой структуре возможен ускоренный тепло- и массообмен через устойчивый термоклин, а внутренние волны, которые, строго говоря, не являются диссипативным механизмом, могут терять энергию, передавая ее в высокочастотные области спектра изменчивости движения.

Начальное тонкое расслоение в океане скорее всего происходит в процессе фронтогенеза, когда инерционные колебания и другие агеострофические движения «размешивают» аномально большие горизонтальные термохалинные градиенты, приводя к созданию резких вертикальных градиентов в результате интрузионного процесса. Не исключено, что иногда первичное расслоение термоклина может происходить и в результате достаточно мощного с энергетической точки зрения начального перемешивания за счет опрокидывания внутренних волн с большой амплитудой («gross mixing event» [157]). На границах возникающих при этом слоев возбуждаются собственные внутренние колебания, которые, взаимодействуя со средним потоком, могут в результате сдвиговой неустойчивости порождать волно-вихревую турбулентность («billow turbulence» [252]). При этом термохалинная структура разбивается на еще более тонкие слои. В пограничных прослойках с высокими вертикальными градиентами температуры и солености важную роль начинает играть молекулярная теплопроводность и диффузия соли. Разность скоростей, с которыми протекают эти два процесса, порождает при наличии благоприятных условий дифференциально-диффузионную конвекцию различных видов, появление которой носит скорее всего перемежающийся характер из-за возникающей то и дело турбулентности динамического происхождения. Все это происходит на фоне непрерывной адвекции термохалинных неоднородностей течениями. При этом вертикальная неоднородность и нестационарность самого поля течений способствует развитию тонкой термохалинной стратификации вследствие адвективного переслоения и в результате сдвиговой неустойчивости. Дополнительные благоприятные условия для динамической и конвективной неустойчивости, возможно, создаются нелинейным взаимодействием внутренних волн. В отдельных районах Мирового океана уплотнение морской воды при смешении также может приводить к конвективной неустойчивости с соответствующими последствиями для термохалинной структуры [3, 106].

В описанной последовательности событий кинетическая энергия средних течений, периодических движений в горизонтальной плоскости, а также более крупных гравитационных внутренних волн частично расходуется на изменение потенциальной энергии деформируемого поля плотности, частично диссипируется в процессе конвективного и турбулентного перемешивания, а частично передается более мелким внутренним волнам, возбуждаемым на тонкой термохалинной стратификации. Этот процесс ведет в конечном счете к полной диссипации остаточной кинетической энергии микротурбулентностью. Формирующаяся в каждом цикле тонкая стратификация способствует развитию неустойчивости внутренних волн в следующем цикле, а становящаяся при этом доступной потенциальная энергия самой термохалинной структуры освобождается в конвективных движениях. Между циклами перемешивания, таким образом, устанавливается связь через тонкую стратификацию.

Глава 3

АНАЛИЗ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ДАННЫХ НАБЛЮДЕНИЙ*

3.1. Разделение профилей

Вертикальные профили температуры и солености, получаемые с помощью термосолезондов, характеризуются более или менее монотонным изменением этих свойств с глубиной, на которое наложены хаотические возмущения разных масштабов. Каждый профиль можно рассматривать как существенно неоднородную случайную функцию вертикальной координаты z.

Для применения методов статистического анализа в целях диагностики характера и происхождения наблюдаемой тонкой структуры необходимо представить изучаемые профили температуры $T(z)$ и солености $S(z)$ в виде суммы детерминированной компоненты, описывающей среднее закономерное изменение температуры $\langle T(z)\rangle$ и солености $\langle S(z)\rangle$ с глубиной, и однородных случайных функций $T'(z)$, $S'(z)$, характеризующих тонкую структуру указанных свойств, т. е. в виде

$$T(z)=\langle T(z)\rangle+T'(z),$$
$$S(z)=\langle S(z)\rangle+S'(z). \qquad (3.1)$$

Заметим, что разделение (3.1) требует предварительного определения вертикальных масштабов того, что в каждом конкретном случае следует отнести к тонкой структуре.

---

* Исходные данные для примеров, приведенных в этой и последующих главах, были получены с помощью зонда «АИСТ» в слое 0—650 м на гидрофизическом полигоне в Тропической Атлантике в 1970 г. (квадрат 200×200 км с центром в точке 16° 30′ с. ш., 33° 30′ з. д.) на станциях № 544—603 НИС «Академик Курчатов». Станции № 561—585 выполнены во время микромасштабной съемки в квадрате 10×10 миль с расстоянием 2,5 мили между станциями, а ст. № 602 является трехсуточной, ее результаты состоят из 33 профилей, зарегистрированных в фиксированной точке (у маркировочного буя) с двухчасовыми интервалами. В других примерах анализируются данные измерений зондом «АИСТ» в диапазоне глубин 0—850 м в Индийском океане с борта НИС «Дмитрий Менделеев» в 1972 г. Сюда относятся станции № 424—508. Поскольку номера станций двух экспедиций не совпадают, в дальнейшем названия кораблей и другие детали, относящиеся к месту и времени сбора данных, будут опускаться.

Разложение (3.1) можно осуществить при помощи фильтрации или сглаживания, используя, например, косинус-фильтр с ядром:

$$\Pi(z)=\begin{cases}\dfrac{1+\cos k_0 z}{l} & -\dfrac{\pi}{k_0}\leqslant z\leqslant\dfrac{\pi}{k_0},\\ 0 & |z|>\dfrac{\pi}{k_0},\end{cases} \qquad (3.2)$$

где $k_0=\dfrac{2\pi}{l}$ — предельное волновое число, l — параметр фильтра.

Сглаживание с ядром П исходных профилей $T(z)$ или $S(z)$ дает в результате профили $\langle T(z)\rangle$ или $\langle S(z)\rangle$, причем передаточная характеристика фильтра (3.2) такова, что из исходной реализации удаляются практически все колебания с волновыми числами больше $2k_0$. Вычитание полученных таким образом величин $\langle T(z)\rangle$ и $\langle S(z)\rangle$ из исходных профилей дает ряды пульсаций $T'(z)$, $S'(z)$ с максимальным масштабом неоднородностей, удовлетворяющим условию $\lambda_{\max}<\dfrac{l}{2}$. На рис. 13 и 14 представлены примеры разделения исходных профилей по методу, изложенному выше, при различных значениях l. Видно, что с уменьшением параметра фильтра из величин $T(z)$ и $S(z)$ удаляются все более и более мелкие неоднородности, которые остаются на профилях $\langle T(z)\rangle$, $\langle S(z)\rangle$. Кроме того, амплитуды колебаний $T'(z)$ и $S'(z)$ также уменьшаются при уменьшении l, что говорит о тесной связи вертикального масштаба неоднородностей λ и их амплитуды.

Похожая процедура использовалась Роденом [190, 191] и Пингри [178], однако при этом применялись иные виды фильтров.

Для большей однородности получаемых рядов $T'(z)$ и $S'(z)$ можно рекомендовать их нормализацию по отношению к сглаженным градиентам $\dfrac{\partial\langle T(z)\rangle}{\partial z}$ и $\dfrac{\partial\langle S(z)\rangle}{\partial z}$ соответственно.

При проведении многократных зондирований в одной точке средние профили $\langle T(z)\rangle$ и $\langle S(z)\rangle$ могут быть получены простым осреднением всех зарегистрированных профилей, а $T'(z)$ и $S'(z)$ получаются вычитанием среднего профиля из каждого зарегистрированного. Такую процедуру применял Ичие [132]. При наличии большого числа осредняемых профилей этот способ имеет преимущество естественности. Он, однако, сохраняет полностью кинематический эффект внутренних волн в рядах $T'(z)$ и $S'(z)$.

На больших глубинах, где вертикальный профиль температуры в среднем близок к линейному, можно получить ряды $T'(z)$ путем вычитания из $T(z)$ постоянного градиента потенциальной температуры [181].

При небольшом числе повторных профилей можно прибегнуть к простому вычитанию одного профиля из другого. При этом величины $T'(z)$ и $S'(z)$ будут носить характер приращений во

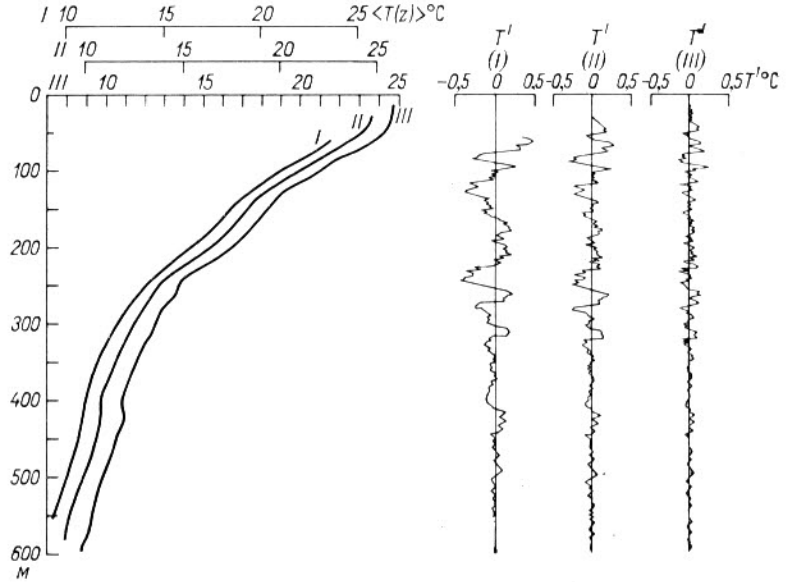


Рис. 13. Пример разделения профиля температуры на среднюю и пульсационную части методом фильтрации с тремя различными параметрами фильтра. Станция № 602.6. Тренд T°С. Варианты: *I*) $l = {}^1/_5$ (122 м), *II*) $l = {}^1/_{10}$ (61 м), *III*) $l = {}^1/_{20}$ (30 м).

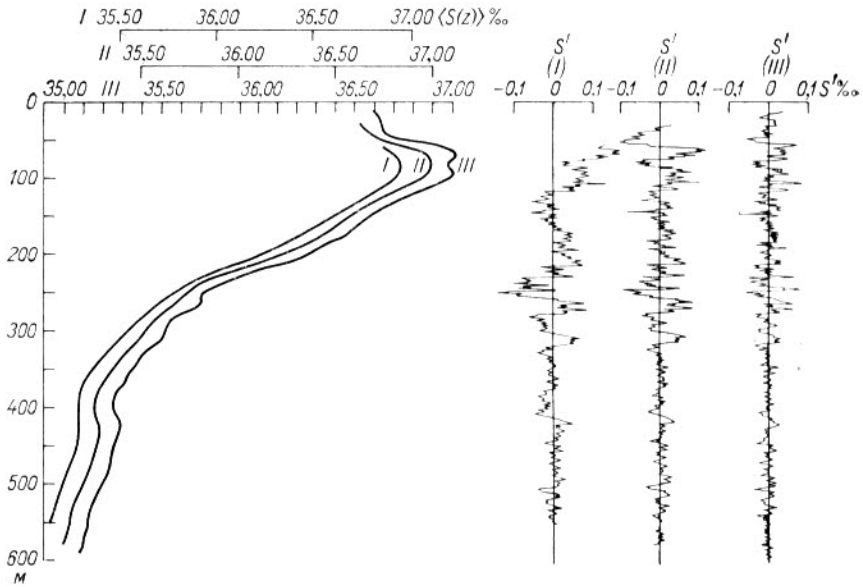


Рис. 14. Пример разделения профиля солености на среднюю и пульсационную части методом фильтрации с тремя различными параметрами фильтра.

времени. Они, однако, будут содержать значительную долю кинематического эффекта внутренних волн, если не принять специальных мер к его устранению [179].

Заметим, что для диагностики происхождения наиболее интересных структурных неоднородностей маскирующий кинематический эффект внутренних волн желательно устранить возможно более полно. Для этой цели лучше всего подходит способ фильтрации. Однако сам по себе он не может гарантировать полного устранения этого эффекта. Возмущения с длиной волны $\lambda < \frac{l}{2}$, вызванные внутренними волнами, остаются в профилях $T'(z)$ и $S'(z)$.

3.2. Выборочный анализ возмущений и средних профилей

Анализ, подобный тому, который содержится в предыдущей главе, позволяет сформулировать ряд диагностических критериев для интерпретации результатов выборочного и статистического анализов тонкой структуры [40, 65]. Для удобства сравнения в приводимых ниже выражениях употребляются обозначения $M(z)$ и $m(z)$, использованные Пингри [179].

1. В случае кинематического эффекта внутренних волн, а также в случае вертикального перемешивания некоторого слоя до полной однородности по солености и по температуре

$$\frac{T'(z)}{S'(z)} = \frac{\left(\frac{\overline{\partial T}}{\partial z}\right)_z}{\left(\frac{\overline{\partial S}}{\partial z}\right)_z} = M(z). \tag{3.3}$$

Здесь и далее черта сверху обозначает осреднение по некоторому диапазону глубин в окрестностях интересующего нас горизонта.

2. В случае изопикнической адвекции или изопикнического перемешивания

$$\frac{T'(z)}{S'(z)} = \frac{\beta}{\alpha}, \tag{3.4}$$

где α и β в общем случае зависят от $T(z)$, $S(z)$ и давления P, а следовательно, и от z, но могут считаться постоянными в узких пределах T, S и P, характерных для отдельного возмущения.

3. В общем случае адвекции или перемешивания в горизонтальной плоскости, не удовлетворяющих условию изопикничности,

$$m(z) = \frac{T'(z)}{S'(z)} = \frac{\left(\frac{\overline{\partial T}}{\partial x}\right)_z}{\left(\frac{\overline{\partial S}}{\partial x}\right)_z} \neq \frac{\beta}{\alpha}, \tag{3.5}$$

где x — произвольное горизонтальное направление, совпадающее с направлением адвекции или перемешивания, а $\left(\overline{\frac{\partial T}{\partial x}}\right)_z$ и $\left(\overline{\frac{\partial S}{\partial x}}\right)_z$ — средние, или сглаженные горизонтальные градиенты температуры и солености в этом направлении на горизонте z.

4. В случае дифференцированных вертикальных потоков тепла и соли, которые могут быть следствием «двойной диффузии» (см. раздел 2.6),

$$\frac{T_2'(z)-T_1'(z)}{S_2'(z)-S_1'(z)}=\frac{\beta}{\alpha}R_F \text{ при солевых пальцах,} \tag{3.6}$$

$$\frac{S_2'(z)-S_1'(z)}{T_2'(z)-T_1'(z)}=\frac{\alpha}{\beta}R_F \text{ при послойной конвекции в термических инверсиях.} \tag{3.7}$$

Здесь R_F всегда меньше единицы, а индексы «1» и «2» относятся к двум последовательным моментам времени. То же самое может быть верно и для $\frac{T'(z)}{S'(z)}$ и $\frac{S'(z)}{T'(z)}$, если $T'(z)$ и $S'(z)$ имеют смысл приращений во времени (например, получены вычитанием профилей).

Соотношения (3.3)—(3.7) должны особенно хорошо выполняться с осреднением по времени или по ансамблю возмущений одинаковой природы.

Вспомнив определение R_ρ (раздел 2.1), можем записать для термохалоклина

$$M(z)=\frac{\beta}{\alpha(z)}R_\rho(z). \tag{3.8}$$

Поскольку при положительной устойчивости $R_\rho>1$, то в тех случаях, когда в термохалоклине присутствуют все перечисленные выше эффекты,

$$\frac{\beta}{\alpha}R_F\leqslant\frac{T'(z)}{S'(z)}\leqslant\frac{\beta}{\alpha}R_\rho(z). \tag{3.9}$$

Эта ситуация наглядно изображена на рис. 15, где на график нанесены точки, соответствующие отношению амплитуд возмущений $\frac{T_0'(z)}{S_0'(z)}$ в слое 40—250 м на станциях № 561 и 574. В слое 40—84 м на этих станциях температура убывает, а соленость растет (M отрицательно). Глубже расположен термохалоклин (M положительно) с высокой устойчивостью в слое 90—130 м, которая глубже убывает и приближается к безразличной ($M\to\beta/\alpha$).

Ряды $T'(z)$ и $S'(z)$ в данном случае были получены методом фильтрации при $l=60$ м. Средняя длина волны возмущений, амплитуды которых представлены на рис. 15, равна примерно 10 м. Анализ ограничен глубиной 250 м, так как глубже амплитуды T_0' и S_0' приближаются к пределам точности прибора (см. раздел 1.2). На рис. 15 большинство точек легло в пространство между линиями $\frac{\beta}{\alpha(z)}R_F$ и $M(z)$. Точки, лежащие вблизи кривой $M(z)$ (зачернены), и точки, близкие к линии $\frac{\beta}{\alpha(z)}$ (крестики), преобла-

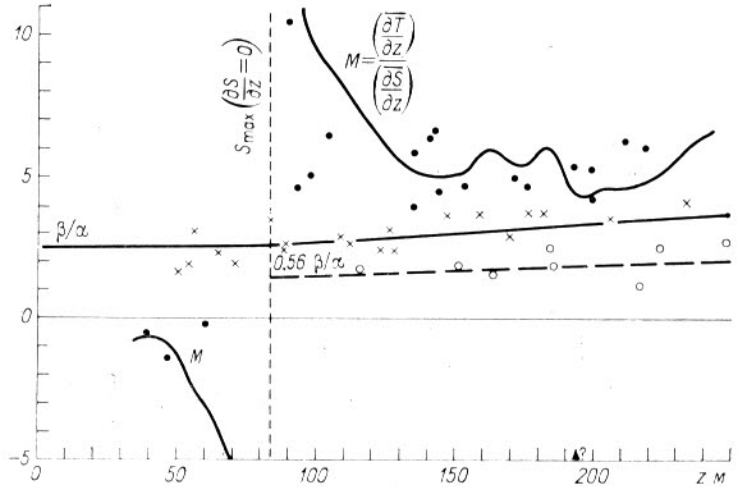


Рис. 15. Соотношение амплитуд возмущений вертикальных профилей температуры и солености. Станции № 561 и 574.

дают по числу, тогда как точек, тяготеющих к линии $\frac{\beta}{\alpha(z)}R_F$ (незачерненные кружки), очень мало. Видимо, на обследованных вертикалях (расстояние между станциями № 561 и 574 около 6 миль) преобладающая часть структурных возмущений вызвана изопикнической адвекцией (крестики), несколько меньшая часть — вертикальным перемешиванием (часть зачерненных кружков), а часть возмущений представляет собой неисключенные коротковолновые искажения за счет внутренних волн (другая часть зачерненных кружков). Нам с достоверностью неизвестно соотношение горизонтальных градиентов температуры и солености на различных горизонтах. Поэтому нельзя утверждать, что те восемь точек, для которых

$$\frac{T_0'(z)}{S_0'(z)}\approx\frac{\beta}{\alpha}R_F,$$

связаны с солевыми пальцами, хотя благоприятные условия для них и имеются ($M\approx+4\div+5$; $R_\rho\approx1{,}2\div1{,}5$). Они могут быть

связаны и с горизонтальной адвекцией или горизонтальным перемешиванием нестационарного характера, при котором условие изопикничности не удовлетворяется (см. разделы 4.2 и 4.3). Во всяком случае анализ подобного рода не дает возможности решить эту проблему однозначно. В любом случае для дальнейшего анализа необходимо исключить маскирующий эффект внутренних волн. Для этой цели предложим несколько достаточно общих принципов, основанных на ставшей уже классической теории T, S-кривых [72]:

1) кинематический эффект внутренних волн деформирует одинаково все три поля: поле температуры, поле солености и поле

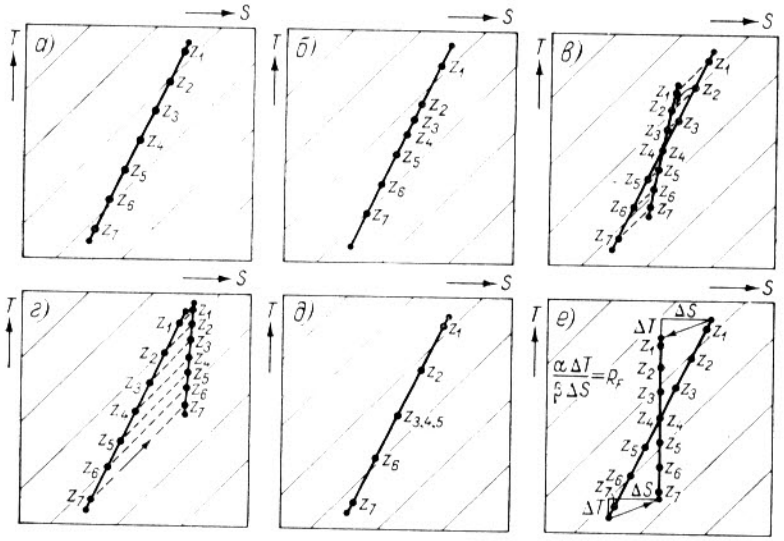


Рис. 16. Схематическое изображение результатов работы различных структурообразующих механизмов на T, S-диаграммах.

а — невозмущенный линейный термохалоклин; *б* — кинематический эффект внутренних волн; *в*, *г* — изопикническая адвекция; *д* — полное смешение слоя z_3—z_5; *е* — дифференциально-диффузионная конвекция.

плотности. На T, S-диаграмме этот эффект проявляется в виде смещения, сближения или разрежения марок глубины на T, S-кривой изучаемого слоя (сравните рис. 16 *а* и *б*);

2) изопикническая адвекция не деформирует поля плотности (вертикальные градиенты плотности не меняются) и производит пропорциональные деформации полей температуры и солености, подчиняющиеся соотношению (2.38). На T, S-диаграмме можно наблюдать поворот или боковое смещение T, S-кривой рассматриваемого слоя. Однако при этом марки глубины должны перемещаться практически вдоль линий равной плотности (см. рис. 16 *в*, *г*);

3) полное перемешивание по вертикали деформирует все три поля одинаково. На T, S-кривой можно наблюдать слияние в одну

точку марок глубины, соответствующих перемешанному слою (сравните рис. 16 *д* и *а*);

4) дифференцированные вертикальные потоки тепла, которые могут быть обусловлены «двойной диффузией» или неравенством коэффициентов турбулентного обмена теплом и солью, должны поразному деформировать все три поля. На T, S-диаграмме должен наблюдаться поворот T, S-кривой в сторону большей устойчивости в слое, теряющем свою потенциальную энергию (см. рис. 16 *е*). Марки глубины на T, S-кривой не должны перемещаться вдоль изопикн.

Указанные соображения дают основания ожидать, что кинематический эффект внутренних волн наименьшим образом должен сказываться на вертикальном профиле величины

$$M(z) = \frac{\dfrac{\partial \langle T(z) \rangle}{\partial z}}{\dfrac{\partial \langle S(z) \rangle}{\partial z}},$$

характеризующей соотношение градиентов средних профилей температуры и солености (3.1). Как бы ни растягивали и ни сжимали внутренние волны отдельные слои воды, отношение вертикальных градиентов в них должно оставаться постоянным. С другой стороны, это отношение должно чутко реагировать на все процессы, по-разному изменяющие вертикальные градиенты температуры и солености. Хотя оно и не характеризует непосредственно тонкую термохалинную стратификацию, сравнивая отношение $M(z)$ для средних профилей, полученных путем фильтрации с различным параметром фильтра l, можно судить о суммарном эффекте структурных неоднородностей в различных пределах вертикального масштаба.

На рис. 17 приведены три профиля величины $M(z)$ для зондирования № 6 на станции № 602: профиль *1* при $l=120$ м, профиль *2* при $l=60$ м и профиль *3* при $l=30$ м. Разница между первым и вторым профилем соответствует вкладу структурных деталей с длинами волн λ от 30 до 60 м, а наиболее острые неоднородности третьего профиля соответствуют эффекту возмущений с длинами волн от 30 до 15 м.

В отношении всех трех профилей можно сказать, что они практически свободны от искривлений, связанных с кинематическим эффектом внутренних волн. Для того чтобы выяснить, какими процессами были созданы наиболее характерные детали профилей *2* и *3*, нами были вычислены значения условной удельной плотности σ_t в нескольких экстремальных точках. За исключением слоя 120—125 м, где наблюдается эффект фильтрации разных по общей форме профилей температуры и солености, значения плотности в слоях 175—180, 225—230, 255—260 и 265—270 м для выбранных пар профилей совпадают в пределах точности метода. Это означает, что все основные искривления профилей $M(z)$, второго относительно первого, а также третьего относительно второго и первого,

являются результатом изопикнической адвекции. Интересно, что в слое 250—255 м при самой тонкой фильтрации ($l=30$ м) обнаруживается слабая гидростатическая неустойчивость $\left(M<\frac{\beta}{\alpha}\right)$. Еще более интересным является тот факт, что это нарушение ус-

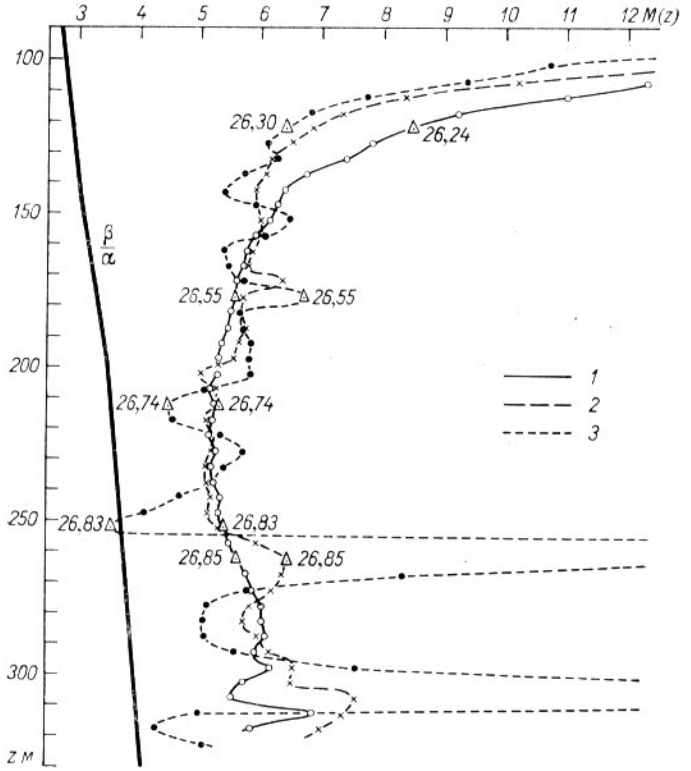


Рис. 17. Сравнение величин отношения $M(z)$ вертикальных градиентов температуры и солености средних профилей (трендов). Станция № 602.6.

1) $l=120$ м, *2)* $l=60$ м, *3)* $l=30$ м.

тойчивости, видимо, связано с различными знаками адвекции тепла и соли выше и ниже горизонта 255 м. Эта адвекция могла сопровождаться слабым нарушением изопикничности, находящимся за пределами точности наших определений плотности.

Теперь уже можно сдалать диагностический вывод, что в точке атлантического полигона, где проводилась ст. № 602, в момент зондирования № 6 большинство особенностей тонкой стратификации толщиной от 15 до 60 м в рассмотренном слое 100—300 м были результатом изопикнической или квазиизопикнической адвекции. Этот же вывод еще более наглядно подтверждается сравнением профилей $M(z)$ для зондирований № 5, 6 и 8 на той же

станции, выполненных с интервалами, указанными на рис. 18. Наиболее заметна адвекция в слое 235—280 м, где, несмотря на большие колебания $M(z)$ во времени, контроль за плотностью дает неизменные значения σ_t. Заметим, что именно такое поведение профилей $M(z)$ равносильно повороту соответствующих им T, S-кривых с перемещением марок глубин вдоль изопикн T, S-диа-

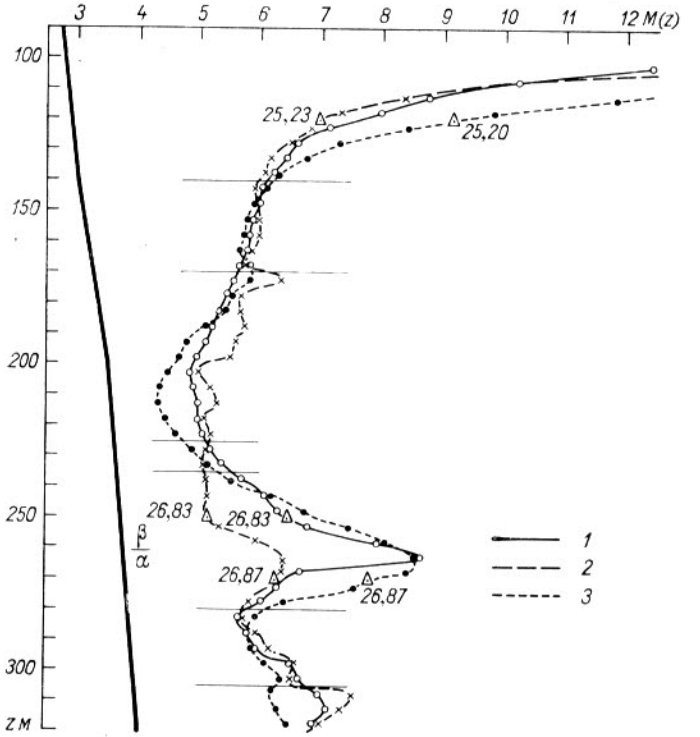


Рис. 18. Сравнение величин отношения $M(z)$ вертикальных градиентов температуры и солености средних профилей (трендов). Станция № 602.

1) 602.5 — 15 ч 20 мин, *2)* 602.6 — 17 ч 00 мин, *3)* 602.8 — 21 ч 20 мин.

граммы. Отсутствие изменений $M(z)$ в слоях 140—170, 225—235 и 280—305 м свидетельствует либо об отсутствии адвективных изменений T и S в этих слоях, либо о таких изменениях, при которых $\frac{\partial\langle T(z)\rangle}{\partial z}$ и $\frac{\partial\langle S(z)\rangle}{\partial z}$ практически не меняются. На T, S-диаграмме такая ситуация изображается параллельным смещением соответствующего отрезка T, S-кривой.

На рис. 18 профиль $M(z)$ зондирования № 8 был сдвинут для исключения эффекта низшей моды внутренней волны на 20 м вниз до полного совмещения наиболее заметного экстремума $M(z)$ с соответствующими экстремумам профилей № 5 и 6, наблюдавшимися

в слое 260—265 м. Такая операция, вообще говоря, закономерна, когда есть уверенность, что внутренние волны в рассматриваемом случае были действительно представлены лишь своей низшей модой. В таком случае можно определить величину Δz необходимого сдвига для сравнения пар профилей $T_1(z)$, $T_2(z)$ и $S_1(z)$, $S_2(z)$, попросту совмещая сглаженные профили плотности $\rho_1(z)$, $\rho_2(z)$, которые не должны искажаться изопикнической адвекцией, но смещаются и искривляются внутренними волнами так же, как и профили T и S. Покажем, однако, на примере нефильтрованных профилей, что прибегать к подобной операции иногда бывает очень рискованно ввиду очевидного большого различия мод, фаз и амплитуд внутренних волн на довольно малых вертикальных расстояниях. В табл. 2 даны некоторые цифры, характеризующие положения изопикнических поверхностей $\sigma_t=26{,}00$ и $\sigma_t=26{,}40$ на нефильтрованных профилях № 4 и 8 станции № 602, полученных через 8 ч в одной и той же точке.

Таблица 2

z м	Зондирование № 8			Зондирование № 4			Разности				
	σ_t	T°C	S‰	σ_t	T°C	S‰	Δz_σ м	Δz_T м	Δz_S м	ΔT (8—4)	ΔS (8—4)
88	26,00	21,12	36,99				—7	—7	—7	0	0
95				26,00	21,12	36,99					
114	26,40	18,75	36,69				—26				
118		18,54	36,66		19,48	36,79		—22		—0,94	—0,13
122			36,63						—18		
140		17,54	36,48	26,40	18,54	36,63				—1,00	—0,15
									ΔT_B	—0,06	
									ΔS_B		—0,02

Обратим внимание на то, что изопикна $\sigma_t=26{,}00$ сместилась за промежуток времени 8 ч между зондированиями ровно на столько же, на сколько сместились соответствующие ей изотерма $T_8=21{,}12$°C и изохалина $S_8=36{,}99$‰. В то же время смещение изопикны $\sigma_t=26{,}40$ существенно отличается от смещений, соответствовавших ей в момент зондирования № 4 изотермы $T_4=18{,}54$°C и изохалины $S_4=36{,}63$‰. Может создаться впечатление, что здесь налицо различные деформации всех трех полей.

Если предположить, что внутренняя волна в этом сравнительно тонком слое (толщиной 52 м) представлена одной модой или однородна по амплитуде и фазе ($\Delta z_{\text{волн}}=-7$ м), то тогда на долю суммарного эффекта перемешивания и адвекции должны были бы остаться дополнительные смещения:

$$\Delta z_\sigma=-26-(-7)=-19 \text{ м};$$

$$\Delta z_T=-22-(-7)=-15 \text{ м};$$

$$\Delta z_S=-18-(-7)=-11 \text{ м}.$$

Попробуем, однако, определить более строго фактическое смещение изопикны $\sigma_t=26{,}40$ за счет кинематического эффекта внутренних волн и определить соответствующие доли адвекции и перемешивания в остаточном смещении.

Представим себе полное смещение изотерм ΔZ_T и изохалин ΔZ_S как сумму волнового смещения $\Delta z_{\text{волн}}$ и смещений за счет прочих эффектов Δz_T и Δz_S:

$$\Delta Z_T=\Delta z_{\text{волн}}+\Delta z_T; \tag{3.10}$$

$$\Delta Z_S=\Delta z_{\text{волн}}+\Delta z_S. \tag{3.11}$$

Тогда, вычитая (3.11) из (3.10), можно исключить $\Delta z_{\text{волн}}$:

$$\Delta Z_T-\Delta Z_S=\Delta z_T-\Delta z_S. \tag{3.12}$$

Изобразим рассматриваемую ситуацию схематически на чертеже (рис. 19), где отрезки профилей $T(z)$ и $S(z)$ представлены

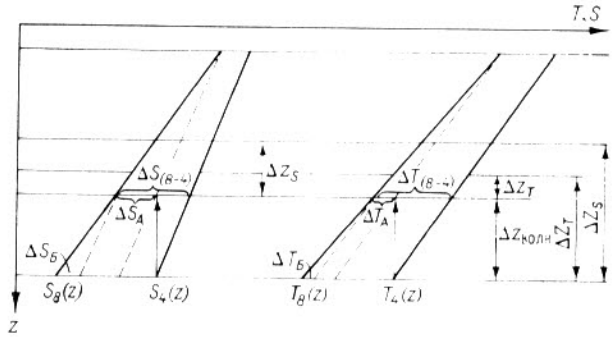


Рис. 19. Линеаризованная схема деформации и смещения вертикальных профилей температуры и солености станций № 602.4 и 602.8.

прямыми линиями. Из простого геометрического построения видно, что

$$\frac{\Delta T_A}{\Delta S_A}=\frac{\Delta z_T\dfrac{\partial T_8}{\partial z}}{\Delta z_S\dfrac{\partial S_8}{\partial z}}=\frac{\Delta z_T}{\Delta z_S}M_8, \tag{3.13}$$

где через ΔT_A и ΔS_A обозначены изменения температуры и солености за счет прочих (неволновых) эффектов на том неизвестном нам уровне, куда изопикны, изотермы и изохалины оказались смещенными внутренней волной. Но очевидно, что

$$\frac{\Delta T_A}{\Delta S_A}=\frac{\Delta T_B}{\Delta S_B}; \tag{3.14}$$

ΔT_B и ΔS_B легко определяются из наблюдений, а для нашего примера могут быть взяты из табл. 2.

Тогда, комбинируя (3.13) и (3.14), напишем

$$\frac{\Delta z_T}{\Delta z_S}=\frac{1}{M_8}\frac{\Delta T_B}{\Delta S_B}. \qquad (3.15)$$

Теперь соотношения (3.12) и (3.15) представляют собой систему из двух алгебраических уравнений с двумя неизвестными, которую мы можем разрешить для случая смещения изопикны $\sigma_t=26{,}40$, представленного в табл. 2. Поскольку в изучаемом слое $M_8=6$ (см. рис. 18), а $\frac{\Delta T_B}{\Delta S_B}=\frac{-0{,}06}{-0{,}02}=3$ (из табл. 2), то

$$\Delta z_T-\Delta z_S=4 \text{ м},$$

$$\Delta z_T/\Delta z_S=\frac{1}{2},$$

откуда получаем $\Delta z_T=+4$ м, а $\Delta z_S=+8$ м. Теперь из (3.10) и (3.11) находим, что

$$\Delta z_{\text{волн}}=-26 \text{ м}.$$

Последняя величина в точности соответствует Δz_σ из табл. 2 для изопикны $\sigma_t=26{,}40$. Это означает, что деформация поля плотности вызвана лишь кинетическим эффектом внутренних волн, а изменения температуры и солености ΔT_A, ΔT_B, ΔS_A и ΔS_B суть результат одной изопикнической адвекции, так как

$$\frac{\Delta T_A}{\Delta S_A}=\frac{\Delta T_B}{\Delta S_B}=3,$$

а в данном слое $\frac{\beta}{\alpha}$ как раз равно 3 (см. рис. 18).

Рассмотренный пример показывает, что амплитуда внутренних волн может значительно меняться на небольшом расстоянии по вертикали и что получающиеся при этом искривления профилей могут быть сравнимы по длине волны λ с параметром l применяемых нами фильтров (см. раздел 3.1). Поэтому сравнивать пары повторных профилей $T(z)$ и $S(z)$ или $T'(z)$ и $S'(z)$, определяя величину вертикального смещения ΔZ (для наилучшего соответствия) путем совмещения сглаженных профилей плотности, можно только для довольно тонких слоев. Судя по результатам анализа внутренних волн на полигоне в Тропической Атлантике [43] в наиболее резкой части термоклина (50—150 м), такие сравнения возможны лишь в слоях не толще 10—20 м. Глубже можно, основываясь на поведении функции когерентности для флуктуаций температуры на различных парах горизонтов, сравнивать слои толщиной вплоть до 25—50 м. Пример такого сравнения приведен на рис. 20. Вертикальное смещение профиля № 27 относительно профиля № 26 ст. № 602 для слоя 280—320 м, определенное совмещением профилей плотности, оказалось равным 11,5 м. Заштрихованное на рис. 20 локальное повышение температуры за 2 ч между сериями, создавшее небольшую инверсию температуры (0,2°С), связано с повышением теплосодержания столба воды между точками *А* и *Б* (высотой 16 м) почти на 200 кал/см². Если бы рост теплосодержания был вызван притоком тепла сверху, то величина вертикального теплового потока была бы около $2{,}6\cdot10^{-2}$ кал/(см²·с). Это в несколько раз выше того, что может дать суточный приход тепла к поверхности океана, а потому нереально. Кроме того, при наблюдавшихся средних вертикальных градиентах температуры эквивалентный коэффициент

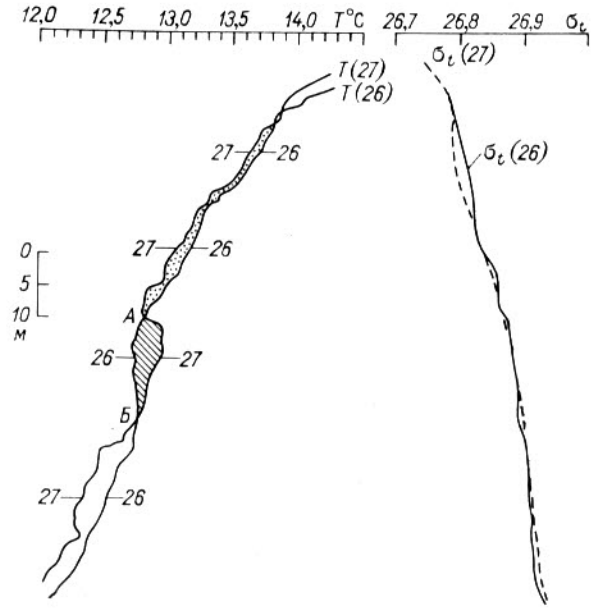


Рис. 20. Изменения профиля температуры за 2 ч между зондированиями № 602.26 и 602.27.

вертикального турбулентного обмена был бы непомерно велик, не менее 100 см²/с. Следует признать, в отличие от более ранних предположений [65], что инверсия температуры на профиле № 27 скорее всего возникла в результате изопикнической адвекции, т. е. изэнтропического перемещения вдоль изопикны $\sigma_t=26{,}90$ линзы воды с температурой примерно на 0,2°С выше окружающей и с соответствующим повышением солености. Средняя скорость течения за сутки 1/IX 1970 г., по данным измерений на горизонте 300 м, была в этой точке 3,5 см/с. Отсюда следует, что наблюдавшийся перепад температуры мог быть сосредоточен в довольно узкой полосе, шириной 250 м, что соответствует изопикническому градиенту температуры 0,8°С на 1 км.

На том же самом принципе можно построить карту изоплет адвекции для всей станции № 602, взяв условную удельную плотность σ_t в качестве вертикальной координаты и отложив время по другой

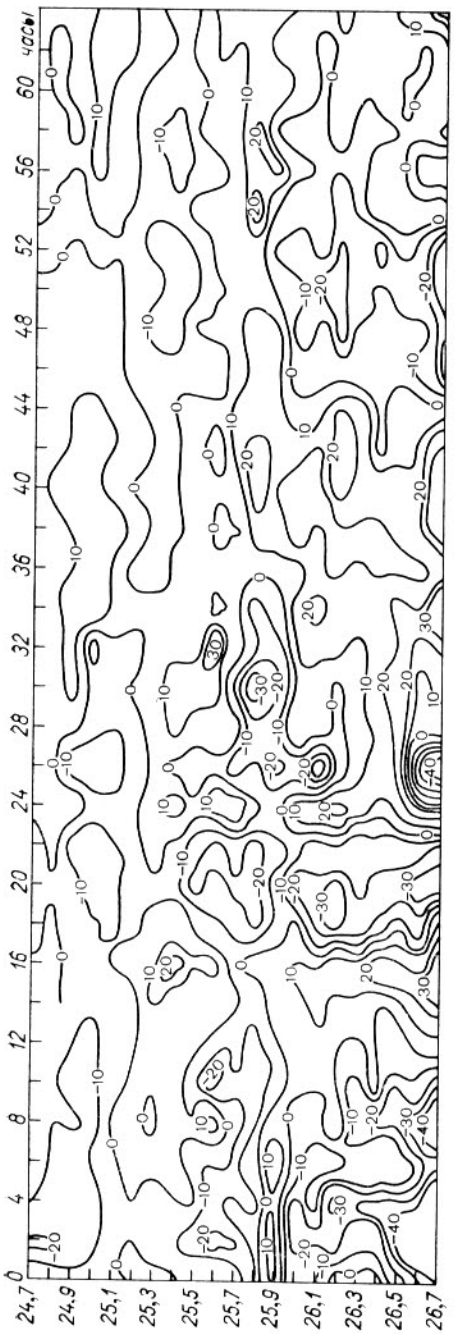


Рис. 21. Термохалинные изаномалии в поле плотности на трехсуточной станции № 602. Цифры даны в 10^{-2}° С и могут быть легко пересчитаны в соответствующие изаномалии солености. Общая картина может быть интерпретирована как пространственное поле изопикнической адвекции.

оси. Изолинии равных отклонений температуры от средних значений (адвективные изаномалии) характеризуют адвекцию. Такая карта была построена студентом-дипломантом МФТИ Е. А. Гришенковым под руководством автора для слоя от $\sigma_t = 24{,}70$ до $\sigma_t = 26{,}70$, что соответствует диапазону глубин от 25 до 200 м (рис. 21). На ней видно, что отдельные термохалинные неоднородности проходили через вертикаль наблюдений в течение 15—20 ч, что при средней за трое суток скорости течения, равной, по данным измерений, примерно 20 см/с на горизонте 50 м, дает горизонтальную протяженность этих неоднородностей 10—15 км. Их характерная толщина не превышает 10—20 м.

3.3. T', S'-корреляция тонкой термохалинной структуры

Как уже упоминалось в предыдущей главе (раздел 2.2), знак корреляции между возмущениями вертикальных профилей T и S зависит, с одной стороны, от соотношения знаков средних вертикальных (реже — горизонтальных) градиентов температуры и солености, а с другой — от характера основного процесса, формирующего тонкую структуру. Недавно Пингри [178] показал, что знак взаимной корреляции $T'(z)$ и $S'(z)$ может быть положительным даже при противоположных знаках средних вертикальных градиентов температуры и солености вследствие преобладающей адвективной природы структурных возмущений. Ряды $T'(z)$ и $S'(z)$ были в данном случае получены методом фильтрации (см. раздел 3.1). В районах океана с более интенсивным вертикальным перемешиванием или при другом способе получения $T'(z)$ и $S'(z)$, сохраняющем кинематический эффект внутренних волн, ситуация не всегда будет такой, как описал Пингри.

В качестве первого примера рассмотрим два последовательных зондирования — № 6 и 5, выполненные через 2 ч на ст. № 602 в одной и той же точке. Образуем ряды $T'(z)$ и $S'(z)$ путем вычитания:

$$T'(z) = T_6(z) - T_5(z);$$
$$S'(z) = S_6(z) - S_5(z).$$

Эти ряды воспроизведены на рис. 22, который наглядно показывает, что на участке 0—97 м действительно имеет место отрицательная корреляция между $T'(z)$ и $S'(z)$, обусловленная противоположными знаками средних вертикальных градиентов температуры и солености на этом участке (см. рис. 13 и 14). Знак корреляции меняется и становится положительным как раз там, где меняет знак средний вертикальный градиент солености, т. е. в экстремальной точке подповерхностного слоя повышенной солености. Для наглядности коэффициенты корреляции между $T'(z)$ и $S'(z)$ были найдены для отдельных характерных слоев. Результаты вычислений сведены в табл. 3. В ее предпоследней графе можно найти среднеквадратичные значения σ_l «пути перемешивания», которые в данном случае в значительной мере определяются средним вертикальным смещением каждого слоя внутренними волнами. Абсолютные

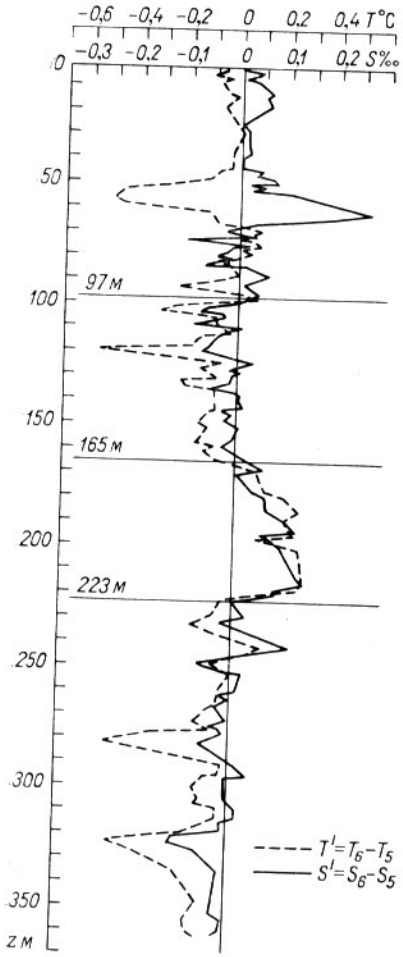


Рис. 22. Поведение возмущений T' и S', полученных вычитанием двух последовательных профилей станций № 602.6 и 602.5.

Станции: № 602.5 — 30/VII 1970 г., 15 ч 20 мин; № 602.6 — 17 ч 00 мин; № 602.8 — 21 ч 20 мин.

значения коэффициентов корреляции $r_{T',S'}$ всюду, за исключением переходного слоя 97—165 м, довольно высоки.

Другой пример (рис. 23) * характеризует весьма любопытную смешанную ситуацию в зоне интенсивного подъема вод у побережья штата Орегон (США) в Тихом океане. На рис. 23 показаны средние почти за двое суток вертикальные профили температуры и солености и кривая изменения с глубиной коэффициента корреляции между возмущениями T' и S', полученными вычитанием средних значений из ежечасных на горизонтах, взятых с интервалом 5 м. Несмотря на то, что $\overline{\frac{\partial T}{\partial z}}$ и $\overline{\frac{\partial S}{\partial z}}$ имеют противоположные знаки, отрицательные значения $r_{T',S'}$ наблюдаются только в верхнем (0—20 м) и нижнем (40—75 м) слоях. В промежуточном слое (25—35 м) наблюдаются положительные коэффициенты корреляции. Это свидетельствует о том, что в промежуточном слое вертикальный подъем вод («апвеллинг») перемежался с сильной горизонтальной адвекцией, по-видимому, за счет течений, связанных с приливными или инерционными колебаниями.

Таблица 3

z м	$\langle T'S'\rangle$ °C × ‰	$\sigma_{T'}$ °C	$\sigma_{S'}$ ‰	$r_{T',S'}$	$\left\langle \overline{\frac{\partial T}{\partial z}}\ \overline{\frac{\partial S}{\partial z}} \right\rangle$ °C × ‰/м²	σ_l м	$\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$
0—97	$-0{,}796 \cdot 10^{-2}$	0,262	0,069	−0,44	$-2{,}82 \cdot 10^{-4}$	5,3	3,8
97—165	$+0{,}198 \cdot 10^{-2}$	0,168	0,035	+0,34	$+7{,}07 \cdot 10^{-4}$	1,7	4,8
165—223	$+1{,}465 \cdot 10^{-2}$	0,212	0,075	+0,92	$+5{,}40 \cdot 10^{-4}$	5,2	2,8
223—350	$+0{,}656 \cdot 10^{-2}$	0,211	0,046	+0,68	$+4{,}75 \cdot 10^{-4}$	3,7	4,6

Примечание. Символ σ обозначает среднеквадратичную величину; $r_{T',S'}$ — коэффициент корреляции между T' и S'.

* Вычисления автора по данным экспедиции CUE-I 1972 г. (CUE Data Report, N 4, Oregon State University, 1973).

Наряду с выборочной корреляцией, результаты которой были представлены выше, нами были выполнены массовые вычисления взаимной корреляции величин $T'(z)$ и $S'(z)$, полученных методом фильтрации по данным атлантического полигона 1970 г. Результаты этих вычислений сведены в табл. 4.

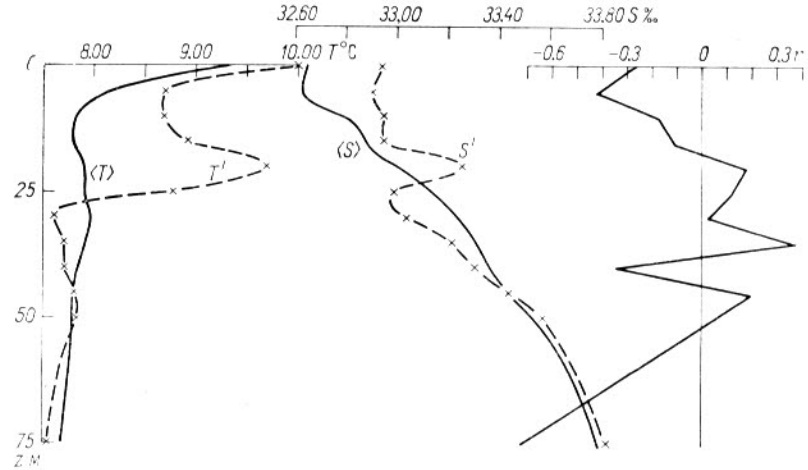


Рис. 23. Вертикальный профиль коэффициента T', S'-корреляции (справа) в зоне подъема вод у побережья Орегона. Слева даны осредненные за сутки вертикальные профили температуры и солености (сплошные линии) и типичные примеры отклонений T' и S' от средних профилей.

В этой таблице группа станций № 561, 574 и 581 была подобрана для того, чтобы судить о пространственной изменчивости статистических характеристик в пределах сравнительно небольших горизонтальных расстояний (до 15 миль). С другой стороны, многосерийная станция № 602 может дать представление об изменчивости различных характеристик во времени.

Как следует из табл. 4, коэффициент взаимной корреляции $r_{T',S'}(\zeta)$ имеет для всех выбранных рядов положительные значения. Максимальные значения $r_{T',S'}(\zeta)$ наблюдались при нулевом или малом (1—2 м) сдвиге рядов ζ. Приведенные в таблице значения коэффициента корреляции при нулевом сдвиге $r_{T',S'}(0)$ в первом варианте фильтрации всюду превышают 0,5, а для отдельных профилей достигают 0,8—0,9. Во всех случаях, кроме одного (профиль № 602.5), величина $r_{T',S'}(0)$ убывает с уменьшением параметра фильтра (рис. 24). Это означает, что вертикальные возмущения температуры и солености с большей длиной волны λ лучше

Таблица 4

№ станции	Диапазон глубин, м	Число членов ряда N	I $l=1/5\,N$				II $l=1/10\,N$				III $l=1/20\,N$			
			l м	$\sigma_{T'}$ °C	$\sigma_{S'}$ ‰	$r_{T',S'}(0)$	l м	$\sigma_{T'}$ °C	$\sigma_{S'}$ ‰	$r_{T',S'}(0)$	l м	$\sigma_{T'}$ °C	$\sigma_{S'}$ ‰	$r_{T',S'}(0)$
550	90—574	484	96	0,089	0,026	0,75	48	0,066	0,021	0,69				
561	1—587	587	116	0,119	0,041	0,84	58	0,067	0,028	0,51				
574	1—551	551	110	0,134	0,037	0,90	55	0,079	0,023	0,75	23	0,041	0,015	0,44
581	90—651	561	112	0,127	0,035	0,83	56	0,080	0,025	0,74				
602.2	90—557	467	92	0,130	0,041	0,53	46	0,086	0,037	0,37				
602.3	90—610	520	104	0,119	0,032	0,66	52	0,092	0,028	0,39				
602.4	1—597	597	120	0,125	0,044	0,55	60	0,100	0,035	0,21				
602.5	1—392	392	78	0,152	0,051	0,24	39	0,078	0,030	0,37				
602.6	1—612	612	122	0,151	0,044	0,73	61	0,096	0,032	0,53	30	0,054	0,021	0,42
602.8	1—400	400	80	0,169	0,043	0,61	40	0,096	0,025	0,44				
602.9	1—387	387	76	0,139	0,049	0,50	38	0,076	0,029	0,41				
602.10	1—639	639	128	0,149	0,045	0,70	64	0,092	0,036	0,33				

коррелированы между собой, чем малые возмущения. В свою очередь это может быть связано с тем, что наибольшие по длине волны возмущения скорее всего отражают кинематический эффект внутренних волн. В тех случаях, когда этот эффект особенно сильно проявляется в верхнем слое (0—100 м), где знаки средних вертикальных градиентов температуры и солености противоположны, он значительно повышает отрицательный вклад в суммарный коэффициент корреляции для всего ряда, тем самым уменьшая его, как это наблюдается на профилях № 602.5, 602.9. В подобных случаях коэффициент корреляции $r_{T'S'}(0)$ во втором варианте фильтрации

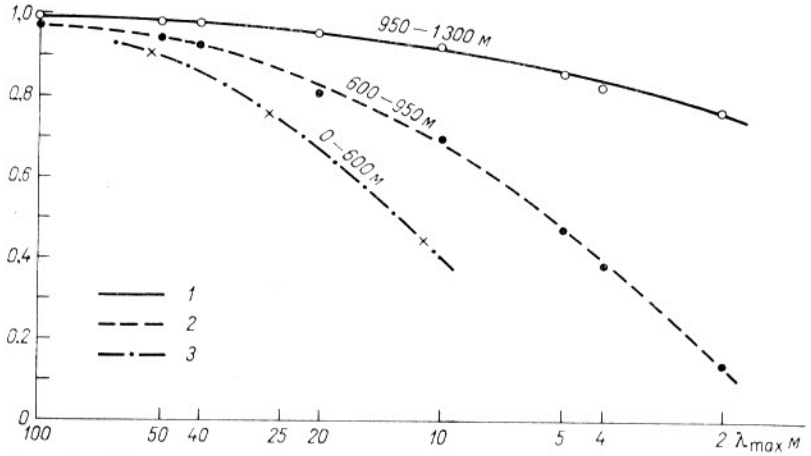


Рис. 24. Убывание коэффициентов T', S'-корреляции в зависимости от длин волн возмущений.

1, 2 — северо-восточная Атлантика (Pingree, 1971); *3* — тропическая Атлантика, полигон-1970.

(с меньшим параметром фильтра) может повыситься, поскольку при этом из рядов $T'(z)$ и $S'(z)$ оказываются удаленными возмущения с наибольшими длинами волн. Этим, по-видимому, и объясняется аномальное поведение профиля № 602.5.

Для дальнейшего суждения о преобладающих механизмах формирования тонкой термохалинной структуры в рассматриваемом районе океана полезно сравнить соотношения среднеквадратичных амплитуд возмущений $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$ со средними величинами $\left(\frac{\overline{\beta}}{\alpha}\right)$ и $\overline{M}$ для каждого профиля. Необходимые для сравнения данные приведены в табл. 5.

Таблица 5 демонстрирует следующее:

а) все значения $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$ гораздо ближе к $\left(\frac{\overline{\beta}}{\alpha}\right)$, чем к $\overline{M}$, причем в большинстве своем они даже не лежат между значениями $\frac{\overline{\beta}}{\alpha}$ и $\overline{M}$;

Таблица 5

№ станции	$\overline{M}$*	$\left(\frac{\overline{\beta}}{\alpha}\right)$*	$\sigma_{T'}/\sigma_{S'}$			R_F		
			I	II	III	I	II	III
550	6,8	3,8	3,4	3,1		0,89	0,82	
561	7,6	3,5	2,9	2,4		0,83	0,69	
574	6,3	3,8	3,6	3,4	2,8	0,95	0,89	0,74
581	6,8	3,6	3,6	3,2		1,00	0,89	
602.2	6,3	3,6	3,2	2,3		0,89	0,64	
602.3	6,4	2,7	3,7	3,3		1,00	0,89	
602.4	7,8	3,6	2,8	2,9		0,77	0,81	
602.5	8,1	3,2	3,0	2,6		0,94	0,81	
602.6	7,7	3,6	3,4	3,0	2,6	0,94	0,93	0,72
602.8	7,8	3,3	3,9	3,8		0,18	1,15	
602.9	7,8	3,2	2,8	2,6		0,87	0,81	
602.10	7,8	3,6	3,3	2,6		0,92	0,72	
Среднее	7,2	3,5	3,3	2,9	2,7	0,93	0,83	0,73

* Средние значения по всему диапазону изменений T, S и P для каждого профиля.

б) значения $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$ уменьшаются при переходе к более тонкой фильтрации. Иными словами, для возмущений с меньшими длинами волн λ отношение $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$ имеет меньшие значения;

в) по крайней мере в одном случае (см. № 602.8) $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$ для обоих вариантов фильтрации больше, чем $\left(\frac{\overline{\beta}}{\alpha}\right)$.

Результаты, приведенные в табл. 5, так же как и результаты предыдущего раздела, по-видимому, свидетельствуют в пользу адвективного присхождения большинства структурных неоднородностей проанализированных профилей. То, что в отдельных случаях $\frac{\sigma'_T}{\sigma'_T} > \left(\frac{\overline{\beta}}{\alpha}\right)$ даже во втором варианте фильтрации (см. № 602.8), говорит о присутствии в этом профиле коротковолновых возмущений за счет кинематического эффекта внутренних волн или некоторой роли вертикального перемешивания. Первое гораздо вероятнее в свете примера, рассмотренного в предыдущем разделе как раз для этого профиля.

Заметим, однако, что статистический подход к оценке соотношения амплитуд возмущений профилей температуры и солености дает результаты, которые допускают и ошибочную интерпретацию. Простые подсчеты показывают, что лишь профили с правильными по форме ступеньками, внутри которых T и S полностью однородны,

дают $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}} = \frac{\Delta T}{\Delta S} = M$. Если в ступеньках присутствуют небольшие устойчивые положительные градиенты температуры и солености $\overline{\frac{\partial T_H}{\partial z}}$ и $\overline{\frac{\partial S_H}{\partial z}}$, а слои раздела между ступеньками имеют некоторую конечную толщину h, пусть даже и малую в сравнении с характерной толщиной ступеньки H, то соотношение $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$ для профилей, состоящих из таких ступенек, получается меньше M. Если в качестве примера составить профиль из ступенек, подобных тем, которые были недавно найдены Хау и Тэйтом [127] на глубине 1350 м в Атлантике и у которых

$$\overline{\Delta T} = 0{,}30°\text{C},$$

$$\overline{\Delta S} = 0{,}058‰,$$

$$\overline{H} = 34 \text{ м},$$

$$\overline{h} = 7 \text{ м},$$

то при обнаруженных средних положительных градиентах внутри ступенек $\overline{\frac{\partial T_H}{\partial z}} = 2 \cdot 10^{-3}$°C/м и $\overline{\frac{\partial S_H}{\partial z}} = 8 \cdot 10^{-4}$‰/м путем несложных расчетов получим $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}} = 5{,}0$, тогда как $M = 7{,}0$ и $\frac{\beta}{\alpha} = 4{,}8$. Тем не менее после недавних результатов Вильямса [245] есть все основания считать эти ступеньки результатом работы солевых пальцев.

Недавно Пингри [179], статистически анализируя величины $T'(z)$ и $S'(z)$ по двухсотметровым слоям от 800 до 2200 м в том же районе, нашел, что в диапазоне глубин 1200—1800 м $m = \overline{\left(\frac{T'(z)}{S'(z)}\right)}$ также близко к 5, тогда как $M \approx 6 \div 7$. Полученная нами из его таблицы величина $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$ также очень близка к 5. Эти цифры очень похожи на те, которые характеризуют схематизированный ступенчатый профиль, рассмотренный выше. Они, однако, были однозначно интерпретированы Пингри как свидетельство адвективного происхождения структурных неоднородностей в этих слоях при полном отсутствии вертикального перемешивания. Пингри не обратил внимания на то, что в указанном диапазоне глубин имеются участки, где $\frac{\beta}{\alpha}$ очень близки к M, т. е. вертикальная устойчивость термохалоклина там близка к безразличной. Теперь на основании примера со схематизированным ступенчатым профилем можно подозревать, что различия между «статистическими почерками» тонкой структуры адвективного происхождения и конвективных ступенек

настолько малы, что не могут служить основанием для однозначного диагноза.

В результате Пингри [179] мы находим те же тенденции, которые обнаружены нашим статистическим анализом. В частности, величины $\frac{\overline{T'(z)}}{\overline{S'(z)}}$ и $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$ уменьшаются после фильтрации, а коэффициент корреляции $r_{T',S'}(0)$ понижается с уменьшением длины самой крупной, пропускаемой фильтром волны. В нашем случае это понижение, однако, происходит значительно быстрее. Наши данные для слоя 0—600 м вместе с результатами Пингри для более глубоких слоев (600—950 и 950—1300 м) образуют на редкость систематическую картину (рис. 24), из которой мы теперь можем заключить, что общее число гидростатически неустойчивых структурных возмущений в океане заметно убывает с глубиной. Неустойчивые возмущения с низкой T', S'-корреляцией являются скорее всего «ископаемой турбулентностью», дестабилизированной более быстрой потерей тепла, или непосредственным результатом опрокидывания внутренних волн. Таким образом, в соответствии с нашей интерпретацией и в противоположность выводам Пингри [178] результаты статистического анализа тонкой термохалинной структуры обнаруживают следы вертикального перемешивания и показывают качественную картину изменения его интенсивности.

Убывание величин $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$, $\frac{\overline{T'(z)}}{\overline{S'(z)}}$ и R_F с уменьшением длин волн стратифицированных структурных возмущений, безусловно, связано с большей естественной изрезанностью вертикальных профилей солености по сравнению с профилями температуры в области малых масштабов вследствие значительно более медленной диффузии соли. Наряду с этим можно подозревать еще две причины:

1) присутствие в значениях $\sigma_{S'}$ доли высокочастотного шума и неучтенных динамических погрешностей;

2) сглаживание более мелких температурных возмущений инерционным датчиком температуры.

Дальнейшая проверка этих предположений может быть сделана на основе спектрального анализа профилей (см. раздел 3.4).

Данные о взаимной корреляции $T'(z)$ и $S'(z)$ могут быть дополнены результатами анализа их когерентности. Таким путем можно получить представление, до каких пределов длин волн наблюдавшиеся нами вертикальные возмущения профилей температуры и солености отражали естественные процессы, протекавшие в океане. Спектры когерентности (примеры приведены на рис. 25) дают для большинства выбранных профилей постепенное убывание значений функции когерентности от 0,8—0,9 в длинноволновой части до 0,3—0,4 и ниже на участке спектра с длинами волн 5—10 м. Здесь же наблюдаются и разности фаз, близкие к 0 или 360°. Этот результат имеет тот же самый физический смысл, что и отмеченное выше убывание $r_{T',S'}(0)$ с переходом ко все более и более тонкой

фильтрации при разделении профилей (рис. 24). На участке с $\lambda < 5$ м функция когерентности $H(\lambda)$, как правило, ведет себя хаотически. При этом отдельные пики $H(\lambda)$ наблюдаются и при аномальных сдвигах в 270 и 180°. Так, например, для станций № 550, 561, 574 и 581 такие пики $H(\lambda)$ наблюдаются (вариант I фильтрации) при λ, близких к 2,5 м, а значения $H(\lambda)$ от 0,5 до 0,7 при тех же аномальных сдвигах фаз — для λ до 4 м (в одном случае даже при

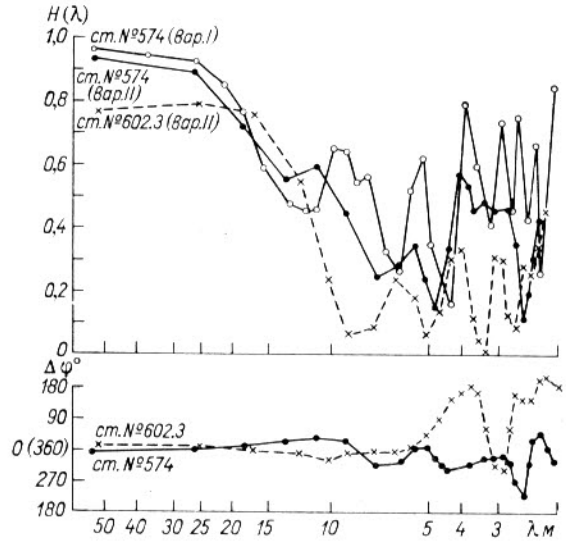


Рис. 25. Функция когерентности и разность фаз между возмущениями профилей температуры и солености на станциях № 574 и 602.3.

$\lambda = 8$ м). Для всех серий ст. № 602 характерны отдельные пики $H(\lambda)$ (от 0,5 до 0,8 в варианте I фильтрации) при сдвигах фаз около 180° и λ от 2 до 5 м (см. рис. 25).

Аномальные сдвиги фаз (180 и 270°) характерны для инструментальных и методических погрешностей [40]. Таким образом, есть все основания считать, что статистические результаты для $\lambda < 5$ м сильно «загрязнены» аппаратурными шумами и искажениями за счет качки корабля. С другой стороны, этот вывод не ставит автоматически под сомнение достоверность индивидуальных, хорошо выраженных возмущений температуры и солености с амплитудами, превышающими суммарные погрешности, приведенные в главе 1, даже если длина этих возмущений и меньше 5 м.

3.4. Анализ спектров

Для применения методов спектрального анализа к величинам $T'(z)$ и $S'(z)$ необходимо, чтобы эти функции были статистически однородными по вертикали. Судить об этом можно, например, по

7 Заказ № 546

корреляционным функциям $R_{T'T'}(\zeta)$ и $R_{S'S'}(\zeta)$ (здесь ζ — сдвиг корреляционных функций по вертикали).

На рис. 26 изображены автокорреляционные функции температуры и солености при разных значениях ζ, полученные по реализациям $T'(z)$ и $S'(z)$, изображенным на рис. 13 и 14. Корреляционные функции как температуры, так и солености при $l=1/5N$ (N — число членов ряда) с увеличением ζ не затухают, а совершают колебания относительно нуля. При уменьшении l (варианты II и III) корреляционные функции быстрее спадают до нуля и далее отличаются от нуля незначительно (особенно вариант III), что свидетельствует о приблизительной однородности изучаемых случайных процессов. По-видимому, добиться большей степени однородности

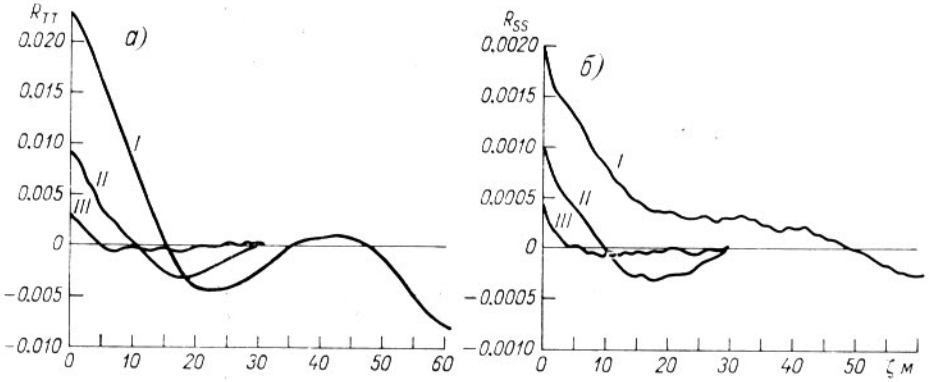


Рис. 26. Автокорреляционные функции возмущений профилей температуры (*а*) и солености (*б*) при различных значениях параметра фильтра.

можно было бы еще более тонкой фильтрацией исходного ряда. Однако в этом случае чрезвычайно сузился бы диапазон изучаемых масштабов тонкой структуры. Кроме того, при более тонкой фильтрации исходного ряда в связи с тем, что амплитуда колебаний $T'(z)$ и $S'(z)$ с уменьшением вертикальных масштабов также уменьшается, она может достичь пределов погрешностей и даже чувствительности прибора. Таким образом, при выборе l для спектрального анализа необходимо идти на компромисс, а именно: сохраняя достаточно большие вертикальные масштабы тонкой структуры, использовать не вполне однородные реализации случайного процесса. Все рассмотренные нами спектры были получены на основе фильтрации исходных рядов при $l=1/10N$; при этом считалось, что имеющаяся неоднородность реализаций случайного процесса не слишком сильно искажала статистические характеристики.

Поскольку длина реализаций составляла, как правило, 400—600 м, то при $l=1/10N$ максимальные вертикальные масштабы содержащихся в спектрах возмущений не превышают 40—60 м. Минимальные вертикальные масштабы определялись инерционностью датчиков θ (с) и дискретностью по глубине Δz (м) при перфорации исходных данных на ЭВМ. При этом величина Δz подбиралась таким образом, чтобы полностью избежать влияния эйлиазинга $\frac{\Delta z}{v\theta}\approx$ $\approx 1\div 2$ [48]. При $\Delta z=1$ м минимальные масштабы неоднородностей были $\lambda_{\min}\approx 2$ м. Величина $\zeta_{\max}$ (максимальный сдвиг при расчете спектральных функций) выбиралась обычно порядка $\frac{N}{10}$, что давало при удовлетворительной разрешающей способности достаточно статистически обеспеченные функции спектральной плотности $\left(\text{при этом } q\approx\frac{2N}{\zeta_{\max}}=20,\ q \text{ — число степеней свободы}\right)$.

При анализе статистических характеристик термохалинной микроструктуры интерес представляют прежде всего следующие вопросы: 1) существует ли какая-либо универсальность формы спектров вертикальных профилей температуры и солености, полученных в разных местах и в разное время; 2) имеются ли какие-либо волновые числа, на которых функции спектральной плотности имеют максимумы; 3) каковы законы спадания спектров при увеличении вертикальных волновых чисел k (или уменьшении длин волн возмущений λ); 4) какова пространственно-временна́я изменчивость спектральных характеристик тонкой структуры?

Характерные спектральные плотности температуры $\psi_{T'}(\lambda)$ и солености $\psi_{S'}(\lambda)$ изображены на рис. 27 в логарифмическом масштабе для станций, разделенных в пространстве (станции № 574 и 602), и профилей, относящихся к одной точке пространства, но разделенных по времени (станции № 602.6 и 602.10). Расстояние между станциями № 602 и 574 равно примерно 60 милям, а промежуток времени между выполнением профилей № 602.6 и 602.10 составляет 8 ч. Из рис. 27 видно, что спектры температуры и солености в изучаемом интервале волновых чисел (соответствующих вертикальным масштабам от 50 до 2,5) имеют весьма схожую форму и монотонно спадают с увеличением волнового числа k, приблизительно пропорционально k^{-2}. Такое поведение спектров есть, по-видимому, следствие многочисленных резких микроскачков на профилях температуры и солености. Оно было предсказано рядом авторов [109, 173, 187] для случая вертикального перемещения тонкой структуры внутренними волнами относительно фиксированного датчика. Интересно отметить, что функции спектральной плотности практически не имеют достоверных пиков (на рис. 27 вертикальной чертой проведен доверительный интервал, соответствующий 95%-ной обеспеченности при 20 степенях свободы). Как видно из рис. 27, абсолютные значения функций спектральной плотности температуры (и солености) для различных станций отличаются не слишком сильно (в пределах доверительного интервала), особенно хорошо это видно для профилей, относящихся к одной точке пространства (станции № 602.6 и 602.10). Это сходство функций спектральной плотности позволяет говорить о том, что процессы, формирующие тонкую термохалинную структуру на временны́х интервалах порядка 10 ч, оставались одними и теми же.

В некоторых работах [190, 191] визуально определялись преобладающие масштабы тонкой структуры. В нашем случае выделить преобладающий вертикальный масштаб не удается, поскольку, как уже говорилось выше, в распределении $\psi_{T'}$ и $\psi_{S'}$ нет статистически обеспеченных пиков. Однако можно ввести среднее вертикальное волновое число $\langle k_{T'}\rangle$ для температуры и $\langle k_{S'}\rangle$ для солености и сред-

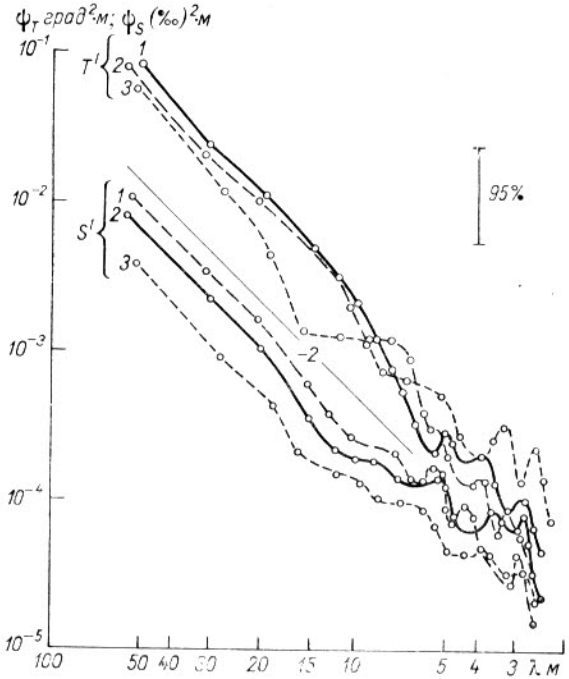


Рис. 27. Примеры спектров возмущений вертикальных профилей температуры и солености.

1 — профиль № 602.10; *2* — профиль № 602.6; *3* — профиль № 574.

ние вертикальные масштабы $\langle\lambda_{T'}\rangle=\langle k_{T'}\rangle^{-1}$ и $\langle\lambda_{S'}\rangle=\langle k_{S'}\rangle^{-1}$ по аналогии с гауссовскими процессами:

$$\langle k_{T'}\rangle=\left[\frac{\int k^2\psi_{T'}(k)\,dk}{\int\psi_{T'}(k)\,dk}\right]^{1/2};\quad \langle k_{S'}\rangle=\left[\frac{\int k^2\psi_{S'}(k)\,dk}{\int\psi_{S'}(k)\,dk}\right]^{1/2}. \qquad (3.16)$$

Пределы в интегралах (3.16) соответствуют тем интервалам волновых чисел k, в которых подсчитывались спектральные функции. В табл. 6 представлены величины $\langle k_{T'}\rangle$ и $\langle k_{S'}\rangle$, подсчитанные по формулам (3.16) для различных профилей.

Как видно из табл. 6, средние вертикальные масштабы возмущений солености $\langle\lambda_{S'}\rangle$ примерно в 2 раза меньше средних масштабов возмущений температуры $\langle\lambda_{T'}\rangle$. Эта особенность хорошо дополняет

Таблица 6

№ станции	$\sigma_{T'}$, °C	$\sigma_{S'}$, ‰	$\langle k_{T'}\rangle$ цикл/км	$\langle k_{S'}\rangle$ цикл/км	$\langle\lambda_{T'}\rangle$ м	$\langle\lambda_{S'}\rangle$ м
602.2	0,086	0,037	60	116	16,7	8,6
602.4	0,100	0,035	52	107	19,2	9,3
602.5	0,078	0,030	46	108	21,8	9,3
602.6	0,096	0,032	58	115	17,3	8,7
602.8	0,096	0,025	54	115	18,5	8,7
602.9	0,076	0,029	50	116	20,0	8,6
602.10	0,092	0,036	48	86	20,8	11,6

обнаруженные выше тенденции в поведении $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$ и $r_{T',S'}(0)$ (раздел 3.3) и связана с большей естественной пестротой поля солености. Известную роль в этом играет также и тот факт, что датчик электропроводности (солености) практически безынерционен, тогда как инерция термопреобразователя неизбежно срезает «энергию» спектра возмущений температуры на высоких частотах.

Как $\langle\lambda_{T'}\rangle$, так и $\langle\lambda_{S'}\rangle$ плавно меняются со временем, причем характер их изменения близок к периодическому. Аналогичным образом ведут себя среднеквадратичные возмущения $\sigma_{T'}$ и $\sigma_{S'}$, значения которых приведены в табл. 6. Изменение $\langle\lambda_{T'}\rangle$ и $\langle\lambda_{S'}\rangle$ во времени, возможно, объясняется влиянием длиннопериодных внутренних волн, волновой вектор которых имеет направление, близкое к вертикальному, а горизонтальные составляющие колебательных движений могут вносить в профиль переменные искажения адвективного характера. Кроме того, при проведении измерений в разные моменты времени зонд мог попадать в разные фазы короткопериодных внутренних волн, что меняло общую картину регистрируемых при этом кинематических возмущений.

Спектральный анализ, по мнению автора, расширяет возможности использования диагностических критериев (3.3)—(3.7), так как позволяет заменить в этих отношениях индивидуальные или осредненные амплитуды возмущений средними спектральными амплитудами $T'_\psi(\lambda)$ и $S'_\psi(\lambda)$ для любой интересующей нас длины волны λ:

$$m(\lambda)=\frac{T'_\psi(\lambda)}{S'_\psi(\lambda)}=\sqrt{\frac{\psi_{T'}(\lambda)}{\psi_{S'}(\lambda)}}. \qquad (3.17)$$

В табл. 7 представлены величины соотношения (3.17), вычисленные автором по результатам спектрального анализа вертикальной термохалинной структуры, проведенного Роденом [191], Ичие [132] и самим автором вместе с Н. Г. Гарничем, Ю. З. Миропольским и В. И. Прохоровым [40]. Все исходные ряды измерений были получены с помощью приборов примерно одного класса («Хайтек-9006» и «АИСТ»). Роден прибегал к предварительному отсеиванию

Таблица 7

Отношение амплитуд возмущений $m(\lambda)=\sqrt{\frac{\psi_{T'}(\lambda)}{\psi_{S'}(\lambda)}}$ по различным данным

	λ м					
	100	50	30—25	20—15	10	5
Роден [191]						
слой 0—1500 м						
пределы	2,4—7,4	—	2,6—3,8	—	—	—
среднее	5,4	—	3,4	—	—	—
Ичие [132]						
слой 5—320 м						
пределы	10—12	4,5—11	—	—	4,7—8,2	—
среднее	10,7	7,3	—	—	6,6	—
слой 320—1000 м						
пределы	8,2—11,5	3,2—10	—	—	1,7—7,1	—
среднее	9,9	6,2	—	—	3,7	—
Полигон-1970 в Тропической Атлантике						
слой 0—650 м						
ст. № 550	—	—	3,9	3,6	3,0	2,0
561	—	—	2,5	2,5	2,2	1,8
574	—	—	3,8	3,3	2,8	2,8
581	—	—	4,2	3,6	2,5	1,7
602.2	—	—	3,0	2,3	1,7	1,6
602.3	—	—	3,7	4,0	2,8	2,5
602.4	—	—	2,7	2,3	2,6	2,1
602.5	—	—	—	2,6	4,0	1,4
602.6	—	—	3,2	3,2	3,3	1,4
602.8	—	—	—	4,9	3,6	1,9
602.9	—	—	—	2,8	2,9	1,9
602.10	—	—	2,4	2,4	2,6	1,4
пределы	—	—	2,4—4,2	2,3—4,9	1,7—4,0	1,4—2,8
среднее	—	—	3,3	3,0	2,8	1,9
Среднее R_F	—	—	0,94	0,86	0,80	0,55

погрешностей и линейной интерполяции данных через интервал 3 м. Наши данные и данные Ичие, как уже говорилось выше, были линейно интерполированы через 1 м.

Как видно из табл. 7, данные Родена хорошо стыкуются с нашими при $\lambda=25$ м, тогда как данные Ичие для всех λ обнаруживают более высокие значения $m(\lambda)$. Это не должно удивлять, так как процедура вычитания среднего профиля, примененная Ичие для получения $T'(z)$ и $S'(z)$, ни в коей мере не исключает кинематический эффект внутренних волн. Именно поэтому значения $m(\lambda)$, относящиеся к анализу Ичие, при $\lambda=100$ м и $\lambda=50$ м близки к типичным значениям M (см., например, табл. 5 или рис. 18). Только при $\lambda=10$ м результаты Ичие приближаются к остальным. Для сопоставления величин $m(\lambda)$ с $\left(\overline{\frac{\beta}{\alpha}}\right)$ в табл. 7 дана последняя строка, где приведены значения $R_F=\frac{m(\lambda)}{(\beta/\alpha)}$. Для мезомасштабных возмущений с $\lambda=30\div15$ м значения $m(\lambda)$ очень близки к $\left(\overline{\frac{\beta}{\alpha}}\right)$.

Данные спектрального анализа подтверждают обнаруженную в предыдущем разделе тенденцию к убыванию $m(\lambda)$ по мере уменьшения λ. Подтверждение этой тенденции в среднем для довольно большого числа профилей в диапазоне λ от 100 до 5 м исключает возможность ее появления из-за высокочастотных аппаратурных шумов и случайных динамических погрешностей. Характер результатов, приведенных в табл. 7, также дает основания сомневаться в том, что отмеченная тенденция может быть следствием одного лишь сглаживания температурных возмущений инерционным датчиком. Существующие оценки подобного эффекта [23, 44, 64] показывают, что при постоянной времени датчика $\theta=0{,}3$ с и скорости опускания зонда $v=0{,}7$ м/с этот эффект будет заметным лишь в коротковолновой части спектра, начиная с $\lambda\approx10$ м. В то же время большая часть данных в табл. 7 относится к $\lambda>10$ м. Таким образом, тенденция к уменьшению $m(\lambda)$ от $\sim0{,}94\left(\overline{\frac{\beta}{\alpha}}\right)$ при $\lambda\approx25$ м до $\sim0{,}55\left(\overline{\frac{\beta}{\alpha}}\right)$ при $\lambda\approx5$ м является скорее всего следствием более быстрого выравнивания термических неоднородностей по сравнению с солевыми за счет более быстрого молекулярного* обмена теплом по сравнению с диффузией соли.

Рост $m(\lambda)$ в длинноволновую сторону спектра, начиная с $\lambda\approx\approx25$ м, хорошо объясняется присутствием в этом диапазоне не полностью отфильтрованного кинематического эффекта внутренних волн. В табл. 7 можно видеть даже отдельные случаи небольшого роста $m(\lambda)$ в коротковолновую сторону спектра между $\lambda\approx25$ м и $\lambda\approx15\div20$ м. Аномально высокое значение m (20 м) $=4{,}9$ в серии 602.8, намного превышающее $\left(\overline{\frac{\beta}{\alpha}}\right)$, хорошо соответствует рассмотренному в разделе 3.2 конкретному случаю высокочастотного волнового искажения именно этого профиля. Видимо, искривления термохалинных профилей внутренними гравитационными волнами могут ощущаться даже в диапазоне $\lambda\approx10$ м.

Полученные по данным атлантического полигона спектры $\psi_{T'}(\lambda)$ и $\psi_{S'}(\lambda)$, помимо всего прочего, позволяют вынести некоторые суждения о фактической точности измерений зондом «АИСТ». Как

* И может быть, даже более быстрого турбулентного теплообмена по сравнению с турбулентной диффузией соли [74].

правило, ровные участки закономерного понижения функции спектральной плотности наблюдаются на этих спектрах до $\lambda \approx 5$ м, после чего в коротковолновой части чаще всего наблюдаются беспорядочные необеспеченные пики, имеющие характер «шума». Как мы видели выше, функция когерентности $H(\lambda)$ также меняет свое поведение начиная с того же самого предела. Характерные для $\lambda \approx 5$ м амплитуды возмущений температуры и солености, вычисленные по значениям спектральной плотности, равны 0,008—0,010°С и 0,003—0,007‰, что очень близко к пределам чувствительности зонда «АИСТ». Отсюда можно сделать вывод, что в большинстве случаев зонд «АИСТ» регистрирует структурные неоднородности с относительной точностью, более близкой к предельной чувствительности, нежели к суммарной случайной погрешности прибора. К такому же результату в отношении точности зонда «Хайтек-9006» несколько иным путем пришел и Пингри [176].

3.5. Пространственная и временна́я изменчивость статистических характеристик

Рассмотрим некоторые цифры для станций № 561, 574 и 581 в табл. 7. Эти три станции располагались по диагонали квадрата 10×10 миль в центре полигона (рис. 6 *а*) и были выполнены во время 2-й микросъемки в 13 ч 2/VII, 05 и 15 ч 3/VII 1970 г. соответственно. Обращают на себя внимание аномально низкие значения $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$ и $m(\lambda)$ (при всех λ) на ст. № 561. Известно [63], что эта станция располагалась в зоне узкого (2—3 мили) термохалинного фронта, наблюдавшегося в слое подповерхностного максимума солености в интервале глубин около 50—100 м. Именно с этим фронтом и была связана высокая степень вертикальной изрезанности профиля солености в слое максимума с характерными толщинами слоев и прослоек 5—20 м. Соответствующие детали вертикального профиля температуры были при этом выражены гораздо слабее. Автором наблюдалась подобная же картина в слое теплых и соленых вод (600—850 м), вынесенных из Аденского залива в Аравийское море. На аномальную изрезанность вертикального профиля солености в зоне высоких горизонтальных градиентов, связанных с адвекцией средиземноморских вод в Атлантике, указывает Пингри [178]. Все сказанное позволяет считать отношения $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$ и $m(\lambda) = \sqrt{\frac{\psi_{T'}(\lambda)}{\psi_{S'}(\lambda)}}$ важными характеристиками тонкой термохалинной структуры, чутко реагирующими на пространственные неоднородности более крупного масштаба.

Тогда как в поведении $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$ и $m(\lambda)$ можно усмотреть некоторую пространственную тенденцию, коэффициенты взаимной корреляции

между двумя соседними профилями возмущений температуры $T'(z)$ или солености $S'(z)$ не превышают 0,4 даже при минимальном расстоянии 2,5 мили. Исследования Осборна и Кокса [170] показывают, что в слоях воды глубже 400 м лишь 30% структурных деталей легко опознаются как одни и те же на соседних профилях, полученных на расстояниях 400—600 м друг от друга. Наши данные, полученные во время микросъемок на атлантическом полигоне [41], свидетельствуют о том, что отдельные детали тонкой стратификации (например, инверсии температуры) имеют горизонтальное протяжение в несколько миль (см. табл. 2 в главе 3). То же самое найдено Осборном и Коксом [170]. Однако по всему ансамблю микроструктурных особенностей $T'(z)$ и $S'(z)$ горизонтальный радиус корреляции, по-видимому, не превышает нескольких сотен метров*.

Что же касается изучения временно́й изменчивости статистических характеристик, то ст. № 602, казалось бы, как нельзя лучше подходит для этой цели. Однако анализ первых восьми профилей этой станции дает удивительно мало значащей информации. Заключения, которые можно сделать на ее основе, не носят достаточно определенного характера. Оценки, приведенные в главе 2, показывают, что для малых термических возмущений время вырождения измеряется всего лишь десятками часов. Видимо, требуется не более 1—3 ч, чтобы их амплитуды T'_0 уменьшились на 20—30% при практически неизменных амплитудах S'_0 возмущений солености. Таким образом, получается, что временной масштаб изменений $m(\lambda)$ для малых λ сопоставим с частотой наших измерений на ст. № 602. По-видимому, это соображение справедливо, так как амплитуда изменчивости $m(\lambda)$ для профилей № 602.2—602.10 составляет всего ±22% средней величины при $\lambda \sim 30 \div 25$ м и 30—42% при $\lambda < 25$ м.

В изменчивости статистических характеристик более крупных возмущений важную роль играет не полностью отфильтрованный эффект внутренних волн. Это становится очевидным из сравнения коэффициентов корреляции между профилями возмущений ст. № 602. Таблица 8 содержит значения коэффициентов взаимной корреляции для различных пар профилей возмущений температуры $T'(z)$ и соответствующих пар профилей $S'(z)$ этой станции. Там же даны максимальные значения функции когерентности между возмущениями различных пар профилей с указанием длин волн λ, на которых наблюдаются эти пики когерентности, а также значения вертикального сдвига рядов, при которых наблюдались максимальные корреляции для различных пар. Во всех случаях в обработку были запущены трехсотметровые участки профилей, начинающиеся от уровня максимальной солености в подповерхностном слое.

Эффект внутренних волн проявляется в том, что наибольшие значения $r_{T'T'}$ и $r_{S'S'}$ наблюдаются, как правило, при сдвигах ζ, отличных от 0. Значения ζ в табл. 8 колеблются от 2 до 26 м, что

* Это же подтверждается недавно опубликованными данными Почапского и Мэлоне [181].

Таблица 8

Пары серий ст. № 602	Интервал, ч	$r_{T'T'}(0)$	$r_{T'T'}(\zeta)$ (max)	ζ м	$H_{T'}(\lambda)$ (max)	λ м
2—2	0	1,00	1,00	0	1,11	
2—3	2	0,22	0,24	19	0,65	3
2—4	4	0,21	0,58	11	0,87	60
					0,59	20
2—6	8	0,29	0,29	0	0,65	3
			—0,49	26		
2—8	12	0,01	0,48	—12	0,70	60
2—9	14	0,007	0,43	8	0,61	60
2—10	16	0,20	0,38	18	0,66	4

Пары серий ст. № 602	Интервал, ч	$r_{S'S'}(0)$	$r_{S'S'}(\zeta)$ (max)	ζ м	$H_{S'}(\lambda)$ (max)	λ м
2—2	0	1,00	1,00	0	1,00	—
2—3	2	0,03	0,34	18	0,61	3
2—4	4	0,33	0,35	2	0,70	60
2—6	8	0,20	0,24	2 и 6	0,62	60
			0,24	22	0,54	3
2—8	12	0,07	—0,31	14	0,67	60
			+0,30	—13		
2—9	14	0,03	0,30	14	0,49	60
					0,50	3
2—10	66	0,03	0,27	21	0,57	5

соответствует амплитудам наблюдавшихся внутренних волн. Заметно соответствие величин сдвига ζ максимальной корреляции для профилей T' и S'. Точно так же и максимумы когерентности для $T'(z)$ и $S'(z)$ наблюдаются на одних и тех же длинах волн.

В целом по ансамблю тонкой структуры между вертикальными профилями, разделенными интервалами в 2 ч и более, наблюдается очень малая корреляция как для возмущений температуры, так и для возмущений солености. Видимо, временные масштабы большинства структурных возмущений были значительно меньше выбранного нами временнóго интервала. Это не означает, однако, что время жизни всех наблюдавшихся неоднородностей вертикальной структуры было менее 2 ч. Как показывает рис. 21, многие структурные детали устойчиво проявлялись на ст. № 602 в течение 10—12 и даже 15—20 ч (см. раздел 3.2). Их статистический вклад, однако, был мал, поскольку их число не превышало 2—3 на каждом профиле.

3.6. Совместный анализ профилей вертикальных градиентов скорости и плотности и сравнение обнаруженной тонкой структуры

В 7-м рейсе НИС «Дмитрий Менделеев» (январь—март 1972 г., Индийский океан) было проведено более 30 серий измерений вертикальных профилей относительной скорости течения зондом «Кроссбим» и термодинамических параметров зондом «АИСТ».

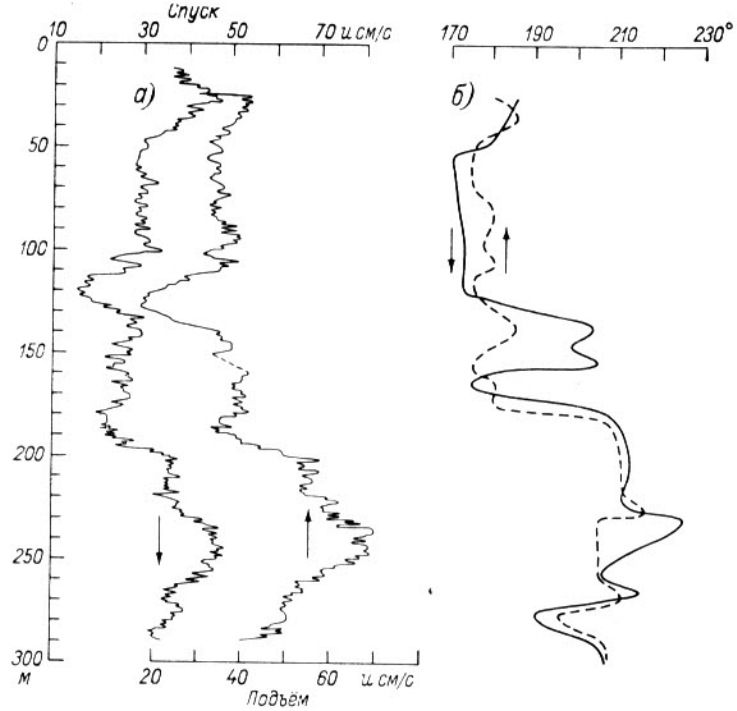


Рис. 28. Образец регистрации зондом «Кроссбим» модуля скорости и направления течения при спуске и подъеме зонда. Станция № 495, 16/III 1972 г. Начало 20 ч 15 мин, конец 21 ч 15 мин.

а — скорость, *б* — направление.

Просмотр результатов показал прежде всего несомненное наличие на профилях скорости мезомасштабных неоднородностей, т. е. слоев толщиной порядка 10—30 м с различными векторами скорости течения, с хорошей воспроизводимостью этой мезоструктуры при повторном зондировании или прохождении зонда через тот же слой в обратном направлении. Типичный пример результатов зондирования при спуске и подъеме прибора показан на рис. 28 (ст. № 495 в районе о. Сокотра, 16/III 1972 г., $\varphi = 11°00'$ с. ш., $\lambda = 65°45'$ в. д.). Видное здесь небольшое систематическое превышение относительной

скорости течения при подъеме зонда по сравнению со значениями, записанными при спуске, объясняется тем, что на сильном течении кабель наклонен к вертикали, и к регистрируемой относительной скорости течения алгебраически прибавляется горизонтальная составляющая скорости опускания или подъема зонда. Если последняя постоянна, то на определении вертикальных градиентов

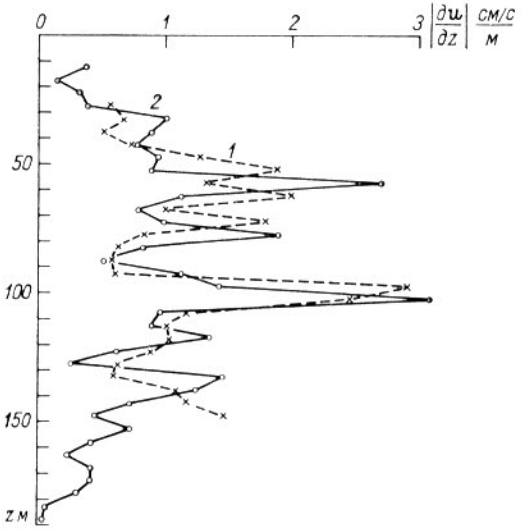


Рис. 29. Сравнение двух вертикальных профилей модуля сдвига скорости, полученных через 1 ч в одной и той же точке. Станция № 450.

1 — 18 ч 00 мин 13/II 1972 г., *2* — 19 ч 00 мин 13/II 1972 г. (спуск).

скорости течения она не сказывается. В результате вертикальные профили модуля вертикального градиента скорости течения обладают хорошей воспроизводимостью при повторном зондировании или при спуске и подъеме зонда. Примеры этого можно видеть на рис. 29 и 30.

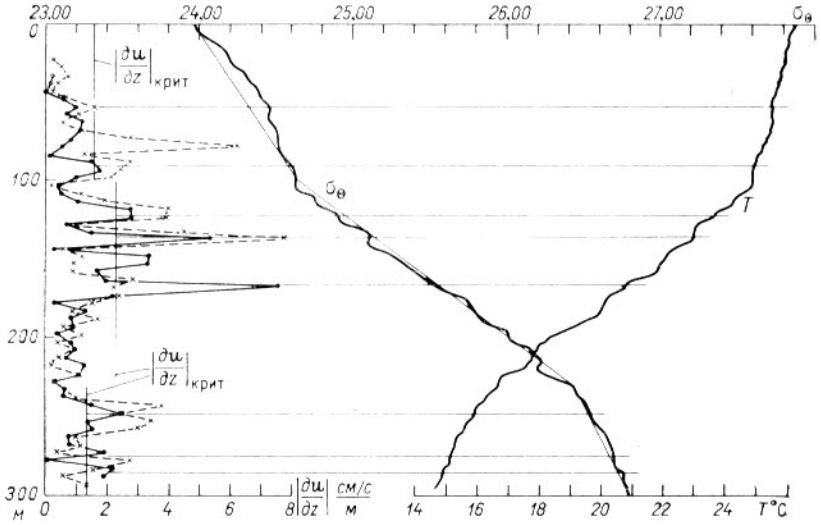


Рис. 30. Сравнение вертикальных профилей модуля сдвига скорости (спуск и подъем зонда), температуры и плотности. Станция № 496 (А-99).

Достоверность показаний «Кроссбима» была проверена сравнением с данными регистрации течений самописцами Алексеева, установленными на близлежащей буйковой станции. При этом как формы годографов скорости, так и величины скоростей течения на различных горизонтах получались вполне сходными. Перед проведением синхронных измерений датчики давления (вибротроны) зондов «АИСТ» и «Кроссбим» были сверены для обеспечения полной сопоставимости профилей плотности и скорости.

На рис. 31 показан пример годографа скорости течений относительно дрейфующего судна в слое от 10 до 330 м (ст. № 505)

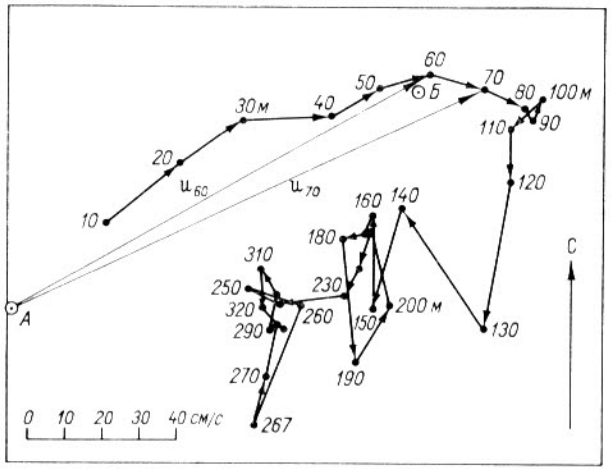


Рис. 31. Годограф вертикального изменения скорости относительного течения на ст. № 505, по данным измерения зондом «Кроссбим» 22/III 1972 г.

вблизи экватора 22/III 1972 г. ($\varphi = 0°27'$ с. ш., $\lambda = 56°04'$ в. д.); точки на графике суть концы векторов относительной скорости, отсчитанных через каждые 10 м в приведенном масштабе от точки *А*, показанной кружком слева. Если учесть снос судна, то начало отсчета сместится на северо-восток, примерно в точку *Б*. При этом получается, что слой воды до глубин 30—50 м охвачен пассатным дрейфовым течением, направленным на юго-запад, а глубже течение плавно (без ступенек) поворачивает по часовой стрелке на восток. В слое от 70 до 140 м расположено Экваториальное глубинное противотечение, а глубже — переменное по направлению течение с резко ступенчатым профилем скорости. Снос судна не оставался постоянным во время данного зондирования, вследствие чего точка *Б* совершала значительную «экскурсию» в направлении к точке *А* и обратно. Экстремальная величина изменения скорости сноса судна на сильных течениях была около 0,5 узла за 10 мин, что составляет ускорение $\pm 4{,}3 \times 10^{-2}$ см/с². При скорости опускания зонда 50 см/с ошибка в величине вертикального градиента скорости могла

достигать $\pm 0{,}086$ см/с на метр глубины, что составляет менее 10% обычной средней величины вертикального градиента скорости течения (около 1 см/с на 1 м; см. табл. 9). Для уменьшения этой ошибки следует проводить зондирование скорости не менее чем через 30—60 мин после того, как судно ляжет в дрейф, т. е. когда его инерция будет полностью погашена и установится квазистационарная равнодействующая между воздействием ветра и течения на корпус судна.

На зарегистрированных профилях модуля скорости (две левые кривые на рис. 28), кроме мезоструктуры, имеется большое количество мелкомасштабных деталей с толщинами порядка 1—2 м и градиентами скорости $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ (до $(10 \div 15) \cdot 10^{-2}$ с$^{-1}$, т. е. такого же порядка, как обнаруженные Плейстедом и Ричардсоном [180] с помощью иного метода. Однако многие из этих деталей не воспроизводятся при повторном зондировании и могут быть либо турбулентными флуктуациями скорости, либо случайными ошибками измерений. Этот вопрос должен быть подвергнут дальнейшему детальному изучению.

Вертикальные профили направления течения (две правые кривые на рис. 28) гораздо более гладкие. В этом могут быть повинны применявшаяся система аналоговой регистрации и инерция корпуса прибора на кабеле, но, возможно, что направление течения действительно меняется с глубиной более плавно, чем скорость. Похожий результат получен также Дюингом и Джонсоном [95, 96] с помощью иной зондирующей системы.

Ранее указывалось [35], что выполненными измерениями обнаружена тенденция к совпадению глубин максимумов $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ и максимумов вертикальных градиентов термодинамических параметров. Эта тенденция проявляется в различной степени для различных профилей. Ее можно проследить и визуально, сравнивая профили $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$, $\sigma_\theta(z)$ и $T(z)$, полученные в ходе синхронных измерений на одной и той же станции (рис. 30), и путем сопоставления синхронных профилей $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ и $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$ (рис. 32) и по коэффициентам корреляции между этими профилями (табл. 9).

Для вычисления коэффициентов взаимной корреляции использовались профили $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ и $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$, построенные с шагом 5 м по глубине*. Для исключения мелкомасштабных деталей, о которых говорилось выше, профили скорости и плотности подвергались предварительному скользящему сглаживанию по 40 точкам с помощью косинус-фильтра. Сглаживание и вычисление градиентов с пятиметровым шагом производилось на вычислительной машине «Наири» в Тихоокеанском океанологическом институте ДВНЦ АН СССР. Однако, как показало сравнение, профили $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$, полученные по сглаженным данным, мало отличаются от вычисленных с шагом 5 м по несглаженным профилям плотности. Это, в частности, подтверждает верность сделанного выбора шага для вычисления $\frac{\partial \rho}{\partial z}$.

* Такой шаг признан минимально возможным ввиду известных погрешностей вычисления вертикального градиента плотности (см. раздел 1.2).

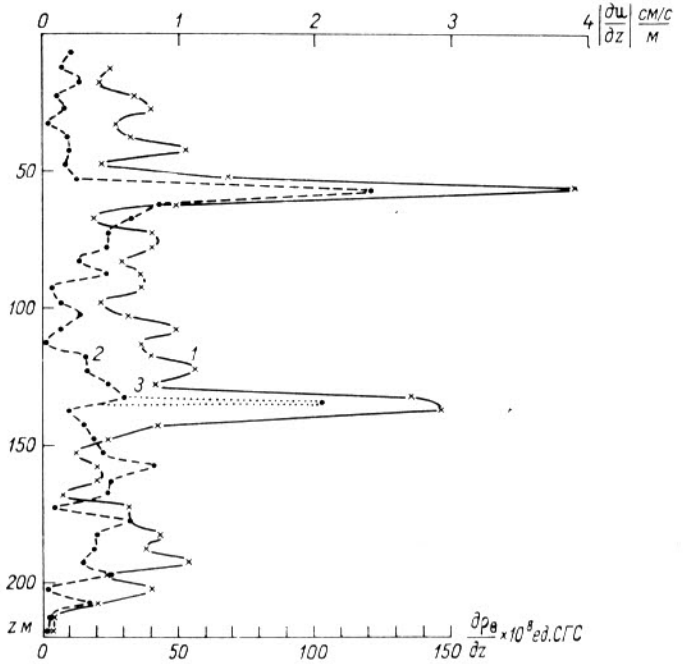


Рис. 32. Сравнение профилей вертикальных градиентов скорости течения и плотности воды, полученных синхронным зондированием. Станция № 484, НИС «Дмитрий Менделеев».

1 — $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$, осредненный на каждые 5 м; *2* — $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$, осредненный на каждые 5 м; *3* — $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$ в слое 1 м на горизонте 135 м.

Корреляция между $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ и $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$ оказалась сравнительно высокой при нулевом сдвиге рядов лишь для некоторых пар профилей [например, станции № 432, 484, 450 (2) в табл. 9], а также для некоторых специально выделенных участков профилей [станции № 495, 450(1)], где совпадение слоев с высокими градиентами

Таблица 9

Сравнение профилей $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ **и** $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$

№ станции	432	450 (1) А-70		450 (2) А-71		484	491	493	494	495
z_1 м z_2 м	20 160	25 150	25 115	10 190	55 125	10 220	10 335	5 310	10 265	25 285
Число членов n	28	25	18	36	14	42	65	61	51	52
$\bar{u}^* = \left\lvert\overline{\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}}\right\rvert \frac{\text{см/с}}{\text{м}}$	1,21	1,15	1,22	0,86	1,33	0,83	0,59	0,53	0,55	0,69
$\bar{\rho}^* = \overline{\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}} \times 10^8$ ед. СГС (1) (2)	25,2 —	30,6 30,7	— 30,5	23,5 23,9	— 31,5	15,7 18,0	8,0 —	9,6 —	8,3 —	10,1 —
$\sigma_{\bar{u}^*}$	0,95	0,62	0,68	0,65	0,72	0,76	0,45	0,38	0,42	0,52
$\sigma_{\bar{\rho}^*}$ (1) (2)	44,8 —	22,8 22,8	— 24,0	20,8 21,0	— 24,1	12,9 19,2	6,4 —	9,1 —	6,9 —	7,2 —
Ri_{rms} (1) (2)	4,7 —	5,8 5,8	— 5,1	4,8 4,7	— 4,6	2,0 3,2	3,0 —	6,0 —	3,9 —	2,5 —
$r_{\bar{u}^*, \bar{\rho}^*}$ (0) (1) (2)	0,68 —	0,44 0,44	— 0,58	0,50 0,48	— 0,47	0,49 0,59	0,19 —	0,22 —	0,47 —	—0,02 —
$r_{\max}$ (ζ); u^* вверх $r_{\max}$ (ζ); u^* вниз ζ; u^* вверх, м ζ; u^* вниз, м	0,68 0,78 0 10	0,60 0,61 45 5	— — — —	0,60 0,73 25 10	— — — —	0,56 0,49 20 0	0,19 0,54 0 40	0,28 0,31 20 40	0,47 0,73 0 35	—0,02 0,30 0 10

1 — со сглаживанием рядов плотности;
2 — без сглаживания рядов плотности.

8 Заказ № 546

№ станции	496			497		498	499	500	504	505	506			507
z_1 м z_2 м	30 290	55 180	285 15	10 305	250 15	10 385	45 400	10 395	10 250	10 345	10 300	10 240	240 351	25 300
Число членов n	52	25	54	59	47	75	71	77	48	67	58	46	41	55
$\bar{u}^* = \left\lvert\overline{\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}}\right\rvert \frac{\text{см/с}}{\text{м}}$	1,35	1,79	1,64	0,72	0,89	0,86	0,85	0,69	2,01	2,00	1,76	1,62	2,30	1,41
$\bar{\rho}^* = \frac{\partial \rho_\theta}{\partial z} \times 10^8$ ед. СГС (1) (2)	8,8 9,9	— 10,6	— 9,9	9,5 9,7	— 10,7	7,9 —	7,8 —	8,1 —	13,4 —	11,4 —	11,4 13,00	— 13,9	— 14,0	12,4 —
$\sigma_{\bar{u}^*}$	1,31	1,67	1,51	0,63	0,70	1,09	1,16	0,59	1,80	1,64	1,14	1,19	2,04	1,31
$\sigma_{\bar{\rho}^*}$ (1) (2)	8,3 8,5	— 9,1	— 8,3	7,5 7,6	— 7,7	9,3 —	8,4 —	7,9 —	15,9 —	12,6 —	11,2 13,8	— 14,4	— 19,2	11,4 —
Ri_{rms} (1) (2)	0,46 0,47	— 0,32	— 0,36	1,8 1,8	— 1,4	0,80 —	0,60 —	1,9 —	0,44 —	0,46 —	0,9 1,1	— 1,0	— 0,36	0,63 —
$r_{\bar{u}^*, \bar{\rho}^*}$ (0) (1) (2)	0,01 0,15	— 0,19	— 0,14	0,25 0,28	— 0,24	0,06 —	0,18 —	0,22 —	0,14 —	0,18 —	0,01 —0,04	— —0,06	— 0,03	0,35 —
$r_{\max}$ (ζ); u^* вверх $r_{\max}$ (ζ); u^* вниз ζ; u^* вверх, м ζ; u^* вниз, м	0,43 0,20 25 25	— — — —	— — — —	0,46 0,39 15 5	— — — —	0,14 0,48 5 35	0,27 0,26 30 45	0,40 0,40 10 10	0,26 0,14 25 0	0,48 0,47 15 20	0,15 0,65 15 25	— — — —	— — — —	0,57 0,36 20 5

1 — со сглаживанием рядов плотности;

2 — без сглаживания рядов плотности.

скорости и плотности заметно на глаз. Небольшие пики $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ с амплитудами 0,1—0,5 см/с на 1 м, как правило, были плохо коррелированы с деталями профилей $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$. Присутствие на ряде профилей больших участков с невысокими значениями $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$, несомненно, снизило их корреляцию с профилями градиента плотности. Однако это не единственная и, видимо, не главная причина наблюдавшихся в отдельных случаях (станции № 496, 505, 506) близких к нулевому или даже отрицательных коэффициентов корреляции. Оказалось, что в ряде случаев корреляция между профилями значительно повышается, если сдвинуть профиль $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$ по вертикали на 5—20 м вверх или вниз по отношению к профилю $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$. Поскольку отрицательная корреляция между профилями $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ и $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$ означает в принципе, что пикам градиента скорости соответствуют слои со слабым или нулевым градиентом плотности, величина сдвига рядов ζ, необходимого для получения максимальной корреляции $r(\zeta)_{\max}$, должна соответствовать половине средней толщины таких слоев. Описанная выше ситуация может возникнуть только в результате турбулизации мезомасштабных слоев (10—40 м) аномально высокими вертикальными градиентами скорости при сравнительно слабой стратификации. В подобной ситуации число Ri_{rms} [см. (2.37)] для соответствующих пар профилей должно быть мало́. Действительно, на станциях № 496 и 506, где наблюдаются наименьшие коэффициенты корреляции между профилями $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ и $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$, имеют место также наименьшие значения Ri_{rms}. По-видимому, также не случайно всем высоким корреляциям при нулевом сдвиге соответствуют высокие значения «среднеквадратичного» числа Ричардсона. Отмеченная зависимость представлена на рис. 33. Хотя разброс точек довольно велик, все же можно усмотреть явную тенденцию к группированию их в двух отдельных областях, соответствующих двум режимам движения — устойчивому и неустойчивому.

Возможность существования высокой корреляции между профилями $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ и $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$ имеет несколько физических причин. Одна из них связана с внутренними гравитационными волнами. Проверка соотношения (2.36) для ст. № 484 (рис. 34) показала, что хотя оно в общих чертах и выдерживается (особенно по отношению к средним вертикальным градиентам в верхних слоях 15—50 и 50—80 м), отклонения от него во многих случаях весьма значительны. Поэтому более вероятно, что случаи высокой корреляции

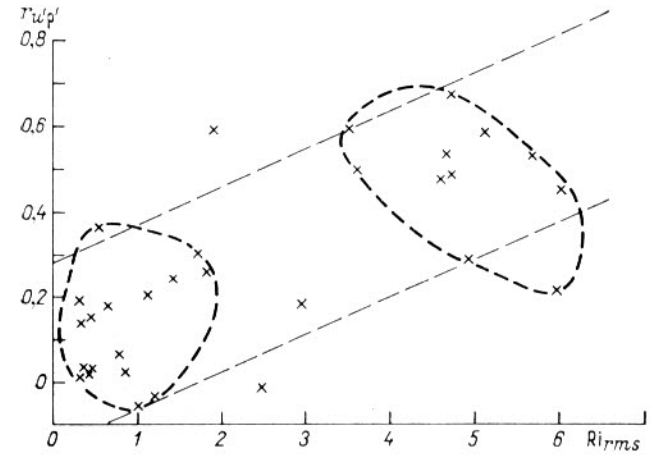


Рис. 33. Коэффициент взаимной корреляции между вертикальными градиентами скорости течения и плотности воды в зависимости от среднеквадратичного мезомасштабного числа Ричардсона.

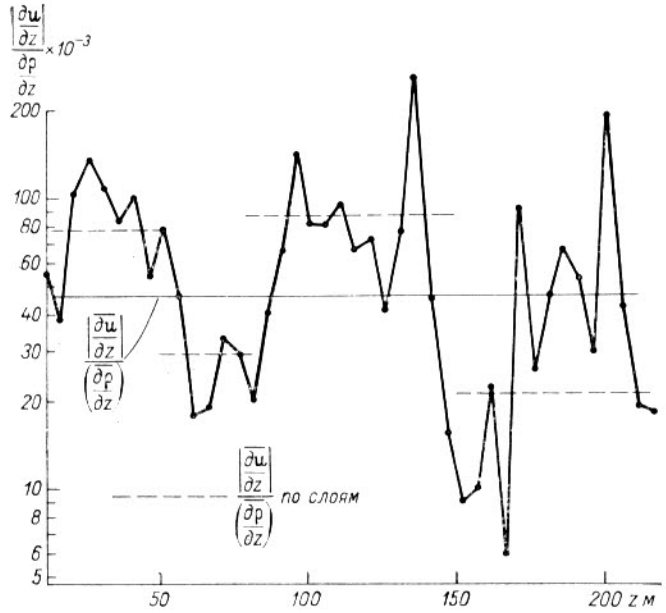


Рис. 34. Проверка соотношения вертикальных градиентов скорости течения и плотности воды в тонкой структуре и в среднем по слоям. Станция № 484.

между $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ и $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$ (см. табл. 9) связаны с изопикнической адвекцией (или боковой конвекцией), т. е. с разнонаправленным движением сильно различающихся по плотности слоев воды. Не исключено, что при этом, по-видимому, может функционировать механизм диффузионной дестабилизации (масса-импульс) с последующим турбулентным вовлечением в духе экспериментов Мура и Лонга [156], что в конечном счете должно приводить к концентрации высоких значений $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ и $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$ в одних и тех же тонких слоях (см. раздел 2.4.4).

Профили ст. № 450 содержат нечто похожее на конечный результат диффузионной дестабилизации. Здесь на профилях температуры в слое 90—110 м видна характерная ступенчатая структура (рис. 35 *в*). Локальное число Ричардсона Ri_L в наиболее резком скачке плотности (слой 100—105 м на профиле А-71) между двумя квазиоднородными слоями равно 0,9 (рис. 35 *г*). Среднее же число Ричардсона Ri^*, вычисленное по перепадам $\Delta\rho_\theta$ и $|\Delta \mathbf{u}|$ в двадцатиметровом слое, равно 2,2. Такое соотношение Ri_L и Ri^* характерно для уже упоминавшихся в разделе 2.4.4 экспериментов Мура и Лонга [156]. Похожая ситуация наблюдается и в других слоях, однако наблюдений на этой станции явно мало для изучения эволюции профилей $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ и $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$ во времени.

Вертикальные профили мезомасштабного Ri даны на рис. 35 вместе с профилями температуры для двух повторных зондирований на ст. № 450. Здесь между горизонтами 70 и 85 м имеется слой малых вертикальных градиентов температуры (и плотности) (квадрат *А*, рис. 35 *в*), в котором значения Ri уменьшились за час с 0,5—0,8 до 0,1—0,5 и даже до отрицательных значений (рис. 35 *г*). Последние относятся к слою 80—85 м, где наблюдается инверсия потенциальной плотности, не исчезающая даже при сглаживании. Сравнение детальных профилей температуры и солености зондирований А-70 и А-71, выполненных «АИСТом» на этой станции (рис. 36), создает впечатление, что этот слой находится в состоянии активного турбулентного перемешивания. Особенно показательно в этом отношении неспокойное, «прыгающее» поведение солености в слое 78—82 м при практически изотермическом распределении температуры по вертикали. В этом случае малые значения Ri в рассматриваемом слое 70—85 м являются скорее диагностическим, нежели прогностическим признаком.

Некоторые прогностические соображения, однако, могут быть сформулированы, исходя из средних значений $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ и $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$ на рассматриваемом участке глубин. В слое 70—85 м в момент зондирования А-70 (18 ч 00 мин 13/II 1972 г.) имел место средний вертикальный градиент плотности, равный $8{,}3 \cdot 10^{-8}$ ед. СГС на 1 см. При таком среднем градиенте плотности достаточно было вертикальному

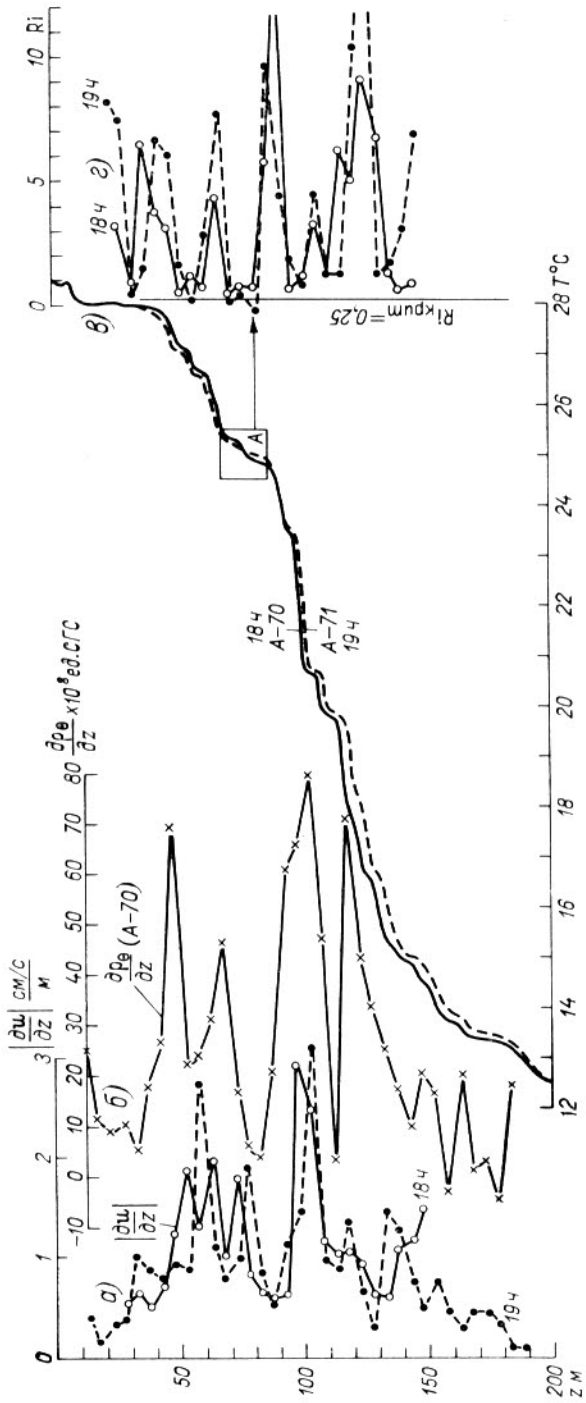


Рис. 35. Результаты синхронного зондирования скорости потока и термохалинной структуры на ст. № 450 в Индийском океане (0° 02′ ю. ш., 75° 44′ в. д.). 13/II 1972 г.

а — вертикальные профили модуля сдвига скорости с интервалом 1 ч; *б* — профиль вертикального градиента потенциальной плотности; *в* — соответствующие профили температуры; *г* — соответствующие профили мезомасштабного числа Ричардсона (шаг осреднения 5 м).

градиенту скорости в этом слое достичь на любом горизонте величины $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|_{\text{крит}} = 1{,}7 \div 1{,}8$ см/с на 1 м, чтобы число Ri упало бы до критического значения 0,25. Как показывают профили на рис. 35 *а*, уже в 18 ч 00 мин в слое 70—75 м имел место пик $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right| = 1{,}8$ см/с на 1 м.

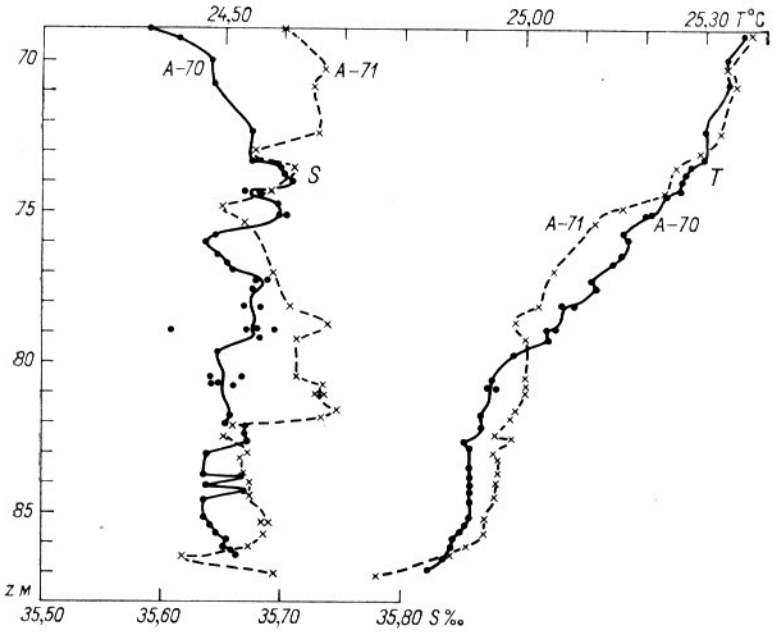


Рис. 36. Детали термохалинной структуры на участке *А* (см. рис. 35) ст. № 450.

Видимо, для выяснения возможности возникновения турбулентного перемешивания имеет смысл проводить на профилях $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ линии, соответствующие $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|_{\text{крит}}$ для характерных участков профилей плотности. Это сделано в качестве примера на рис. 30. Видно, что всюду, где эти линии пересекают пики профиля $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$, на профиле температуры в соответствующих пределах глубин имеются хорошо перемешанные слои. Так обстоит дело на всех станциях, где значения «среднеквадратичного» Ri и коэффициента корреляции между $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ и $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$ были наинизшими. Очень большие

значения $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ в пиках (до 6—7 см/с на 1 м) совпадают здесь с полностью перемешанными слоями, а не с высокими градиентами плотности. Возможно, что именно так и выглядит эффект сдвиговой неустойчивости резко переслоенных сильных квазистационарных течений в слабо устойчивом пикноклине.

Заслуживает внимания тот факт, что все обработанные профили $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ дали среднеквадратичное отклонение сдвига скорости $\sigma_{\overline{u}^*} > 0{,}2$ см/с на 1 м, т. е. больше величины, характерной для внутренних гравитационных волн [111]. Многие профили имеют $\sigma_{\overline{u}^*}$ больше 1,2 см/с на 1 м, что в случае внутренних гравитационных волн обозначало бы ситуацию на грани устойчивости. Обращает на себя внимание то, что во многих случаях в квазиоднородных слоях, где $\frac{\partial \rho_\theta}{\partial z}$ имеет порядок $0{,}3 \div 1{,}0 \cdot 10^{-7}$ ед. СГС на 1 см, мезомасштабное число Ричардсона близко к $0{,}3 \div 0{,}4$. По Торпу [223, 224], такие значения Ri характерны для перемешивания, возникающего в результате сдвиговой неустойчивости внутренних волн.

3.7. Некоторые общие выводы

Выполненный в этой главе анализ позволяет сделать следующие выводы о происхождении наблюдавшейся нами тонкой термохалинной структуры вод океана.

1. Длинноволновая часть спектра структурных неоднородностей ($\lambda > 25 \div 30$ м) повсюду сильно загрязнена кинематическим эффектом внутренних волн, который нестационарен по своей природе и не связан с реальной тонкой стратификацией.

2. Большая часть элементов устойчивой тонкой термохалинной стратификации (особенно инверсии температуры) с толщинами 10—30 м и горизонтальным протяжением 10—20 км имеет в обследованных районах преобладающую адвективную природу квазиизопикнического или иного характера. Наличие в океане сложнопереслоенной разнонаправленной структуры течений подтверждено прямыми измерениями.

3. Вертикальное турбулентное перемешивание, возникающее из-за сдвиговой неустойчивости течений и внутренних волн, является основным механизмом формирования квазиоднородных по вертикали слоев с характерными толщинами 5—10 м и менее. Их горизонтальное протяжение пока (за неимением более точных данных) можно предполагать в пределах от нескольких сотен метров до 1—5 км, хотя в отдельных случаях постоянные течения, видимо, могут создавать перманентно турбулизованные слои более значительной толщины и большего протяжения.

4. Поведение T', S'-корреляции дает основания предполагать, что, по крайней мере, в обследованных районах доля тонкой

стратификации турбулентного происхождения убывает с глубиной по сравнению с долей тонкой адвективной переслоенности.

5. Эффекты, связанные с различием скоростей молекулярной теплопроводности и диффузии соли, ощущаются лишь в статистическом выражении по уменьшению соотношения $m(\lambda) = \sqrt{\frac{\psi_{T'}(\lambda)}{\psi_{S'}(\lambda)}}$ или $\frac{\sigma_{T'}}{\sigma_{S'}}$ с длиной волны λ в коротковолновой части спектра ($\lambda < 15 \div 20$ м). Выделение этих эффектов в чистом виде, какие-либо числовые оценки или бесспорное опознание структур, порожденных дифференциально-диффузионной конвекцией, при нашей точности измерений, к сожалению, были невозможны.

Эти выводы хорошо согласуются с общей качественной картиной последовательности и взаимодействия структурообразующих процессов, представленной в главе 2.

Глава 4

ИНВЕРСИИ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ В ОКЕАНЕ

4.1. Вводные замечания

Инверсионное распределение температуры с глубиной (повышение вместо понижения) является аномальным для большей части Мирового океана, если не считать глубинных слоев, где слабое адиабатическое повышение температуры в направлении дна наблюдается повсеместно. Тот факт, что инверсии температуры самого различного характера (толщины, интенсивности, стабильности) встречаются в океане довольно часто и что они, как правило, гидростатически устойчивы [58], привлекает к ним особое внимание. Большинство наблюдаемых в океане инверсий температуры имеют толщину от нескольких десятков метров до метра и являются элементами тонкой термохалинной стратификации, а не просто локальными возмущениями T, S-профилей под действием таких нестационарных процессов, как внутренние волны или мезомасштабная турбулентность. Однако и неустойчивые термические инверсии наблюдались в океане. Грегг и Кокс [117] зарегистрировали их с помощью своего зонда (MSR). Толщина их (1—2 м) была на крайнем нижнем пределе рассматриваемого нами диапазона вертикальных масштабов. Наблюдения Вудса [252] показывают, что волно-вихревые опрокидывания в термоклине могут происходить довольно часто и именно в метровом—дециметровом диапазоне.

Хотя в океанологической литературе делались попытки систематизировать информацию о температурных инверсиях Мирового океана, сам процесс их формирования в связи с общим процессом перемешивания вод океана обсуждался очень мало.

Попытка Вюста [254] относится к одному характерному типу крупномасштабной инверсии температуры в Южной Атлантике, связанному с особенностями крупномасштабной циркуляции вод в этой области. Обобщение Вюста имеет чисто географический характер и его конечным результатом явились карты распределения инверсионного повышения температуры и значений температуры в слоях максимума и минимума.

Исследования Нагата [158—160] посвящены повторяемости температурных инверсий во времени (в различные сезоны) и

в пространстве в районе течения Куросио к югу и юго-востоку от Японских островов. Важным результатом этих работ явилось осознание того факта, что число и повторяемость интенсивных инверсий резко возрастают в районе квазистационарных океанических фронтов.

Статистическое обобщение Родена [189] носит формальный характер. Из него можно почерпнуть ряд полезных сведений о преобладающих толщинах и глубинах залегания инверсий температуры в различных районах Тихого океана и различных сезонах. Некоторые карты, составленные Роденом, позволяют связать частоту появления отдельных типов инверсий с особенностями циркуляции вод того или иного района Тихого океана.

Автором была сделана попытка классифицировать температурные инверсии Красного и Средиземного морей в зависимости от их происхождения [66, 99]. Следует, однако, подчеркнуть, что, несмотря на все многообразие конкретных ситуаций, в формировании температурных инверсий в океане участвуют лишь три группы процессов: 1) радиационно-теплообменные — в слоях, близких к поверхности океана [2]; 2) адвективные [34, 58, 60, 63, 66, 67, 99, 128, 214] и реже конвективные [61] — в толще океана и 3) геотермические — в придонных слоях [99, 141, 231]. Интересно отметить, что специфические условия, благоприятные для формирования температурных инверсий, могут, по-видимому, сохраняться в отдельных районах океана в течение весьма длительного времени [67].

Внимание гидрофизиков должны привлекать фактически наблюдающиеся в океане случаи отрицательных вертикальных градиентов плотности — инверсий плотности. О них в литературе почти не имеется сведений. Поэтому автор счел необходимым включить в эту главу краткий раздел (4.7), посвященный этому вопросу. Основной тип инверсий плотности, который будет рассмотрен в этом разделе, не похож на те, о которых сообщалось ранее [61, 117]. Поэтому данное сообщение должно представлять особый интерес.

4.2. О термохалинных возмущениях, сопровождающих интрузионный процесс в океане

Среди различных факторов, поддерживающих горизонтальную и вертикальную неоднородность вод океана, важную роль играют процессы водообмена с окраинными бассейнами. Сток средиземноморских вод в Атлантический океан и красноморских — в Индийский следует рассматривать как наиболее характерные примеры. Однако и небольшие бассейны, такие, как Персидский и Оманский заливы, а также обширные прибрежные мелководья в низких широтах поставляют в океан существенную долю осолоненных испарением и прогретых вод. В свою очередь крупные реки способны оказывать распресняющее влияние на значительные акватории океана. Зимнее охлаждение на шельфе в умеренных и высоких широтах способствует формированию глубинных холодных вод.

Дискретные наблюдения стандартными гидрологическими средствами давали в результате интерполяции гладкие вертикальные профили температуры и солености и создавали иллюзию быстрого перемешивания инородных вод с океанскими. Поэтому, например, было принято говорить о проникновении «трансформированных» средиземноморских или красноморских вод в толщу океана в виде мощных непрерывных языков, постепенно размываемых на границах турбулентной диффузией [1, 222]. Не менее распространенным было представление о том, что эти языки проникают вдоль изопикнических поверхностей.

Свердруп [215] также считал, что средиземноморские воды «быстро перемешиваются с окружающими водами Атлантики», но признавал, однако, сложный характер их распространения. В отношении красноморских вод в Индийском океане он полагал, основываясь на высокой изменчивости солености в Аденском заливе, что их поступление может носить перемежающийся характер.

Первые же наблюдения с помощью малоинерционной зондирующей аппаратуры [119, 139, 140, 256, 257] в районах океана, прилегающих к Красному и Средиземному морям, показали, что прежние представления требуют существенных уточнений и исправлений. Оказалось, что перемешивание интрузионных вод с окружающими происходит совсем не так быстро, как казалось ранее. Было обнаружено, что интрузионные воды распространяются не единым слоем, а в виде многочисленных прослоек или линз (ламин), в которых температура и соленость существенно отличаются от фоновых значений (см., например, рис. 7, 39, 40, 43) на очень больших расстояниях от источника. Американские и английские ученые во время крупномасштабного гидрофизического эксперимента МОДЕ-I, проведенного в 1973 г., обнаружили с помощью высокочувствительной зондирующей аппаратуры следы вод средиземноморского происхождения в пределах слоя 1300—2300 м в Саргассовом море.

Относительно образования отдельных прослоек интрузионных вод, распространяющихся на различных горизонтах, высказывался целый ряд гипотез. Одни считают, что этот процесс связан с разделением стекающих вод на струи в связи с особенностями рельефа дна шельфа и материкового склона [149]. Другие [198] склонны объяснять этот эффект приливными пульсациями стока интрузионных вод через проливы. Некоторые соображения по этому поводу были также высказаны в разделе 2.5.

Хотя было известно, что температурные инверсии интрузионного происхождения скомпенсированы повышением солености и являются гидростатически устойчивыми [58], мера этой компенсации до недавнего времени не изучалась [100, 128]. Оставался неясным вопрос, каков же на самом деле характер распространения и перемешивания интрузионных вод в толще океана. Не вдаваясь сейчас в теоретическое рассмотрение этого вопроса и ограничившись кратким анализом, предложенным в разделе 2.5, посмотрим, какой ответ на поставленный вопрос дадут нам чисто кинематические рассуждения, основанные на анализе наблюдаемых в океане термохалинных неоднородностей интрузионного происхождения.

Для рассуждений нам потребуются некоторые простые критерии, которые можно вывести из схемы, приведенной на рис. 37. Здесь фоновое вертикальное распределение температуры T и солености S для простоты выбрано линейным с соответствующими постоянными вертикальными градиентами $\overline{\frac{\partial T}{\partial z}}$ и $\overline{\frac{\partial S}{\partial z}}$. Влияние интрузии, деформирующей фоновые профили, проявляется на схеме в виде слоя повышенной температуры и солености с превышениями над фоновым уровнем на оси прослойки ΔT_0 и ΔS_0 соответственно. Имеющая при этом место температурная инверсия характеризуется перепадами температуры ΔT и солености ΔS, отсчитываемыми от точки минимальных значений на верхней границе возмущения. Именно эти величины легче всего измерить в океане.

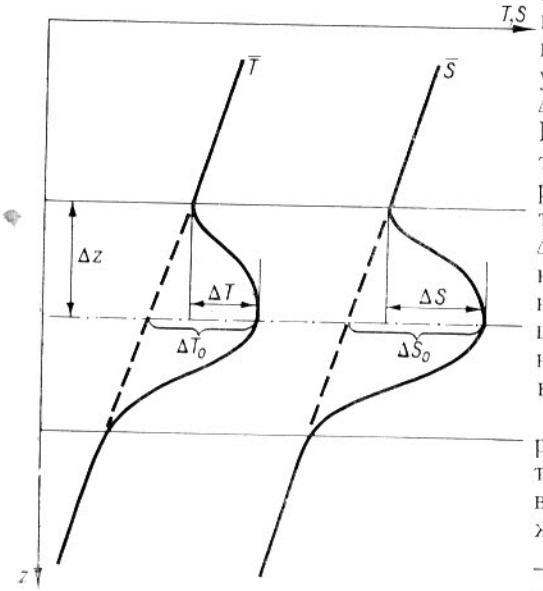


Рис. 37. Схематическое изображение интрузионной прослойки с инверсией температуры.

При изопикническом характере распространения термохалинного возмущения в соответствии с (2.38) должно выполняться условие

$$-\alpha\,\Delta T_0+\beta\,\Delta S_0=0, \qquad (4.1)$$

а в общем случае неизопикнической адвекции

$$-\alpha\,\Delta T_0+\beta\,\Delta S_0=\Delta\rho_0, \qquad (4.2)$$

где $\Delta\rho_0$ — изменение плотности на оси возмущения.

Обозначив соотношение адвективных вкладов в изменение плотности $\frac{\beta\,\Delta S_0}{\alpha\,\Delta T_0}=R_A$, получим из (4.2)

$$\Delta S_0=\frac{\alpha}{\beta}\,R_A\,\Delta T_0. \qquad (4.3)$$

Отношение R_A можно рассматривать как своего рода показатель изопикничности распространения термохалинной неоднородности, поскольку из (4.1) и (4.2) следует, что $R_A>1$ при $\Delta\rho_0>0$, $R_A=1$ при $\Delta\rho_0=0$ и $R_A<1$ при $\Delta\rho_0<0$. Заметим, что величину R_A можно получить и из наблюдений за изменениями тепло- и солесодержания интрузионной прослойки во времени, если в качестве ΔT_0 и ΔS_0 взять приращения во времени температуры и солености на оси

прослойки. Анализ наблюдений показывает, что подобная трактовка значений ΔT_0 и ΔS_0 не меняет конечного результата [100].

Из схемы на рис. 37 следует, что

$$\Delta T=\Delta T_0+h\,\overline{\frac{\partial T}{\partial z}}, \qquad (4.4)$$

$$\Delta S=\Delta S_0+h\,\overline{\frac{\partial S}{\partial z}}, \qquad (4.5)$$

где h — толщина инверсионного слоя.

Из (4.3), (4.4) и (4.5) легко получить следующее выражение:

$$\Delta S=\frac{\alpha}{\beta}\,R_A\,\Delta T-h\left(R_A\overline{R}_\rho-1\right)\overline{\frac{\partial S}{\partial z}}, \qquad (4.6)$$

где $\overline{R}_\rho=\alpha\,\overline{\frac{\partial T}{\partial z}}\Big/\beta\,\overline{\frac{\partial S}{\partial z}}$ в соответствии с принципами, изложенными в разделе 2.1.

Когда распространение термохалинного возмущения происходит изопикнически, $R_A=1$ и (4.6) превращается в

$$\Delta S=\frac{\alpha}{\beta}\,\Delta T+\frac{h}{\beta}\,\overline{E}_{\text{фон}}, \qquad (4.7)$$

где $\overline{E}_{\text{фон}}$ — вертикальная гидростатическая устойчивость фоновой термохалинной структуры, определяемая выражением (2.6).

Выражение (4.7) уже было получено автором [58] при анализе гидростатической устойчивости температурных инверсий. Заметим, что при изопикническом режиме фоновая устойчивость не нарушается и средняя гидростатическая устойчивость инверсионного слоя $\overline{E}_{\text{и}}$ равна фоновой устойчивости $\overline{E}_{\text{фон}}$:

$$\overline{E}_{\text{и}}=\frac{1}{h}\left(-\alpha\,\Delta T+\beta\Delta S\right)=\overline{E}_{\text{фон}}. \qquad (4.8)$$

Из массовых измерений величин ΔT и ΔS в районе, где встречается какая-либо характерная интрузионная инверсия температуры, можно найти уравнение регрессии [58]

$$\Delta S=a\,\Delta T+b, \qquad (4.9)$$

которое по форме аналогично выражению (4.6). Сравнение (4.6) с (4.9) позволяет понять физический смысл коэффициента a и свободного члена b в уравнении регрессии (4.9), которое, как показывает анализ наблюдений, сопровождается высокой корреляцией между значениями ΔT и ΔS [58, 100, 128]. Определив из массовых измерений величины ΔT и ΔS для какого-либо района, можно по величине $R_A=a\,\frac{\beta}{\alpha}$ оценить степень отклонения режима адвекции от изопикнического, а по величине b определить фоновую устойчивость, чаще всего замаскированную эффектом интрузии.

Данные стандартных гидрологических станций в Кадисском заливе, проанализированные автором в 1969 г. [58] по указанной схеме, дали результат, свидетельствующий о режиме адвекции, близком к изопикническому. Однако сглаженный характер исходных данных и их относительно небольшое число не позволили считать этот вывод окончательным. Поэтому автором совместно с Е. А. Плахиным [69] были произведены вычисления R_A по результатам массовых измерений зондом «АИСТ» на полигоне в Тропической Атлантике (1970 г.), в Аравийском море (1972 г.), а также по результатам Хау и Тэйта [128], которые, применив схему анализа, предложенную автором в 1969 г., определили величины a и b в уравнении регрессии (4.9) для нескольких групп интрузионных инверсий температуры в районе распространения средиземноморских вод в Кадисском заливе. Позже аналогичные вычисления были выполнены автором для инверсий температуры воды средиземноморского происхождения над Срединно-Атлантическим хребтом по данным Катца [137] и в Саргассовом море по данным МОДЕ-I [100], полученным новым высокоточным зондом Брауна [84]. По Саргассову морю имеются также данные Хэйса [122]. Результаты всех вычислений сведены в табл. 10, где соотношение $\frac{\alpha}{\beta}$ используется с учетом давления $\left(\frac{\alpha}{\beta} \equiv \frac{\alpha_{PTS}}{\beta_{PTS}}\right)$.

В табл. 10 обращает на себя внимание тот факт, что в подавляющем большинстве случаев R_A превышает единицу, что означает избыток адвекции соли по сравнению с тем, что необходимо для изопикнического равновесия. Лишь две сравнительно немногочисленные группы инверсий в районе B [128] дали значения $R_A < 1$. Этот район был выбран Хау и Тэйтом примерно в 400 милях к юго-западу от Гибралтарского пролива и находится несколько южнее основного направления распространения средиземноморских вод в Атлантике. Не располагая оригинальными данными, трудно строить догадки о причинах этих отклонений от общего правила. Гораздо важнее то, что среди многочисленных групп инверсий, представляющих в табл. 10 различные прослойки интрузионных вод средиземноморского происхождения на различном удалении от источника (Гибралтарского пролива), наблюдается довольно примечательная тенденция. Она состоит в том, что значения R_A закономерно убывают по мере удаления от пролива. В самом близком к проливу районе (район A) величина R_A достигает максимального значения 1,63 и в среднем по району равна 1,39. Над Срединно-Атлантическим хребтом она уже равна 1,35, а в самом удаленном от источника районе — Саргассовом море — не превышает 1,24 и в большинстве случаев в слое 1300—1800 м колеблется между 1,12 и 1,13. Воды верхней дополнительной инверсии температуры в районе A (примерно 180 миль от Гибралтарского пролива) в среднем имеют $R_A = 1{,}15$. Их путь, однако, проходил по мелководному цоколю Пиренейского полуострова, где возможностей для интенсивного перемешивания с окружающими водами было больше.

Таблица 10

Группы инверсий	Число случаев N	$\bar{h}$ м	ΔT °C	ΔS ‰	r	a	b	$\frac{\alpha}{\beta}$	R_A
I. Интрузионные прослойки вод средиземноморского происхождения в Атлантике									
1) Район A, 1000—1200 м, основная инверсия [128]	10	166	0,93	0,40	0,94	0,41	0,02	0,252	1,63
	11	79	0,76	0,28	0,99	0,26	0,08	0,252	1,03
	17	29	0,40	0,16	0,95	0,37	0,01	0,252	1,47
						Среднее (взв.)			1,39
2) Район A, 600—700 м, верхняя группа [128]	9	138	0,97	0,46	0,96	0,31	0,16	0,265	1,17
	9	81	0,66	0,31	0,94	0,29	0,12	0,265	1,09
	23	29	0,39	0,16	0,97	0,31	0,04	0,265	1,17
						Среднее (взв.)			1,15
3) Район $Б$, 1000—1200 м, основная инверсия [128]	18	165	0,73	0,32	0,81	0,24	0,15	0,255	0,94
	7	69	0,65	0,24	0,93	0,19	0,12	0,255	0,75
	33	15	0,13	0,05	0,94	0,31	0,01	0,255	1,22
						Среднее (взв.)			1,08
4) Район над Срединно-Атлантическим хребтом (40—44° с. ш., 26—32° з. д), 730—1030 м [100]	5	70	0,55	0,18	0,96	0,30	0,017	0,224	1,35
5) Район МОДЕ-I, Саргассово море (28° с. ш., 70° з. д.)									
по Хэйсу [122], 1972 г.									
1200—1800 м	60	11	0,021	0,004	0,92	0,20	0,002	0,179	1,12
по автору [100], 1973 г.									
1300—1800 м	55	10	0,034	0,009	0,96	0,21	0,002	0,188	1,13
1800—2300 м	33	11	0,022	0,006	0,86	0,24	0,001	0,191	1,24
II. Аравийское море [69]									
300—500 м	42	11	0,17	0,08	0,82	0,30	0,03	0,275	1,09
500—900 м	131	15	0,23	0,10	0,89	0,33	0,03	0,259	1,27
III. Атлантический полигон [69]									
70—110 м	48	5	0,13	0,10	0,42	0,41	0,05	0,372	1,10
300—600 м	62	12	0,12	0,05	0,48	0,27	0,02	0,240	1,13

В Аравийском море группа более глубоких интрузий вод красноморского происхождения с наиболее сильными инверсиями температуры характеризуется средней величиной $R_A = 1{,}27$, причем расстояние от района наблюдений до источника (Баб-эль-Мандебского пролива) равно примерно 900 миль. Здесь величина R_A, вычисленная для отдельных случаев по приращениям температуры и солености во времени (например, случай профилей А-97 и А-98 на рис. 7 или А-107 на рис. 43), достигает максимальных значений 1,66—1,82 (см. раздел 4.3).

Две группы инверсий температуры атлантического полигона несколько отличаются от всех остальных. Несмотря на различия глубин залегания, они дали почти одинаковые и довольно близкие к единице значения R_A (1,10—1,13). Верхняя группа инверсий на глубинах 70—110 м связана с подповерхностным интрузионным слоем повышенной солености, берущим свое начало в субтропической зоне высокого испарения в 500—600 милях к северу от полигона. Нижняя группа в слое 300—600 м могла включать изолированные остатки горизонтальных неоднородностей, порожденных средиземноморским стоком. В обоих случаях, однако, имеют место весьма низкие значения коэффициента корреляции между ΔT и ΔS. Это указывает на то, что значительная часть включенных в эти группы инверсий, вероятно, не носила интрузионного характера, а была связана с каким-то иным процессом (см., например, раздел 4.6).

Свободный член b в уравнении регрессии (4.9) также имеет определенное физическое значение. В табл. 10 значения этого члена варьируют для различных групп инверсий между 0,001 и 0,160‰. Эти вариации по смыслу выражений (4.6) и (4.7) отражают изменчивость фоновой вертикальной устойчивости $\overline{E}_{фон}$. Для двух групп инверсий в районах *А* и *Б*, например, в которых R_A близко к единице (1,03 и 0,94 соответственно), значения $\overline{E}_{фон}$, полученные по значениям b (0,08 и 0,15‰ соответственно), равны $0{,}8 \cdot 10^{-8}$ и $0{,}7 \times \times 10^{-8}$ ед. СГС. Эти значения действительно очень близки к характерной для этого района Атлантики средней вертикальной устойчивости в слое 1000—1200 м $E = 0{,}5 \cdot 10^{-8}$ ед. СГС.

При рассмотрении вариаций величины b обращает на себя внимание то, что они довольно закономерно связаны с вариациями величины R_A. Наиболее высоким значениям b соответствуют, как правило, наиболее низкие для своих групп значения R_A.

Хотя число данных все еще недостаточно велико для окончательных суждений, есть основания думать, что процессы перемешивания интрузионной прослойки с окружающими водами и характер распространения соответствующего термохалинного возмущения, выявляемый величиной R_A, находятся в определенной зависимости от гидростатической устойчивости окружающей данную прослойку толщи воды. Рассуждения, приведенные в этой связи в разделе 2.1, имеют прямое отношение к высказанному предположению.

Если бы у нас были действительные основания предполагать непрерывность распространения интрузионных вод, то полученные результаты и в особенности постепенное уменьшение R_A и приближение его значений к единице можно было бы рассматривать как свидетельства медленного погружения массы интрузионных вод поперек изопикн при постепенном приближении режима адвекции к изопикническому по мере удаления от источника. На деле же ситуация, по-видимому, много сложнее. Даже если начальное расслоение интрузионных вод происходит под влиянием донной топографии и приливных флуктуаций стока, значительные нарушения изопикничности режима адвекции, чем бы они ни вызывались, должны, в свою очередь, порождать инерционно-гравитационные колебания, способствующие дальнейшему дроблению массы интрузионных вод на все более и более тонкие прослойки и линзы. Перемещение последних под действием возникающих при этом локальных нестационарных движений должно носить вынужденный характер, который может в значительной степени отклоняться от изопикнического. Кроме того, распространение возмущений в термохалинном поле, вероятно, нельзя полностью отождествлять с движением самих прослоек и линз. Необходимо принимать во внимание анизотропность обмена теплом и солью на их границах, связанную с дифференциально-диффузионной конвекцией, порождаемой специфичностью условий на этих границах. Эта анизотропность скорее всего является причиной наблюдаемой неизопикничности распространения термохалинных неоднородностей интрузионного происхождения. Весьма симптоматичной при этом является обратная взаимозависимость величин $b = f(\overline{E}_{фон})$ и R_A, а также и то, что максимальное зарегистрированное нами значение $R_A = 1{,}8$ (в Аравийском море) очень близко к соотношению потоков плавучести за счет переноса соли и тепла солевыми пальцами. Величина обратного соотношения 0,56, полученная Тэрнером [228] в лабораторных экспериментах, есть не что иное, как 1 : 1,8.

Экстраполируя эти рассуждения на случай распространения интрузивных возмущений с **пониженной** температурой и соленостью, можно предсказать, что для них R_A должно быть меньше единицы. Автором уже получены первые, к сожалению немногочисленные, свидетельства в пользу справедливости сделанного предположения [100].

4.3. Интрузионные инверсии температуры в Аравийском море

Локальные повышения солености в промежуточных слоях между 50 и 1000 м встречаются в Аравийском море очень часто и почти повсеместно [47, 188]. Они связаны с интрузионными водами, которые распространяются на разных уровнях из Аденского, Оманского и Персидского заливов, постепенно перемешиваясь с окружающими собственно индоокеанскими водами. Наиболее глубокие максимумы

1/2 9 Заказ № 546

солености имеют красноморское происхождение. Выше них обнаруживаются следы вод, поступающих из Оманского и Персидского заливов. Причиной их повышенной солености является интенсивное испарение в районах их формирования на поверхности.

Рошфорд [188] выделил 5 типов интрузионных вод в зависимости от их T, S-характеристик. Прослойки, обнаруженные нами, хорошо

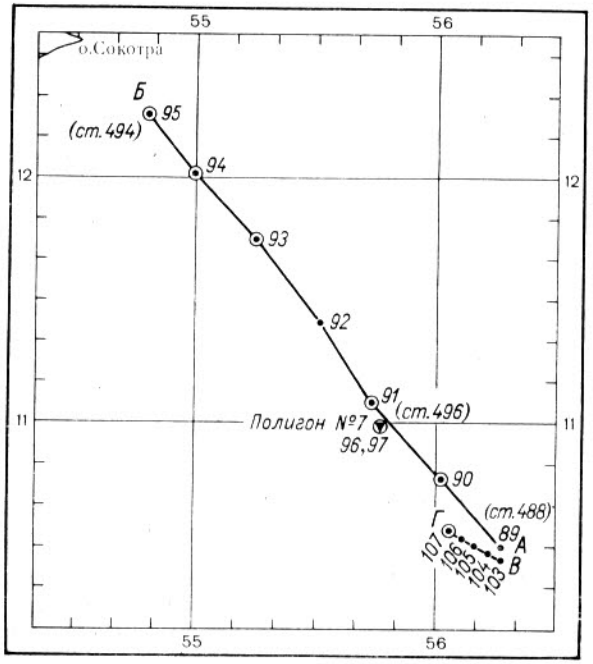
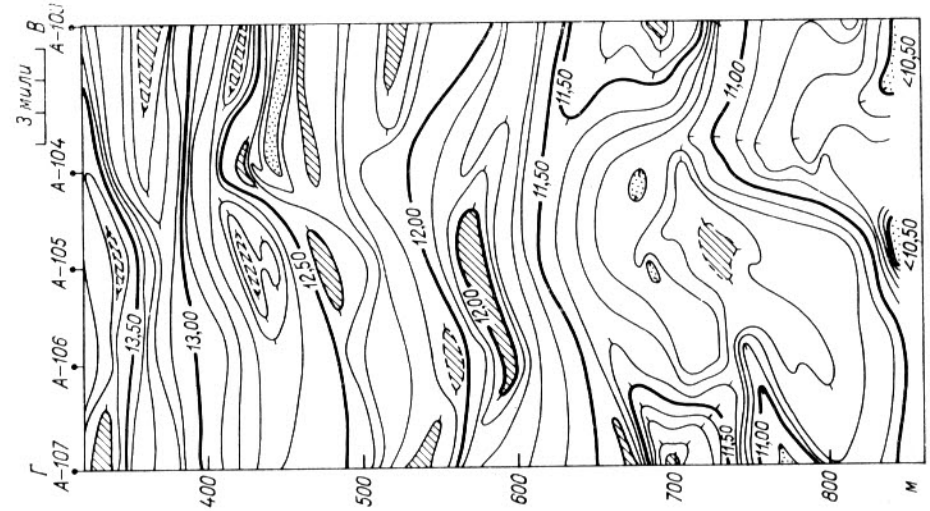


Рис. 38. Схема работ зондом «АИСТ» в Аравийском море с борта НИС «Дмитрий Менделеев» в 1972 г.

укладываются в классификацию Рошфорда. Однако данные Рошфорда и сведения из ряда других работ характеризуют интрузионные прослойки в Аравийском море только как промежуточные максимумы солености. Инверсии температуры были обнаружены с помощью стандартной гидрологии лишь в непосредственной близости к Аденскому заливу [21]. Значительные инверсии температуры интрузионного происхождения (с ΔT до 0,74°С) были обнаружены к юго-востоку от о. Сокотра и в других частях Аравийского моря во время экспедиции «Дискавери» 1964 г. [119] с помощью одного из первых зондов STD. Несколько позже (1964—1965 гг.) экспедиция на судне «Метеор» [140] с помощью батизонда «Ховальдт» зарегистрировала интрузионные инверсии температуры до 1°С и более вдоль Сомалийского побережья. На некоторых вертикалях (например, ст. № 109, 10° 00′ с. ш., 54° 30′ в. д., к югу от о. Сокотра) в слое от 300 до 900 м наблюдалось до 5—6 интрузионных максимумов температуры.



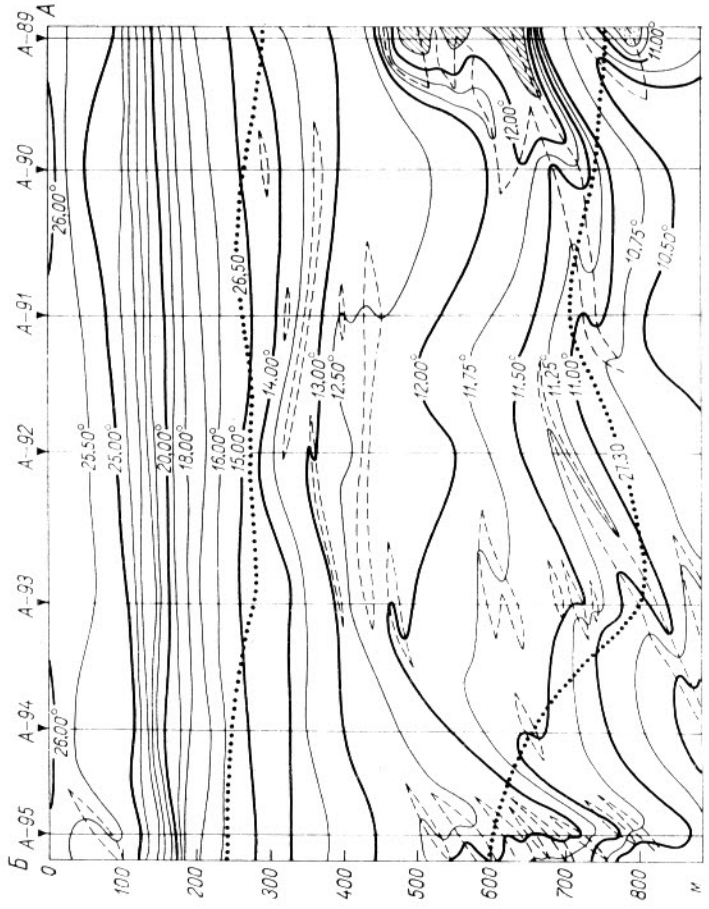


Рис. 39. Разрез *АБ* (см. рис. 42) в поле температуры.

Заштрихованы теплые интрузионные прослойки с инверсиями температуры до 1° С. *I* — границы инверсий *T*.

Рис. 40. Микроразрез *ВГ* в поле температуры.

Заштрихованы косой штриховкой ядра и прослойки более теплой воды; точками обозначены холодные прослойки.

Наши наблюдения с борта НИС «Дмитрий Менделеев» в 1972 г. также зафиксировали большое число гидростатически устойчивых температурных инверсий со столь же высокими значениями ΔT в районе 100—150 миль к юго-востоку от о. Сокотра, т. е. около 10—11° с. ш. и 56° в. д. (рис. 38), над небольшой ложбиной с глубинами до 4000 м, разрывающей в этом месте подводный хребет Карлсберга. В этом районе наблюдались необыкновенно мощные интрузионные возмущения до 200—250 м толщиной в слое между 600 и 900 м, в которых величины ΔT достигали 0,5—1,0°С, а соленость часто превышала 36‰.

В 1972 г. в Аравийском море нами были выполнены следующие работы по изучению тонкой стратификации (см. рис. 38):

1) разрез *АБ* стандартными средствами, дублированный зондом «АИСТ», между точкой 10° 30′ с. ш., 56° 16′ в. д. и о. Сокотра с расстояниями между станциями 25 миль (станции № 488—494, зондирования от А-89 до А-95);

2) комплексные полигонные работы в точке 11° 00′ с. ш., 55° 46′ в. д. (ст. № 496, зондирования от А-96 до А-102);

3) микроразрез *ВГ* на юго-востоке района (зондирования от А-103 до А-107) с расстоянием между станциями 3—4 мили;

4) многократные зондирования выбранных слоев в ряде точек (обведены кружками на рис. 38).

Разрезы *АБ* и *ВГ* в поле температуры, полученные по данным измерений зондом «АИСТ», представлены на рис. 39 и 40. Рисунок 40, очень сложный ввиду высокой степени детализации, дополнен рис. 41, на котором дано положение изопикнических поверхностей и пунктиром показано положение температурных инверсий. В свою очередь разрез *ВГ* мог бы явиться своего рода детализацией крайнего юго-восточного участка разреза *АБ* между станциями № 488 и 489. Однако за $6^1/_2$ суток, прошедших между ними, ситуация здесь настолько радикально изменилась, что каждый разрез следует рассматривать отдельно.

На разрезе *АБ* обращает на себя внимание сравнительно гладкий и невозмущенный характер температурного поля до глубины 350—400 м, где имеются сравнительно немногочисленные слабые инверсии температуры, носящие квазиизопикнический характер. Это видно из сравнения простирания отдельных инверсионных слоев, легко опознаваемых на 2—3 соседних станциях (т. е. на расстоянии 25—50 миль), с общим ходом изопикнической поверхности $\sigma_t = 26{,}50$ *. Ниже 450—500 м наблюдается весьма характерный для этого района хаос, где лишь малая часть инверсий температуры следует направлению изопики, а большинство инверсий и особенно наиболее крупные из них имеют тенденцию пересекать изопикны. Поле солености в районе обоих разрезов является настолько пестрым, что лучше изучать его сглаженный эффект по направлению изопики. Изопикна 27,30 в сочетании с поведением изотерм, в частности, показывает, что у крайней северо-западной оконечности

* Не случайно величина R_A (табл. 10) для этих инверсий равна всего 1,09.

разреза воды с температурой около 12°С «тонут» благодаря повышенной солености (>36,0‰) в языке, образуемом изотермами 12—11°С. Вся вертикаль станции № 494 (А-95) между горизонтами 500 и 900 м изобилует квазиоднородными слоями и слабыми инверсиями температуры, многие из которых гидростатически устойчивы, а многие — нет. Таких «неспокойных» участков на разрезе *АБ* довольно много и они, безусловно, связаны с чрезвычайно пестрым распределением солености. В то же время вертикали станций № 493 (А-89) и 491 (А-92) являются наиболее «спокойными» как по температуре, так и по солености.

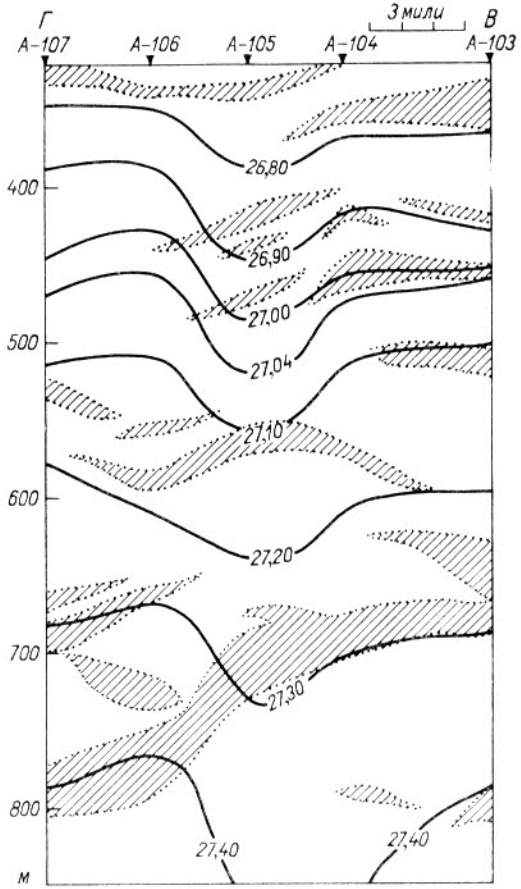


Рис. 41. Положение температурных инверсий (заштрихованы) на микроразрезе *ВГ*.

Особенный интерес представляет мощное интрузионное возмущение в крайней правой части разреза. Оно расположено над самой глубокой частью ложбины и не исключено, что его расположение и довольно узкая локализация связаны с влиянием донной топографии на течения. Слой, охваченный возмущением, расчленен на несколько изолированных максимумов температуры и солености. В среднем он гидростатически устойчив. Устойчивыми являются также имеющиеся в нем мощные температурные инверсии в слоях 460—500 и 730—790 м. Однако общая конфигурация интрузионного возмущения и адвективный «язык», простирающийся от него в виде искривлений изотерм на соседние вертикали (А-90 и А-91) поперек изопикны 27,30, убеждают в том, что здесь идет процесс активного перемешивания.

В целом распределение температуры в слое 450—900 м на разрезе *АБ* таково, что дает основания подозревать существование в этом слое большого количества вихрей с горизонтальной осью, имеющих конвективную природу. След одного из таких вихрей или,

по крайней мере, сильное возмущение термического поля, которое могло бы быть вызвано подобным вихрем, видно на микроразрезе *ВГ* (рис. 40). На рис. 40 в деталях воспроизведено распределение температуры в слое 320—860 м на этом разрезе. Изотермы на разрезе проведены через 0,1°С, а местами через 0,05°С. Между горизонтами 630 и 800 м можно наблюдать мощный интрузионный слой, который буквально разорван посередине вихреобразными возмущениями с относительно небольшими вертикальными градиентами температуры, большим числом неустойчивых участков на профилях А-104, А-105 и А-106 и весьма характерным искривлением изотерм. Общая картина распределения температуры и по форме, и по масштабу очень похожа на ту, которая наблюдалась экспедицией «Medoc-69» [219] в Средиземном море, когда крупномасштабное конвективное возмущение (поперечник около 25 миль), вызванное охлаждением с поверхности, прорвало интрузионную прослойку теплых вод левантийского происхождения и достигло глубинных слоев моря. На разрезе экспедиции «Medoc-69» в области конвективного прорыва (рис. 42) хорошо виден центральный столб более холодной воды, перемешанной вертикальными движениями, а также более теплые ядра левантийских вод по сторонам, очень сильно напоминающие ядра красноморской воды (*К*) справа и слева на разрезе *ВГ* (рис. 42). Начальная дестабилизация в нашем случае могла быть вызвана избытком солености в интрузионном слое. Этот избыток мог быть результатом медленного накопления в результате длительного функционирования солевых пальцев. С другой стороны, вся картина как в целом, так и в деталях очень сильно напоминает несбалансированную (вынужденную) адвекцию за счет интенсивного крупномасштабного «механического размешивания» [97], обусловленного либо долгопериодными внутренними волнами или инерционными колебаниями, либо вихревыми возмущениями, связанными с топографическим эффектом подводного хребта Карлсберга.

Неизопикничный и нестационарный характер термохалинных возмущений интрузионного происхождения уже был продемонстрирован в предыдущем разделе. Не менее убедительные результаты получаются, если вычислить отношение R_A по изменениям во времени максимальных значений температуры и солености, а также теплосодержания и солесодержания в интрузионной прослойке *А* на ст. № 496 (многократное зондирование А-97) в примере, уже приводившемся в разделе 1.4 (рис. 7). Величины R_A в зависимости от способа оценки и для различных интервалов времени получаются в этом случае в пределах от 1,66 до 1,82, т. е. гораздо выше, чем в среднем по всем наблюденным в Аравийском море случаям (табл. 10).

Вертикальная структура интрузионного слоя на станции А-107 представлена на рис. 43, где изображены результаты многократного зондирования с интервалом около 6 мин. Хорошо видны две основные интрузионные прослойки, мало меняющиеся в течение времени и хорошо воспроизводимые в деталях, а также быстро растущая тонкая интрузионная прослойка на горизонте 685 м (показана

стрелкой), прекрасно различимая и по температуре, и по солености. Величина R_A, подсчитанная по изменению температуры и солености в этой прослойке между первым и последним зондированиями (примерно за полчаса), равна 1,74.

На границах ядер красноморских вод на разрезе *ВГ* (рис. 40) наблюдаются очень резкие горизонтальные градиенты температуры

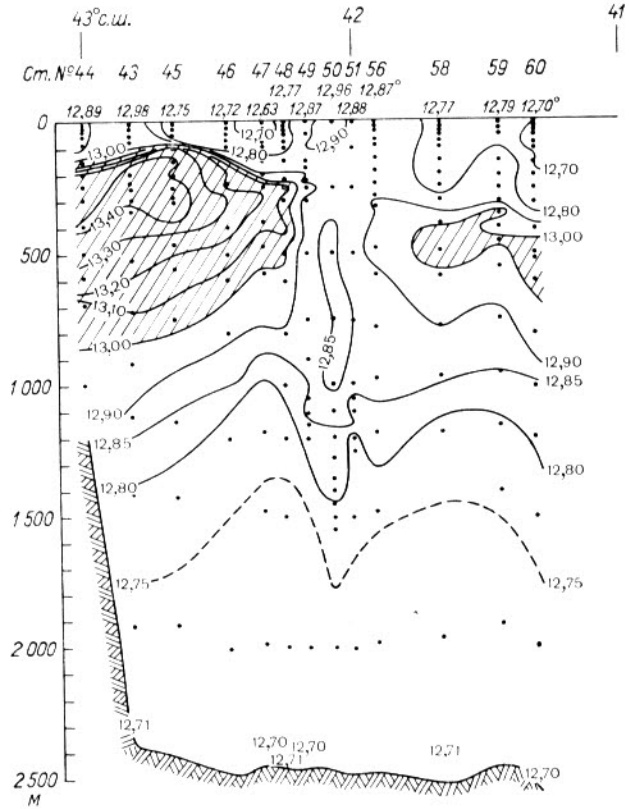


Рис. 42. Разрез вдоль 6° в. д. в поле потенциальной температуры в области конвективного прорыва охлажденных поверхностных вод через теплую левантийскую прослойку в Лионском заливе Средиземного моря, по данным экспедиции «Medoc-69» 15—19/III 1969 г. [219].

(0,1—0,3°С на милю) и солености (0,06—0,1‰ на милю). На еще более резкие градиенты указывалось в разделе 1.4. Тот факт, что они не сбалансированы изопикнически, делает возможным эффект «двойной турбулентной диффузии», предположение о котором было недавно высказано Анати [74]. Этот эффект заключается в результирующем переносе положительной плавучести в направлении оси столба воды между ядрами интрузионных вод, что способствует

развитию в нем вертикальных движений. Избыток отрицательной плавучести в самих ядрах должен создавать зоны неустойчивости под ними (см. также раздел 4.7) и способствовать вихреобразованию, ускоряющему разрушение интрузионных слоев.

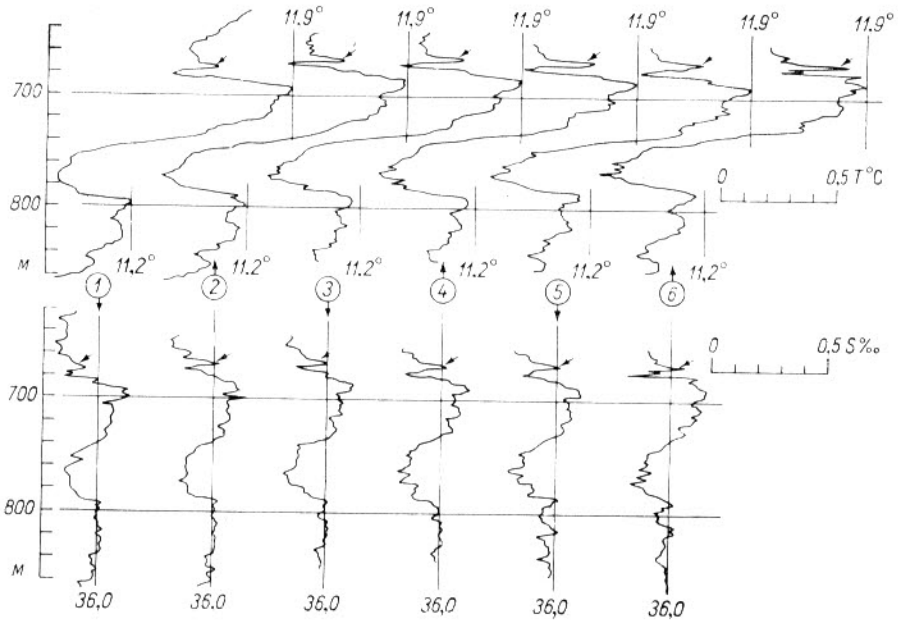


Рис. 43. Вертикальные профили температуры и солености по данным многократного зондирования с дрейфующего судна с интервалом 6 мин в интрузионном слое красноморских вод в Аравийском море. Номера в кружках обозначают порядковые номера профилей. На горизонте 675 м хорошо видна быстро растущая тонкая интрузионная прослойка (показана стрелкой). Станция № 501. А-107 МЗ, 10° 34′ с. ш., 56° 04′ в. д. 19/III 1972 г., 6 ч 29 мин—7 ч 01 мин.

4.4. О температурной инверсии в Тиморском море

Интересный случай гидростатически устойчивой температурной инверсии ниже поверхностного однородного слоя, развивающегося зимой в Тиморском море, был описан Г. Стоммелом и К. Н. Федоровым [214]. Происхождение этой инверсии было связано с гипотезой «боковой конвекции». Благодаря большим горизонтальным масштабам явления эта гипотеза в данном случае фактически предполагала изопикническое соскальзывание и дальнейшую горизонтальную адвекцию осолоненных испарением вод с австралийского шельфа на глубинах около 100—120 м.

В январе 1972 г. с борта НИС «Дмитрий Менделеев» автором были проведены новые наблюдения в том же самом районе Тиморского моря (полигон № 3, 14° 29′ ю. ш., 120° 13′ в. д.) с целью выяснения локальных физических условий, характерных для противоположного сезона — лета южного полушария. В этом сезоне верхний однородный слой в Тиморском море фактически отсутствует. По прежним наблюдениям (например, ст. № 2 «Диамантины» 1960 г. и станции № 3—7 «Ошоро Мару» 1962 г.), выполненным при помощи стандартных гидрологических серий батометров, нет никаких признаков существования подобной температурной инверсии в летнее время. Новые измерения термосолезондом «АИСТ» [67] в январе 1972 г., т. е. почти семь лет спустя после обнаружения инверсии, дали аналогичную же инверсию температуры почти в тех же пределах глубин (90—100 м) и с теми же значениями температурного максимума (24,1—25,7°С) и максимума солености (34,7—34,9‰), как и зимой 1965 г.

Для изучения пространственной и временно́й изменчивости инверсионного слоя были выполнены две «микромасштабные» съемки по квадрату со стороной 6 миль, расстоянием между зондированиями 2 мили и интервалом между съемками около 3 суток. На рис. 44 показан характер распределения температуры в окрестностях инверсионного слоя во время 1-й и 2-й съемок (20—21 и 23—24 января 1972 г.), а также типичное распределение солености и плотности воды в центральной точке. Как выяснилось, инверсия температуры и летом располагается на устойчивой «подушке» высокого вертикального градиента солености, который наблюдался в этом районе и в зимнее время [67]. Положение этого устойчивого слоя показано на рис. 44 штриховой линией для каждой точки квадрата. Наблюдавшаяся инверсия была гидростатически устойчивой в течение всего периода работ и во всех точках полигона.

За время между двумя съемками температура в точке максимума инверсии повсеместно повысилась. Это видно из сравнения пространственных картин распределения температуры в ядре инверсионного слоя во время 1-й и 2-й съемок (рис. 45 *а* и *б*). Имеет место явная закономерность в поведении изолиний температуры, которые в обоих случаях направлены с юго-востока на северо-запад, т. е. в направлении среднего потока на уровне инверсии (по данным непосредственных измерений течений с буя в центральной точке). Более высокие температуры на рис. 45 находятся слева, если смотреть в направлении потока, что для случая южного полушария может свидетельствовать о геострофическом характере наблюдавшегося среднего движения.

Рост температуры в инверсионном слое за время между съемками не был равномерным: 12-часовая серия многократного зондирования возле центрального буя, проведенная в середине этого периода, показала временное повышение максимальной температуры инверсионного слоя с 24,66 до 25,03°С с последующим понижением до 24,94°С (рис. 46). При этом толщина инверсионного слоя заметно пульсировала и достигла максимума при максимальной температуре, которая позже снова повысилась и достигла 25,43°С в момент 2-й съемки (см. рис. 45 *б*). Методика эксперимента не позволяла отделить пространственную изменчивость от изменений во времени. Скорее всего, наблюдавшиеся изменения инверсионного

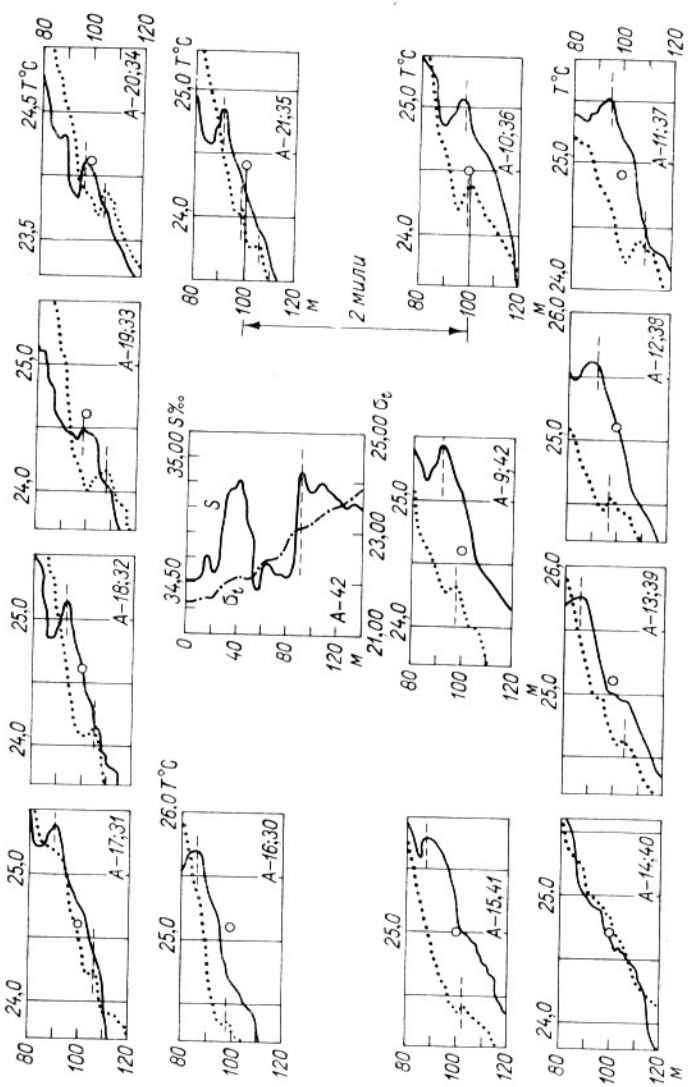


Рис. 44. Инверсия температуры в Тиморском море. Полигон № 3. 7-й рейс НИС «Дмитрий Менделеев». Вертикальные профили температуры 1-й (пунктир) (20—21/I 1972 г.) и 2-й (сплошная линия) (23—24/I 1972 г.) микросъемок показаны на графиках, помещенных своим центром в соответствующие точки микрополигона. Рядом с центральной точкой показано типичное распределение солености и плотности в слое 0—120 м. Цифры в углах графиков обозначают номера профилей. Расстояние между станциями по периметру полигона всюду 2 мили.

слоя в центральной точке квадрата связаны с пространственной неоднородностью слоя, который непрерывно перемещался через точку наблюдений. Ряды измерений не были достаточно длинными

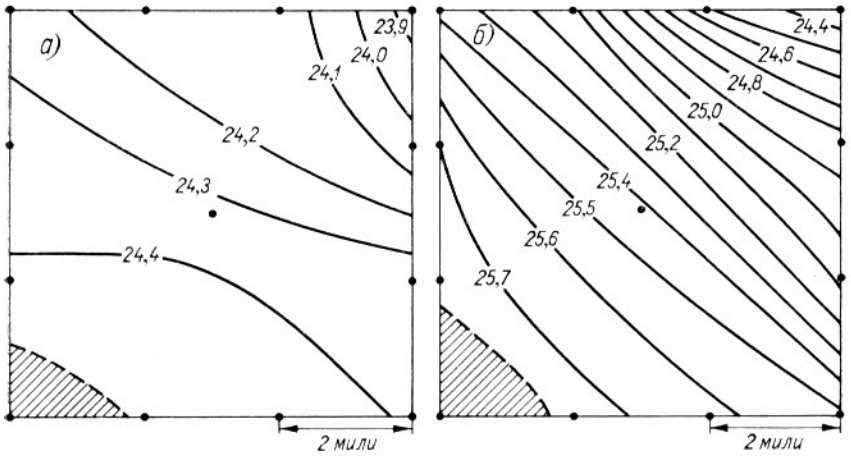


Рис. 45. Пространственное распределение максимальной температуры в инверсионном слое на микрополигоне в Тиморском море, по данным двух съемок зондом «АИСТ» с интервалом 3 суток, 21 и 24/I 1972 г.

Черными точками обозначены положения станций.

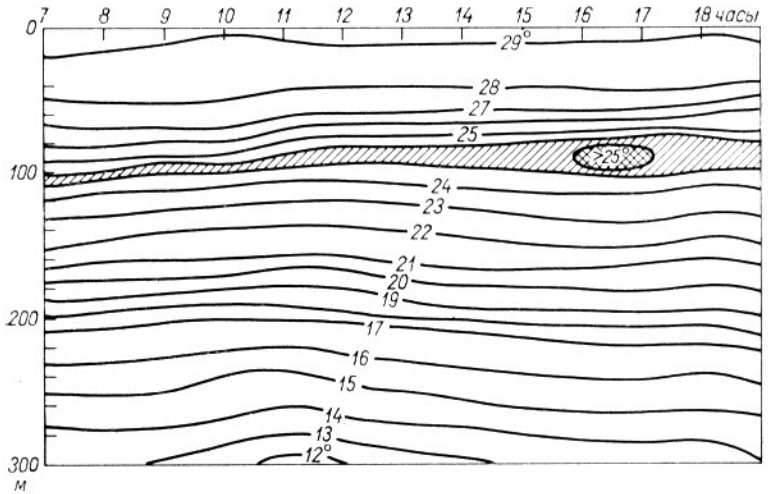


Рис. 46. Изменение инверсионного слоя в центре микрополигона в Тиморском море за 12 ч 22/I 1972 г.

для того, чтобы могла выявиться какая-либо периодичность изменений. Если она в действительности и есть, то не должна быть короче полусуточной приливной.

Подсчет изменения теплозапаса в слое 80—118 м, содержащем инверсию температуры в одной из точек квадрата (профили А-10 и А-36), показал прирост тепла за 3 суток на $1{,}2 \cdot 10^3$ кал/см^2. Такое изменение теплосодержания эквивалентно накоплению в этом довольно глубоко расположенном слое почти полной суммы приходящей на поверхность океана солнечной радиации за весь трехдневный период. Подобная ситуация совершенно неправдоподобна. Поэтому можно считать, что полученный результат полностью исключает всякую возможность формирования и эволюции наблюдавшегося инверсионного слоя за счет вертикальных турбулентных или конвективных потоков тепла из поверхностного слоя.

Таким образом, новые наблюдения придают дополнительный вес выдвинутой ранее гипотезе о происхождении данной инверсии температуры в результате горизонтальных адвективных процессов. На это же указывает и общее направление движения воды на уровне инверсии, которое совпадает с направлением со стороны австралийского шельфа. Видимо, не следует думать, что инверсия в этом районе Тиморского моря представляет собой постоянное явление. Скорее всего, условия, которые ее порождают, обладают в этом районе высокой степенью повторяемости.

Некоторое недоумение вызывает отсутствие заметных вертикальных градиентов скорости течения в слое, окружающем инверсию. Из довольно простых физических соображений следует, что для формирования инверсий температуры путем горизонтальной адвекции необходимы вертикальные градиенты скорости (или направления) течения при наличии горизонтальных градиентов температуры и солености определенного знака [97, 189]. В то время как горизонтальные градиенты температуры и солености в этом районе довольно велики, вертикальные градиенты течения, по данным вертушечных измерений с буя, весьма незначительны. Вертушки, однако, располагались на буйрепе с интервалом 25 м по глубине. Наблюдения, выполненные позже в соседних районах Индийского океана при помощи акустического зонда скорости потока [35], обнаружили в термоклине более тонкую по масштабу вертикальную переслоенность скорости и направления течений. Очевидно, сравнительно редко расположенные вертушки не смогли зарегистрировать резких изменений скорости или направления потока в тонких слоях, точно так же как и батометры стандартной гидрологической серии не смогли обнаружить самой температурной инверсии на ст. № 428 «Дмитрия Менделеева» в центре полигона.

В уже цитированной выше работе Родена [189] выведен следующий критерий возможности формирования температурной инверсии за счет пространственной неоднородности полей скорости, температуры и солености в океане:

$$\left[\beta \frac{d}{dt}\left(\frac{\partial S}{\partial z}\right) + \frac{\partial w}{\partial z}\Gamma + \frac{\partial \mathbf{u}_H}{\partial z}\nabla_H \rho\right] < 0,$$

где β — изменение плотности на единицу солености, w — вертикальная компонента скорости течения, $\mathbf{u}_H$ — горизонтальный вектор течения, Γ — вертикальный градиент плотности ρ, а $\nabla_H \rho$ — горизонтальный градиент плотности воды $\left(\nabla_H \equiv \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y}\right)$; ось z направлена вверх.

Согласно этому критерию, для формирования инверсии температуры необходимо, чтобы сумма членов в скобках была числом отрицательным. Поскольку у нас нет одновременных наблюдений за температурой, соленостью и течениями в масштабе, требуемом для применения данного критерия, т. е. превышающем во много раз масштаб обследованного квадрата, можно попытаться произвести грубую качественную оценку на основе известных климатических данных и наиболее очевидных общих соображений.

Первый член в скобках явно отрицателен, так как частица воды на уровне инверсии перемещается из области слабых вертикальных градиентов солености в область довольно резкого увеличения солености с глубиной. Вспомним, что инверсия лежит как раз на устойчивой «подушке», образованной резким повышением солености с глубиной. Второй член в скобках будет отрицательным в случае $\frac{\partial w}{\partial z} > 0$. По оси z, направленной вверх, это соответствует либо ослаблению с глубиной компоненты скорости, направленной вверх, либо усилению с глубиной компоненты скорости, направленной вниз. Поскольку речь идет о постепенном опускании осолоненных испарением шельфовых вод по мере их продвижения на северо-запад, можно скорее предположить, что w меняется по вертикали в соответствии со вторым предположением. Тогда, поскольку Γ всегда меньше нуля, $(\partial w/\partial z)\Gamma < 0$. Третий член отрицателен, так как в южном полушарии в правой системе координат при геострофическом потоке, направленном в положительном направлении оси y, $\frac{\partial \rho}{\partial x} > 0$, а $\frac{\partial \mathbf{u}_H}{\partial z} < 0$ в слое 75—100 м, если судить по инструментальным измерениям (скорость потока несколько возрастает с глубиной).

Приведенная выше качественная оценка, как видно, не только не противоречит гипотезе адвективного происхождения описываемой инверсии температуры, но в известном смысле даже подкрепляет эту гипотезу.

4.5. Другие примеры образования интрузионных инверсий температуры

Представляет интерес продемонстрировать приложимость гипотезы боковой конвекции к образованию интрузионных инверсий температуры в других известных из наблюдений случаях. Одним из них является инверсия под зимним однородным слоем, обнаруженная в 16-м рейсе судна «Кроуфорд» (ноябрь 1957 г.) в районе ст. № 308 на 16° с. ш., 59° з. д. (район A), к востоку от Малых

Антильских островов [107]; другим примером является аналогичная же инверсия в районе 30—34° ю. ш. и 38—51° з. д. (район *Б*), обнаруженная в 247-м рейсе судна «Атлантис» в апреле 1959 г.

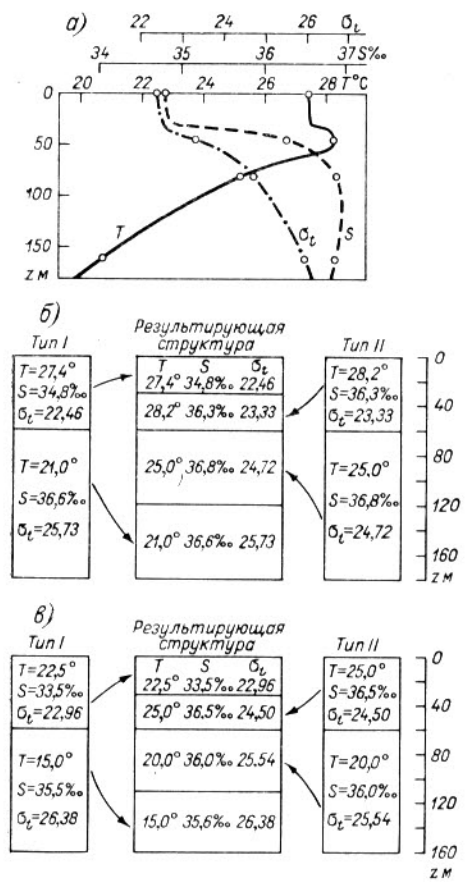


Рис. 47. Инверсия температуры восточнее Малых Антильских островов и соответствующие профили солености и плотности (*а*), по наблюдениям экспедиции «Кроуфорд» 1957 г.; диаграммы возможных путей образования инверсий в районе *А* (*б*) и в районе *Б* (*в*).

б: тип I — ст. № 307 «Кроуфорд»; результирующая структура — ст. № 308 «Кроуфорд»; тип II — ст. № 215 «Академик Курчатов»; *в*: тип I — интерполяция; результирующая структура — ст. № 5806 «Атлантис»; тип II — ст. № 5796 «Атлантис».

Прежде всего, надо оговориться, что в обоих случаях горизонтальная протяженность инверсионных слоев была значительной. В случае антильской инверсии (район *А*) можно с уверенностью судить по батитермограммам, что инверсия сохранялась вдоль параллели 16° с. ш. на протяжении, по крайней мере, 100—120 миль. Инверсия к северо-востоку от устья Ла-Платы (район *Б*) наблюдалась двумя пятнами по 20 миль в поперечнике каждое. В обоих случаях поверхностный однородный слой был значительно опреснен стоком рек: в районе *А* — Ориноко и Амазонкой, а в районе *Б* — Параной и Уругваем, впадающими в Ла-Плату; слой инверсии температуры располагался в верхней части слоя максимума солености на глубине около 45—50 м.

На рис. 47 *а* даны кривые вертикального распределения температуры $T°$, солености $S‰$ и условной плотности σ_t на характерной станции («Кроуфорд», 1957, ст. № 308) в районе *А*. На рис. 47 *б* в схематизированной форме показан возможный путь образования вертикальной структуры с инверсией температуры, аналогичной структуре, изображенной на рис. 47 *а*, путем боковой перестройки двух начальных структур, пришедших в соприкосновение. В подписи к рис. 47 *б* приведены номера станций, или батитермограмм, соответствующих начальным и конечным структурам. Аналогичная диаграмма для района *Б* дана на рис. 47 *в*.

В то время как на рис. 47 *б* и *в* структуры, расположенные слева (тип I), соответствуют опресненным с поверхности и относительно холодным прибрежным водам, структуры, расположенные справа (тип II), соответствуют более соленым и более теплым водам с незначительным градиентом плотности по вертикали. Нет никаких сомнений в существовании в прибрежных водах районов *А* и *Б* структур типа I. Их постоянными источниками служат мощные выносы пресных вод реками Ориноко, Амазонкой, Параной и Уругваем в комбинации с зимним охлаждением с поверхности. Хотя в районе *Б* и не нашлось станции, в точности соответствующей типу I, нетрудно определить примерное положение данной структуры на карте путем интерполяции между станциями 247-го рейса судна «Атлантис». Это положение может быть дано приблизительно координатами 32—34° ю. ш., 50° 30′—51° 00′ з. д. Интересно отметить, что ближайшая станция (№ 5796), вертикальная структура которой соответствует типу II для района *Б*, находится в нескольких сотнях миль от места, где наблюдалась инверсия температуры. Здесь мы опять имеем дело с ситуацией, аналогичной той, которая наблюдалась в Тиморском море.

В районе *А* имеется станция, где вертикальное распределение $T°$ и $S‰$ соответствует типу I, но зато полностью отсутствовали сведения в данном сезоне о вертикальной структуре типа II, если не считать одной кривой, полученной батитермографом в экспедиции «Кроуфорда» (БТ-646) на 16° 13′ с. ш., 60° 02′ з. д., примерно в 20 милях к западу от той станции (ст. № 308), где была зарегистрирована инверсия. На этой кривой температура поверхностного перемешанного слоя равна 28,4°С, но ниже этого слоя уже имеется слабая инверсия, доходящая до 28,8—28,9°С. Начальная структура типа II должна была существовать где-то в этом районе несколькими месяцами раньше.

К сожалению, летом 1957 г. никаких океанографических наблюдений в этом районе не проводилось. Согласно картам Гаде [108], соленость поверхностного слоя в районе ст. № 308 «Кроуфорда» летом значительно ниже той, которая соответствовала бы структуре типа II. Судя по более поздним картам Вюста [255], в области 20—15° с. ш. и 55—60° з. д. имеет место тесный контакт вод с соленостью на поверхности менее 35‰ и более 36‰. Однако все построения Вюста в данном квадрате — результат интерполяции и не подтверждены фактическими данными.

Наблюдения автора на НИС «Академик Курчатов» в августе 1968 г. в точках с примерными координатами 19° 10′ с. ш. и 62° 10′ з. д. (ст. № 215) и 18° 30′ с. ш., 63° 30′ з. д. (ст. № 216) показывают [60], что летнее прогревание свыше 28°С в водах, омывающих Малые Антильские острова, распространяется до глубины 50—60 м, что соответствует искомой структуре типа II. В точке, где была выполнена ст. № 215, соленость в верхнем 50-метровом слое колеблется от 36,2 до 36,4‰ и в среднем равна 36,3‰, что в точности соответствует солености в слое инверсии на ст. № 308 «Кроуфорда». Таким образом, распределение температуры и солености на

ст. 215 полностью отвечает искомой структуре типа II, которая, как предполагалось выше, существует в этом районе летом.

Приведенный выше анализ наблюдений нельзя считать в полной мере доказательным. К тому времени, как инверсия сформировалась, начальные структуры, согласно гипотезе [214], уже не должны существовать. Аналогичные им структуры могут быть одновременно найдены только в некотором удалении от области инверсии, да и то только если существует постоянный источник таких структур: речной сток, осолонение испарением и т. д.

Заметим, что интрузионные инверсии температуры могут образовываться не только в результате интрузии теплых осолоненных прослоек, но возникают и как следствие интрузии холодных распресненных слоев воды, под которыми могут наблюдаться значительные локальные повышения температуры [81, 89].

4.6. Случай образования инверсии температуры путем вертикальной конвекции в связи с локальной неустойчивостью в океаническом термоклине

Наблюдения за тонкой термохалинной структурой в верхнем слое океана, выполненные в 1970 г. на гидрофизическом полигоне в Тропической Атлантике [39, 41, 61], обнаружили на глубинах 90—110 м часто встречающийся тип инверсии температуры, явно связанный с особенностями вертикального распределения солености. В районе полигона (16° 30′ с. ш., 33° 30′ з. д.) имеется подповерхностный слой высокой солености субтропического происхождения. Соленость в этом слое достигает 36,9—37,2‰, что превышает соленость в поверхностном слое океана на 0,5—0,8‰. Слой высокой солености обычно расположен сразу под верхним однородным слоем, примерно от 60 до 130 м. Его толщина и величина максимальной солености подвержены сильной пространственно-временной изменчивости [41]. В отдельных частях полигона (квадрат 113×113 миль) в отдельные моменты толщина слоя уменьшалась до 30 м, а величина максимума падала до 36,6‰. Слой высокой солености расположен на фоне общего падения температуры с глубиной, достаточно резкого, чтобы компенсировать эффект падения солености с глубиной ниже точки максимума таким образом, что гидростатическая устойчивость всюду, как правило, положительна.

В самом слое высокой солености почти повсеместно с помощью термосолезонда наблюдалась сложная структура, подтвержденная также пробами, взятыми с помощью батометров.

В частности, типичным было расчленение слоя высокой солености [41, 63] промежуточными минимумами на два или три отдельных подслоя (*А* и *Б* на рис. 48). Вместе с этими минимумами, имеющими толщину всего лишь порядка 10 м, и обнаруживались упомянутые выше температурные инверсии порядка 0,1—0,2°С (Г. Д), толщиной всего 3—6 м, располагающиеся ниже точки промежуточного минимума солености (участок *Б—В* на рис. 48), там, где соленость снова растет с глубиной, образуя гидростатически устойчивую «подушку». На рис. 48 дано вертикальное распределение плотности, по которому можно судить о гидростатической устойчивости слоев. Видно, что участок *А—Б* является наименее устойчивым, а участок *Б—В* — наиболее устойчивым во всей структуре ниже однородного слоя.

Расчлененность слоя высокой солености была связана с частым возникновением термохалинной фронтальной зоны на уровне распространения этих осолоненных субтропических вод [41, 63]. В результате этого на расстоянии всего лишь 5—7 миль вертикальные профили солености в слое максимума часто были весьма различными. Это и создавало благоприятные условия для работы механизма боковой конвекции. Этот процесс мог также порождать и температурные инверсии, однако несколько иного рода [214], чем те, которые рассматриваются здесь. Последние характерны только экстремальным значением температуры на фоне повышающейся солености. Экстремальное значение солености, располагающееся несколько ниже, не связано с температурной инверсией.

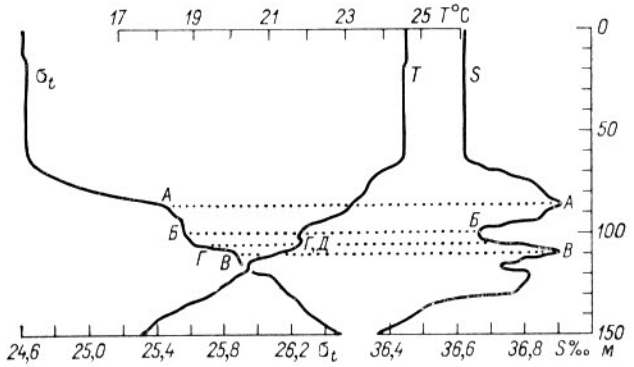


Рис. 48. Распределение по вертикали температуры *T*, солености *S* и условной удельной плотности σ_t в слое повышенной солености в районе полигона.

Адвекция более соленых вод внутри слоя повышенной солености поддерживает его потенциальную энергию на относительно высоком уровне. При этом из-за близости к нулю вертикальной гидростатической устойчивости даже малейшие отклонения в адвективном, турбулентном и даже диффузионном режимах тепла или соли могут привести к гидростатически неустойчивым ситуациям, в которых избыток потенциальной энергии переходит в кинетическую энергию конвекционных движений. Уже упоминалось, что наименее устойчивым является участок *А—Б* (рис. 48). Взаимно компенсирующие друг друга вертикальные градиенты солености и температуры здесь, как правило, столь велики (до 0,1‰ и 0,3°С на метр соответственно), что на деле участок *А—Б* можно считать резкой термохалинной границей раздела между слоями.

Многократное зондирование в дрейфе с частотой 2 мин обнаружило периодические вертикальные колебания всей термохалинной структуры в слое 80—120 м с амплитудой около 15 м и периодом 15—18 мин, связанные, очевидно, с внутренними волнами (рис. 49). По крайней мере 4 раза за час гидростатическая устойчивость участка *А—Б* становилась отрицательной и несколько раз — безразличной. Моменты неустойчивости совпадали каждый раз с уменьшением до минимума (6—7 м) расстояния между верхним и нижним смежными максимумами солености. На рис. 49 показано изменение этого расстояния во времени, связанное, очевидно, с общим волновым колебанием, хорошо заметным по изменению глубины залегания максимумов солености *А* и *Б*. Крестиками отмечены моменты неустойчивости на участке *А—Б*, кружками — моменты безразличной стратификации.

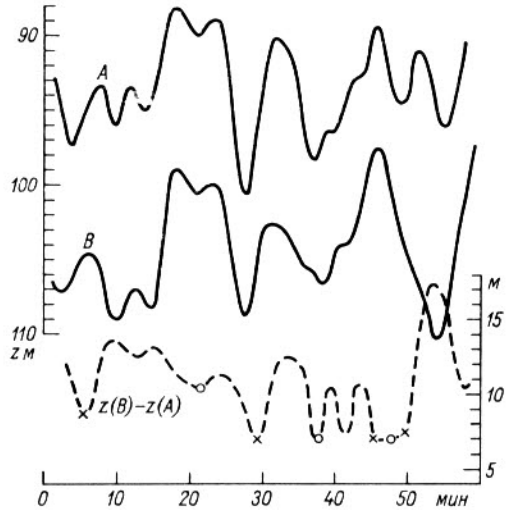


Рис. 49. Колебания глубины залегания экстремальных точек *А* и *Б* (см. рис. 48) и расстояния между ними.

Многообразие меняющихся ситуаций наглядно представлено *T*, *S*-диаграммой (рис. 50), где точки, соответствующие *T*, *S*-парам трех слоев с экстремальными значениями солености (*А*, *Б* и *В*) ложатся внутри трех ограниченных областей. Область *А* занимает наибольшую площадь, что свидетельствует о наибольшей изменчивости *T*, *S*-пар верхнего слоя. Четыре пары, также относящиеся к этому слою (показаны зачерненными треугольниками), легли за пределами области *А* в положении, подтверждающем их гидростатическую неустойчивость.

T, *S*-пары температурной инверсии показаны на диаграмме крестиками и лежат внутри треугольника *АБВ*, образованного центрами трех областей, примерно на линии, проходящей через группу из четырех неустойчивых точек и центр области *Б*. Отсюда заключаем, что инверсия температуры формируется из масс воды верхнего слоя высокой солености (*А*), смешивающихся в моменты неустойчивости с водами нижележащего слоя пониженной солености (*Б*) и ложащихся на гидростатически устойчивую «подушку» нижнего слоя высокой солености (*В*). Во всяком случае, находясь внутри треугольника смешения *АБВ*, воды инверсионного слоя являются продуктом смешения вод из слоев *А*, *Б*, *В*.

Так как последний, более общий вывод неоспорим, предшествующее заключение требует дополнительных уточнений в отношении механизма развития неустойчивости на участке *А—Б* и дальнейшего процесса перемешивания.

Внутренние волны, утончая время от времени промежуточный слой пониженной солености, обостряют и без того высокие вертикальные градиенты температуры и солености на участке *А—Б*. При этом должны возникать специфические ситуации, благоприятные для развития конвекции в виде солевых пальцев. Для ее развития в опытах Тэрнера [228] требовались минуты или доли минут, что является масштабом времени, характерным и для рассматриваемого нами процесса. Нельзя, однако, утверждать, что солевые

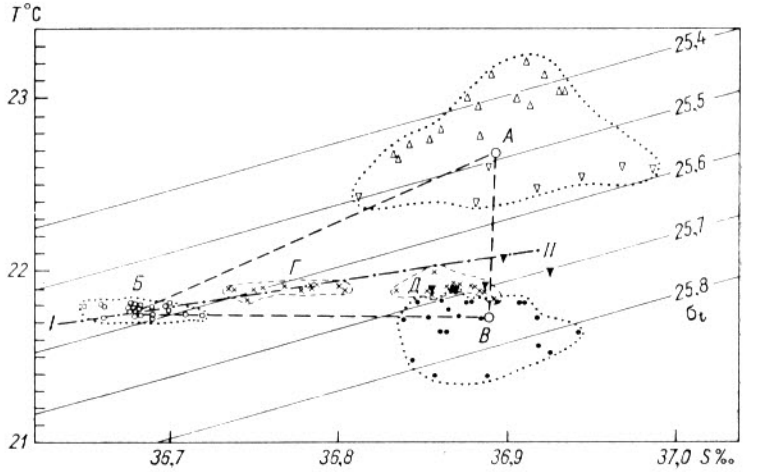


Рис. 50. Сводная *T*, *S*-диаграмма участка *АБВГД* термохалинной структуры, изображенной на рис. 48.

пальцы — это единственно возможный или необходимый процесс перемешивания в данных условиях. Строго говоря, имеются три возможности:

1) дифференциально-диффузионная конвекция в виде солевых пальцев, если слои *А* и *Б* слабо турбулизованы и потоки в них носят ламинарный характер;

2) конвективная турбулентность более крупного масштаба в виде лавинообразного или струйного («plume» [76]) обрушивания масс воды из слоя *А*, если неустойчивость велика или сильно локализована в горизонтальной плоскости;

3) сдвиговая неустойчивость Кельвина—Гельмгольца, связанная с внутренними волнами по схеме, предполагавшейся Вудсом [247], но только с участием вертикального градиента солености.

Имеются сильные доводы в пользу важной роли солевых пальцев в данном случае. Один из них состоит в том, что во всех четырех неустойчивых ситуациях соленость слоя *А*, как показывает диаграмма (рис. 50), практически не менялась, тогда как температура каждый раз заметно падала. С падением температуры в слое *А*

и связана гидростатическая неустойчивость на участке *А—Б*. Не случайно также, что на *T*, *S*-диаграмме (рис. 50) крестики, принадлежащие температурной инверсии, образуют две отдельные группы *Г* и *Д*. Вторая из них близка к области точек *В*, из чего следует, что эта группа принадлежит к инверсионному слою в процессе перемешивания с нижележащим слоем *В*. Напротив, область *Г*, видимо, соответствует только что образовавшимся или пополненным за счет конвекции инверсиям температуры. Наклон линии *I—II*, проходящей через центры групп *Б* и *Г*, пропорционален величине отношения $\frac{\alpha \Delta T}{\beta \Delta S}$, где ΔT и ΔS — перепады температуры и солености соответственно между центрами групп *Б* и *Г*. Эта величина дает оценку соотношения вертикальных потоков плавучести за счет вертикального переноса тепла и соли из слоя *А* через слой *Б* и в нашем случае равна 0,6, что соответствует цифре 0,56, полученной Тэрнером [228] в экспериментах с солевыми пальцами. Линия *I—II* проходит несколько выше группы из четырех неустойчивых точек. Видимо, наблюдавшаяся в четырех случаях неустойчивость является следствием результирующего переноса отрицательной плавучести солевыми пальцами.

4.7. Инверсии вертикального градиента плотности

В силу соображений, изложенных в разделе 2.1, особый интерес исследователей должны вызывать инверсии вертикального градиента потенциальной плотности ρ_θ, ибо в верхнем 1000-метровом слое океана именно они могут сигнализировать о возможной гидростатической неустойчивости, что в условиях $Ra > Ra_{крит}$ соответствовало бы конвективной неустойчивости рассматриваемого слоя.

В соответствии с оценкой точности определения вертикального градиента плотности (см. раздел 1.2) при анализе наших данных мы будем считать достоверными или «значащими» только те инверсии плотности, в которых отрицательное значение вертикального градиента плотности превышает по абсолютной величине случайную ошибку, равную 0,03 ед. σ_θ на 5 м. Такой критерий, строго говоря, справедлив только тогда, когда нам ничего не известно о среднем вертикальном градиенте плотности в рассматриваемом слое. Последний же часто может быть определен с большей точностью по перепаду плотности в слое толщиной 100—200 м. В этом случае относительная ошибка определения $\overline{\frac{d\rho_\theta}{dz}}$ не должна превышать 1—2%, что дает основание считать значащими все отклонения вертикального градиента от среднего значения в бо́льшую и меньшую сторону за пределы $\overline{\frac{d\rho_\theta}{dz}} \pm 0{,}03 \cdot 10^{-3}/\Delta z$, где Δz — шаг, выбранный для вычисления $\frac{d\rho_\theta}{dz}$. Нетрудно рассчитать, что минимальный значащий инверсионный градиент плотности, соответствующий $\Delta\sigma_\theta = -0{,}03$, в пятиметровом слое дает число Рэлея (Ra) порядка 10^{11}, что превышает известные значения $Ra_{крит}$ на несколько порядков. То же самое можно сказать и о критерии Рэлея для двухметрового слоя инверсии плотности, обнаруженного Греггом и Коксом [117]. Вертикальный градиент потенциальной плотности достигал в нем —0,01 ед. σ_θ на метр. Качественно похожий результат (явная конвективная неустойчивость) уже отмечался Б. А. Тареевым [52, 53] для еще более слабых инверсионных градиентов плотности, связанных со сверхадиабатическими градиентами температуры в придонных слоях глубинных частей океана.

Инверсии плотности указанного выше масштаба встречались довольно часто на вертикальных профилях σ_θ, полученных с помощью зонда «АИСТ» как на полигоне в Тропической Атлантике в 1970 г., так и в Индийском океане в 1972 г.

Вертикальные профили σ_θ были подвергнуты нами такой же обработке, какую использовал для вертикальных профилей температуры в тропосфере и стратосфере Мантис [150]. Он брал значения температуры, интерполированные через интервал 2 м, и вычислял градиенты температуры в слоях толщиной 20 м, что соответствовало оценкам точности его метода. Полученные Мантисом гистограммы содержали долю суперадиабатических градиентов от 17 до 20% общей длины профиля, причем существенная часть неустойчивых градиентов была за пределами погрешности метода. При вычислении вертикальных градиентов температуры со стометровым шагом Мантис уже не обнаруживал неустойчивых значений градиента. Это показывает, что неустойчивые слои по своим вертикальным размерам были менее 100 м (скорее всего между 20 и 50 м).

Результаты нашей обработки оказались очень похожими на результаты Мантиса для атмосферы. Для анализа были выбраны данные вертикального зондирования температуры, электропроводности и давления зондом «АИСТ» в Индийском океане во время 7-го рейса НИС «Дмитрий Менделеев» (1972 г.) на станциях № 496 (Аравийское море) и 503, 505, 507 (экваториальный полигон к югу от Аравийского моря). В обработку были взяты несколько достаточно длинных вертикальных профилей (до глубины 800—900 м) вычисленных значений σ_θ, соответствующих указанным станциям. Ряды этих значений интерполировались на каждый метр глубины, затем формировался ряд вертикальных градиентов с шагом по глубине $\Delta z = 5$ м. Для дальнейшего анализа полученный вертикальный профиль разбивался на участки толщиной по 100 м.

Гистограммы рассчитывались для каждого из выделенных стометровых участков всех выбранных для анализа профилей. Пределы для гистограмм были взяты от —0,06 до +0,1 ед. σ_θ на 5 м. В такие пределы попадало до 80—90% всех значений градиентов каждого участка (за исключением самой острой части пикноклина). В отдельных случаях встречались очень резкие отрицательные градиенты плотности, тогда левый конец растягивался настолько, чтобы учесть и эти градиенты. Таким образом, количество интервалов

(классов) гистограммы было равно 16, что в рекомендуемых пределах давало все нужные детали и необходимую обеспеченность. Расчет гистограмм производился также и по сглаженным профилям. При этом использовался косинус-фильтр с различным набором параметров сглаживания.

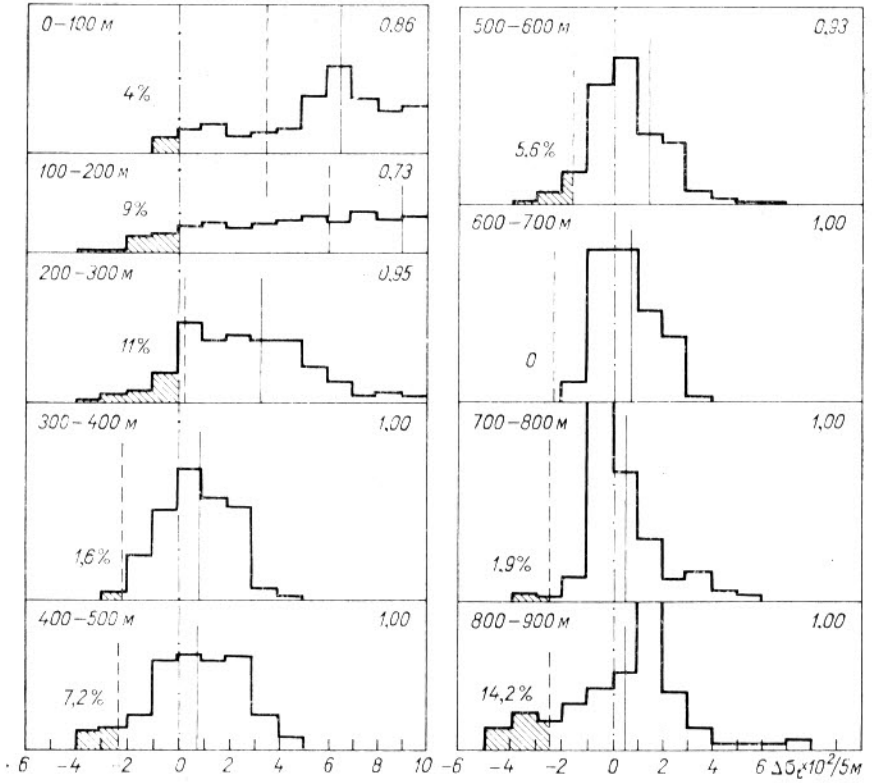


Рис. 51. Примеры гистограмм вертикального градиента плотности, определенного со скользящим пятиметровым шагом для стометровых участков профиля ст. № 505 НИС «Дмитрий Менделеев».

Цифры слева показывают процент значащих вертикальных инверсий плотности. Цифры в правом верхнем углу соответствуют доле стометрового участка, попавшего в пределы гистограммы, приведенные на рисунке. Сплошная вертикальная линия обозначает средний вертикальный градиент плотности на каждом участке.

На рис. 51 приведены примеры гистограмм для различных стометровых участков профиля $\frac{d\sigma_\theta}{dz}$ ст. № 505 (А-110). Заштрихованы доли значащих отрицательных градиентов плотности. Соответствующие им величины в процентах от общей длины участка указаны цифрами сверху. Пределы принятой погрешности определения $\frac{d\sigma_\theta}{dz}$ отложены вправо и влево от значения среднего вертикального градиента плотности для каждого стометрового участка. Гистограммы показывают, что доля значащих отрицательных градиентов плотности колеблется на различных участках от 0 до 14%.

На рис. 52 показаны кривые изменения с глубиной доли значащих инверсий на стометровых участках. Все они имеют два максимума: один — в слое 100—200 или 200—300 м, а другой — в одном из более глубоких слоев — между 600 и 900 м. На кривой, соответствующей профилю А-102 (ст. № 496), второй максимум «размазан» и на трех последних стометровых участках наблюдаются одинаково высокие значения доли значащих инверсий плотности (8%). Тот факт, что указанные максимумы не обнаруживают систематического совпадения со слоями максимальных градиентов температуры, вселяет надежду, что пределы погрешности были оценены правильно и что мы действительно имеем дело с реально существующими инверсиями плотности.

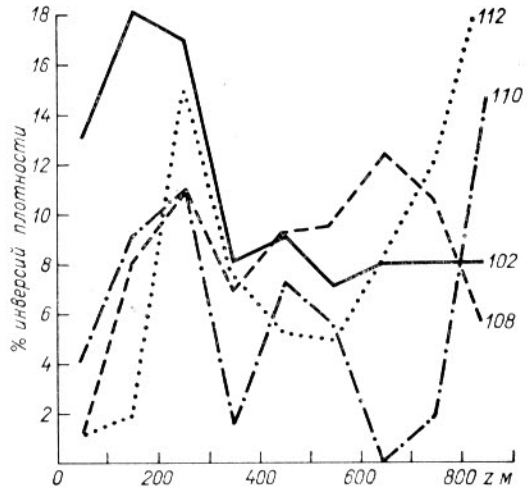


Рис. 52. Изменение по глубине процентной доли «значащих» инверсий плотности для четырех профилей в Индийском океане.

Цифрами справа даны номера профилей.

Интересно, что верхний максимум полностью исчезает при фильтрации, т. е. с удалением неоднородностей толщиной менее 4—6 м. С другой стороны, если отсчитывать долю значащих инверсий не от среднего, а от нулевого градиента, то в вертикальном распределении этой доли верхний максимум полностью отсутствует. Это означает, что инверсии плотности в верхних слоях малы не только по толщине, но и по амплитуде. В нижних же слоях они гораздо более значительны и при сглаживании не исчезают.

Малые инверсии плотности в верхних слоях можно, по-видимому, связать с процессом нестационарного турбулентного перемешивания, порождаемого в основном потерей устойчивости внутренними волнами и течениями. Вертикальные масштабы инверсий (менее 4—6 м) в данном случае можно сравнивать с типичной толщиной слоев (1—2 м), образованных волно-вихревой турбулентностью, согласно наблюдениям Вудса [252]. Многовершинность гистограмм, характерная для поверхностных слоев, отражает ступенчатую структуру основного термоклина, которая в данном случае могла быть следствием сдвиговой неустойчивости Кельвина—Гельмгольца.

Более крупные инверсии нижних слоев требуют отдельного объяснения. Есть основания предполагать, что эти инверсии связаны с интрузионными прослойками теплых вод повышенной солености, распространяющимися в Индийском океане из Красного моря (через Аденский залив) и из Оманского и Персидского заливов. Измерения зондом «АИСТ» в Аравийском море, проведенные автором в 1972 г., показали, что слои с инверсионным градиентом плотности часто встречаются под прослойками этих вод, где падение условной потенциальной плотности может достигать 0,05 ед. σ_θ на 15—20 м.

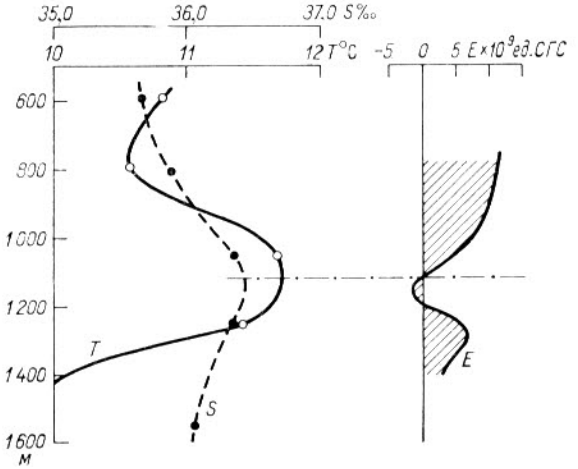


Рис. 53. Распределение вертикальной устойчивости на ст. № 242 «Калипсо» в интрузионном слое средиземноморских вод в Атлантике (по данным стандартной гидрологической серии).

Если обратиться к архивным данным, то оказывается, что подобные же инверсии плотности регулярно встречаются в наблюдениях стандартной океанографической аппаратурой в Кадисском заливе и к западу от него, в районе распространения средиземноморских вод в толще вод Атлантического океана. И здесь инверсии плотности располагаются ниже интрузионных максимумов температуры и достигают 0,05 ед. σ_t или σ_θ на 100 м глубины. Такие инверсии содержатся в результатах экспедиций «Калипсо» 1957 и 1958 гг. (например, ст. № 242, рис. 53), «Ориньи» 1965 г. *, «Жан Шарко» 1967 г. (ст. № 6710 и др.) и т. д. Как правило, такие инверсии регистрировались в цифровых материалах экспедиций без всякого комментария. Некоторые соображения по поводу них содержатся в одной из работ автора [58].

Если схематически изобразить гидростатически устойчивую температурную инверсию на T, S-диаграмме, то она будет иметь форму треугольника *АБВ* (рис. 54), каждой стороне которого соответст-

* Станция № 279 и еще десять других станций.

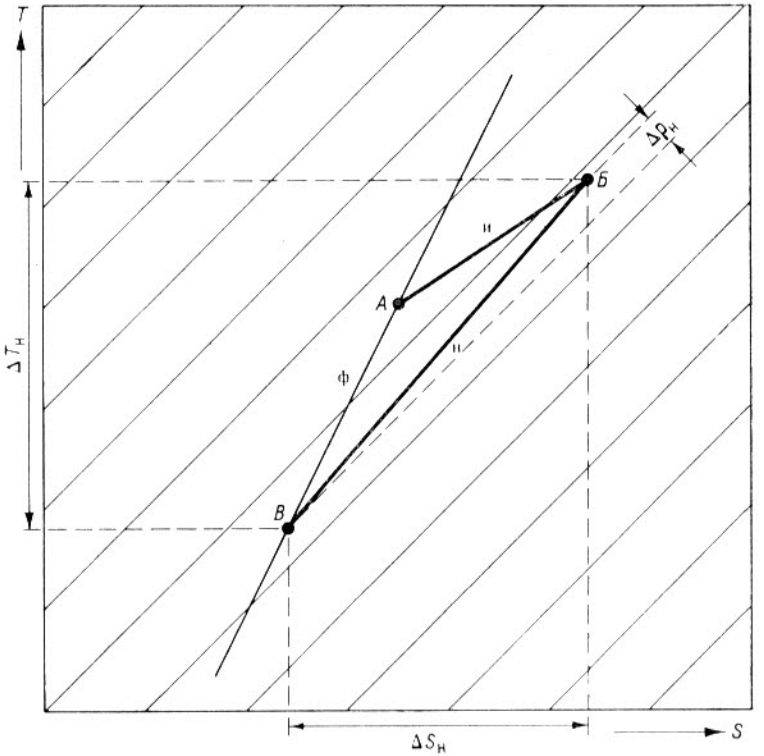


Рис. 54. Схематическое изображение гидростатически устойчивой температурной инверсии на T, S-диаграмме.

вуют определенные величины изменений температуры, солености и потенциальной плотности. Обозначим их ΔT, ΔS и $\Delta\rho$ с индексами, обозначающими: «и» — инверсионный слой, «н» — слой ниже инверсии и «ф» — фоновый профиль. Тогда независимо от толщин этих слоев справедливы равенства:

$$\Delta T_ф = \Delta T_и + \Delta T_н;$$
$$\Delta S_ф = \Delta S_и + \Delta S_н;$$
$$\Delta\rho_ф = \Delta\rho_и + \Delta\rho_н,$$

откуда немедленно следует, что для того, чтобы $\Delta\rho_н$ было меньше нуля, должно выполняться условие $\Delta\rho_и > \Delta\rho_ф$. Результаты наших измерений показывают, что это условие в интрузионных прослойках выполняется очень часто и тем чаще, чем меньше абсолютная величина $\Delta\rho_ф$. Последнее может иметь место как из-за очень слабой фоновой устойчивости, так и из-за очень малой толщины интрузионной прослойки. Интересно, что Хау и Тэйт даже сочли необходимым отметить это обстоятельство в резюме своей статьи [128]. На одном из рисунков в цитированной работе изображено

Таблица 11

Многократное зондирование интрузионной прослойки *Б*. Ст. № 496 (А-97). 16 III 1972 г.

№ серии		1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
Время в верхней точке		8 ч 16 мин	8 ч 16 мин	8 ч 23,5 мин	8 ч 23,5 мин	8 ч 31 мин	8 ч 31 мин	8 ч 38,5 мин	8 ч 38,5 мин	8 ч 47 мин	8 ч 47 мин	8 ч 55 мин	8 ч 55 мин	9 ч 02,5 мин	9 ч 02,5 мин	9 ч 10 мин
Время в нижней точке		8 ч 12 мин	8 ч 19,5 мин	8 ч 19,5 мин	8 ч 27 мин	8 ч 27 мин	8 ч 34,5 мин	8 ч 34,5 мин	8 ч 43 мин	8 ч 43 мин	8 ч 51 мин	8 ч 51 мин	8 ч 58,5 мин	8 ч 58,5 мин	9 ч 06 мин	9 ч 06 мин
Температурный максимум прослойки *Б**	$T°$	11,401	11,365	11,365	11,364	11,342	11,337	11,337	11,328	11,341	11,320	11,339	11,314	11,350	11,347	11,343
	$S^0/_{00}$	35,906	35,921	35,948	35,915	35,927	35,896	35,898	35,906	35,956	35,960	35,964	35,991	36,009	36,018	36,052
	σ_t	27,425	27,443	27,463	27,438	27,451	27,428	27,430	27,438	27,474	27,481	27,480	27,505	27,514	27,521	27,548
	z м	783,6	785,3	783,8	781,3	777,9	774,7	776,2	777,0	781,8	784,7	783,1	785,4	784,8	783,2	783,6
Температурный минимум под прослойкой *Б**	$T°$	11,030	11,032	11,029	11,021	11,013	11,023	11,022	11,034	10,983	11,017	10,979	11,002	10,994	11,028	11,007
	$S^0/_{00}$	35,779	35,819	35,804	35,813	35,821	35,802	35,825	35,821	35,843	35,859	35,832	35,866	35,883	35,922	35,954
	σ_t	27,394	27,425	27,414	27,422	27,430	27,413	27,424	27,420	27,452	27,459	27,444	27,467	27,483	27,506	27,535
	z м	811,4	807,1	801,3	798,7	794,6	795,7	790,4	792,9	797,5	800,6	803,2	804,0	802,5	799,2	795,2
	Δz м	27,8	21,8	17,5	17,4	16,7	21,0	14,2	16,9	15,7	15,9	20,1	18,6	17,7	16,0	11,6
	$\Delta\sigma_t$	−0,031	−0,018	−0,049	−0,016	−0,021	−0,015	−0,006	−0,018	−0,022	−0,022	−0,036	−0,038	−0,031	−0,015	−0,013
	$\Delta\sigma_\theta$	−0,030	−0,017	−0,048	−0,015	−0,020	−0,014	−0,005	−0,017	−0,021	−0,021	−0,035	−0,037	−0,030	−0,014	−0,013
	$\Delta\sigma_{PTS}$	+0,101	+0,085	+0,034	+0,068	+0,059	+0,084	+0,070	+0,034	+0,054	+0,054	+0,060	+0,049	+0,053	+0,061	+0,043

* Все цифры в соответствующих строчках являются результатом осреднения по 5 соседним точкам.

вертикальное распределение σ_t в слое, содержащем четыре интрузионные прослойки толщиной от 30 до 50 м каждая. Две из них имеют в нижнем слое средний отрицательный вертикальный градиент σ_t около 0,007—0,010 на 20 м.

Вполне вероятно, что отмеченное явление связано с тем, что интрузионные воды в океане далеко не сразу достигают глубины гидростатического равновесия. Этот вопрос обсуждался в разделе 2.1. Здесь можно привести ряд конкретных примеров.

Средиземноморские воды мыса Сан-Винсент имеют температуру около 11,0—11,5°С и соленость 36,3—36,5‰, чему соответствует $\sigma_\theta = 27{,}85 \div 27{,}90$. Располагаются они своим ядром обычно на глубинах порядка 1200 м. Атлантические воды выше и ниже интрузии имеют соленость 35,6—35,8‰. При такой солености потенциальная плотность $\sigma_\theta = 27{,}85 \div 27{,}90$ имеет место при температуре около 7,8—8,0°С, что в этом районе Атлантики наблюдается на глубинах 1450—1500 м. Получается, что при данной фактической стратификации атлантических вод ядро средиземноморской интрузии в этом районе располагается на 250—300 м выше уровня равных потенциальных плотностей. Видимо, именно поэтому под интрузиями здесь часто наблюдаются отрицательные вертикальные градиенты потенциальной плотности.

Воды красноморского происхождения в Аравийском море на глубинах 700—800 м имеют, по нашим измерениям (1972 г.), температуру около 11,0—11,5°С и соленость около 36‰, что дает условную потенциальную плотность σ_θ около 27,60. Соленость окружающих слоев местных вод не превышает 35,7‰. При такой солености условная потенциальная плотность $\sigma_\theta = 27{,}60$ достигается лишь при температуре 9,7°С, что наблюдается в Аравийском море на глубинах около 1000 м. Таким образом, и здесь получается, что в районе наблюдений ядро интрузионных красноморских вод располагается, по крайней мере, на 200 м выше уровня равных потенциальных плотностей. Естественно, что и под этими водами систематически наблюдаются инверсии плотности, что подтверждается по меньшей мере тремя десятками вертикальных зондирований, выполненных на полигоне № 7 НИС «Дмитрий Менделеев» в 1972 г.

В табл. 11 приведены некоторые характеристики интрузионной прослойки *Б* (см. рис. 7 и 55), одной из трех интрузионных прослоек, обнаруженных в слое 730—850 м на ст. № 496 и исследованных путем многократного зондирования (серия А-97 МЗ) с интервалом 3—4 мин с помощью зонда «АИСТ». Из данных таблицы видно, что вертикальный градиент потенциальной плотности в нижней части прослойки *Б* в течение всего цикла зондирования оставался отрицательным. Участки с инверсиями потенциальной плотности имелись и под другими интрузионными прослойками. Они показаны пунктиром на θ, *s*-диаграмме (рис. 55). Слой с отрицательными вертикальными градиентами σ_t и σ_θ прослойки *Б* располагался между

775 и 811 м и его толщина колебалась от 12 до 28 м. Во всех 15 зондированиях, выполненных с интервалом 3—4 мин, вертикальные градиенты σ_t и σ_θ в этом слое были отрицательными и не раз выходили за пределы ошибки, когда перепады $\Delta\sigma_\theta$ и $\Delta\sigma_t$ в слое дости-

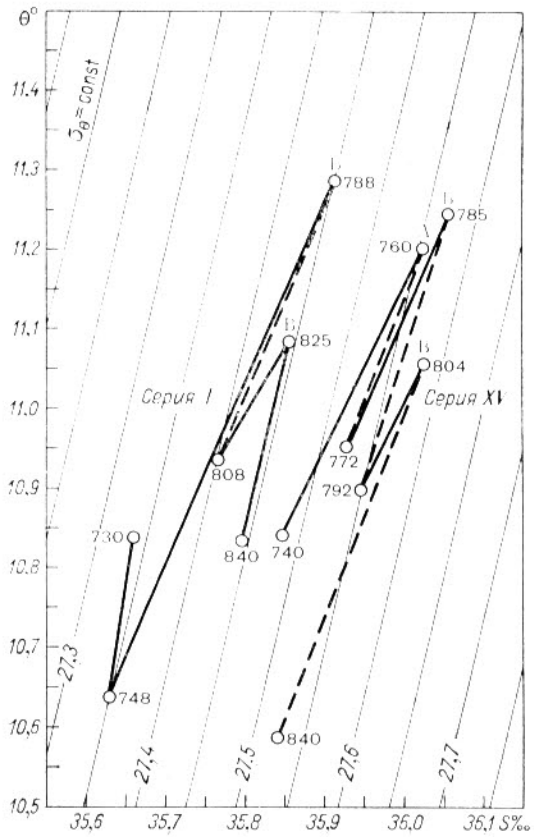


Рис. 55. Интрузионная прослойка красноморской воды в Аравийском море (ст. № 496, А-97, зондирования № 1 и 15, см. также рис. 7) на θ, *S*-диаграмме.

Неустойчивые слои показаны пунктиром.

гали —0,04 и —0,05 ед. условной плотности. Вертикальный градиент фактической плотности in situ при этом все время оставался положительным и колебался вокруг средней величины $\left(\overline{\frac{d\rho}{dz}}\right)_{PTS} = +3{,}52\cdot10^{-8}$ ед. СГС не более чем на $\pm40\%$. Для повышения достоверности результатов многократного зондирования все исходные значения T, S и z для вычисления σ_t, σ_θ, ρ_{PTS} и их градиентов были получены путем осреднения по пяти ближайшим по глубине измере-

ниям (в пределах 1,5—2 м). Поэтому к приведенным выше результатам можно отнестись с доверием. Остается проверить, сопровождаются ли эти инверсии гидростатической неустойчивостью. Для этого вычислим разность

$$\overline{E} = \left(\overline{\frac{d\rho}{dz}}\right)_{PTS} - \left(\frac{d\rho}{dz}\right)_A$$

для рассмотренной выше прослойки *Б*. Поскольку $\left(\frac{d\rho}{dz}\right)_A = \frac{g\rho}{c^2}$, где c — скорость звука, то для приведенных выше условий $\left(\frac{d\rho}{dz}\right)_A = 4{,}5\cdot10^{-8}$ ед. СГС, что дает $\overline{E} = -0{,}98\cdot10^{-8}$ ед. СГС. Заметим, что приближение (2.8) дает для того же слоя $\overline{E} \approx \overline{\frac{d\rho_\theta}{dz}} = -1{,}26\cdot10^{-8}$ ед. СГС. Гидростатическая устойчивость рассмотренного слоя оказывается отрицательной.

Заслуживает внимания тот факт, что соленость и плотность в прослойке *Б* (как и во всем слое 730—840 м) медленно росли в течение наблюдений. Хотя этот рост и не был монотонным (табл. 11), результирующие изменения за 50 мин наблюдений составили в прослойке *Б* около 0,15‰ или около 0,12 ед. σ_θ. Заметим, что за этот же период средняя темература всего слоя 730—840 м несколько понизилась, что говорит об активном перемешивании интрузионных прослоек с местными водами. Судя по росту солености, во всем слое происходила непрерывная адвекция свежих вод, которая, видимо, и являлась фактором, препятствовавшим быстрому разрушению интрузий в результате неизбежного конвективного перемешивания на их нижних границах.

Глава 5

СТУПЕНЧАТЫЕ СТРУКТУРЫ В ОКЕАНЕ И ИХ ПРОИСХОЖДЕНИЕ

5.1. Вводные замечания

В последние годы в океанологической литературе появилось много сообщений, описывающих различного рода ступенчатые структуры в океане. Далеко не полный перечень этих работ занял бы не менее половины страницы. Чтобы избежать этого перечисления, ссылки на наиболее важные сообщения будут даны в соответствующих разделах данной главы.

Иногда под ступенчатым вертикальным распределением термодинамических параметров с глубиной подразумевают любое произвольное чередование слабых и сильных вертикальных градиентов, включая инверсионные. При таком понимании «ступенчатости» океанического термоклина в эту главу пришлось бы включить все без исключения особенности тонкой термохалинной стратификации океана. Поэтому в данной главе будут рассмотрены примеры лишь таких ступенчатых структур, которые подпадают под определение, данное в [64]. Кроме того, выбор примеров будет ограничен теми случаями, когда имеются основания считать наблюдаемые ступенчатые структуры связанными с реальной стратификацией, имеющей значительное горизонтальное протяжение. К сожалению, о горизонтальных масштабах ступенчатых структур известно пока еще очень мало. Вместе с тем участие в их формировании вертикальных конвективных процессов, требующих значительной однородности условий по горизонтали, придает изучению горизонтальных масштабов ступенчатых структур особый интерес.

5.2. Адвективное расслоение верхнего квазиоднородного слоя

Этот тип ступенчатого расслоения верхнего квазиоднородного слоя наименее тривиален, менее всего изучен, а потому наиболее интересен. Для его объяснения уже выдвигалась гипотеза боковой конвекции [34, 51], общие принципы которой были сформулированы ранее [214]. Взаимоприспособление соседних структур в условиях горизонтальной неоднородности полей температуры, солености

и плотности должно сопровождаться противоположно направленными смещениями воды в смежных слоях. Стоммел [51] описал ступенчатые структуры квазиоднородного слоя, возникшие в осенне-зимнем сезоне, как он предположил, в результате натекания более легкой воды на более тяжелую. Он оценил характерный горизонтальный масштаб этого явления всего лишь в несколько километров и связал его с горизонтальной неравномерностью штормового перемешивания, имеющей тот же масштаб.

Горизонтальные движеняи, приводящие к образованию ступенчатых структур в верхнем слое, могут быть обусловлены также длиннопериодными гравитационными или инерционными волнами с приблизительно вертикальными волновыми векторами [34].

Нельзя исключать, однако, и другую ситуацию, а именно, что разнонаправленные течения в кратных квазиоднородных слоях являются следствием, а не причиной расслоения. В весенне-летний период радиационный прогрев, сопровождающийся последующим штормовым перемешиванием, может создать очень резкие скачки температуры (и плотности) на глубинах до 30—40 м в толще первоначально однородного слоя. Любое дрейфовое течение, возникшее после этого, не проникнет глубже такого скачка. Нижняя половина квазиоднородного слоя может при этом характеризоваться течением совершенно иного направления.

Экспериментального подтверждения высказанных гипотез до недавнего времени не существовало. Массовые синхронные зондирования скорости течения, температуры и солености, проведенные впервые в 7-м рейсе НИС «Дмитрий Менделеев» в Индийском океане в 1972 г. (см. раздел 3.6), подтвердили наличие разнонаправленных течений в кратных квазиоднородных слоях во всех случаях резкого расслоения верхнего перемешанного слоя океана.

Для сравнения подобраны наиболее характерные примеры расслоения верхнего квазиоднородного слоя на станциях № 497—500 и 505 (рис. 56 *а* и *б*). В случае первой группы станций, расположенных вдоль разреза в 2,5 мили друг от друга, квазиоднородный слой был поделен довольно резким слоем скачка температуры на две части: верхнюю (*А*) — толщиной около 30 м и нижнюю (*Б*) — толщиной около 40—50 м. Температура в верхней части была примерно на 1,5°С выше, чем в нижней. Все эти станции располагались в районе относительно слабых течений (не более 20—25 см/с в поверхностном слое), примерно в 150 милях к юго-востоку от о. Сокотра в Аравийском море (см. схему на рис. 38). Погода в момент наблюдений была почти безветренной, что исключает возможность развития сильных дрейфовых течений в слое *А*. На ст. № 505, расположенной вблизи экватора, как уже было показано (рис. 31), наблюдались значительно более сильные течения (до 1 м/с). Характерным для этой станции был поворот вектора течения в слое 50—70 м от поверхностного дрейфового потока, направленного в среднем на юго-запад, к подповерхностному экваториальному противотечению восточного направления. Температурный профиль имел характерную резкую ступеньку в нижней трети квазиоднородного слоя.

Сравнение профиля температуры с профилем сдвига скорости показывает, что на ст. № 500 (рис. 56 *а*) скачок температуры в слое 30—45 м хорошо совпадает с положением пика максимальных значений $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$. Повторение подобного же совпадения на близлежащих станциях (№ 497, 498 и 499) исключает случайность. Об ис-

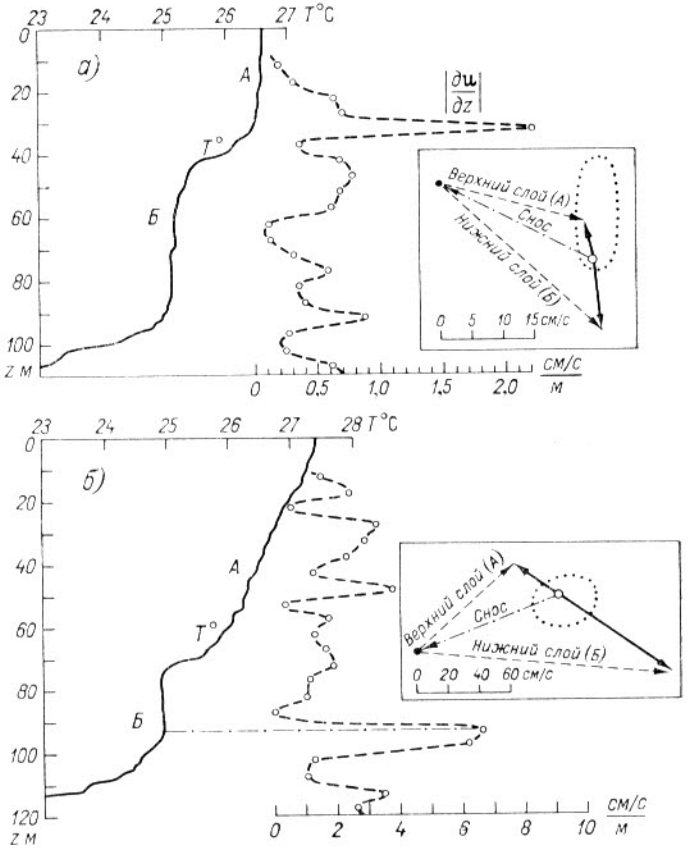


Рис. 56. Примеры адвективного расслоения верхнего квазиоднородного слоя.

а — ст. № 500, Аравийское море; *б* — ст. № 505, Индийский океан (экватор).

тинном направлении течений в слоях *А* и *Б* можно судить лишь приблизительно. О сносе судна на ст. № 500 известно с достоверностью лишь то, что он был в среднем западного направления и имел скорость порядка 0,5 узла (25 см/с). Поэтому не исключено, что точка отсчета истинного течения могла попасть между концами векторов *А* и *Б* (см. область, ограниченную пунктиром, в правой части рис. 56). В таком случае фактическое течение слоев *А* и *Б* было слабым и противоположно направленным, что похоже на эффект

местной конвективной циркуляции. Во всех других мыслимых вариантах различия в направлениях течений в слоях *А* и *Б* были бы меньше, но их векторная разность всегда имела бы максимум в слое скачка температуры между слоями.

В случае ст. № 505 верхний слой *А* фактически не является даже квазиоднородным. В нем наблюдается значительный вертикальный градиент температуры (рис. 56 *б*), соответствующий высокому вертикальному градиенту скорости (до 3—4 см/с на 1 м) при практически неизменном направлении. Более резкий скачок температуры (между 60 и 75 м) при переходе к нижнему квазиоднородному слою *Б* совпадает с поворотом почти на 180° вектора истинного течения (см. рис. 31 и правую часть рис. 56 *б*). В слое поворота (50—75 м) модуль скорости течения настолько мал (8—15 см), что максимума сдвига здесь не наблюдается. Зато чрезвычайно любопытным является полное совпадение ядра экваториального подповерхностного противотечения (75—90 м) и расположенного под этим ядром пика $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ с квазиоднородным слоем *Б*, который в интервале глубин 75—95 м обнаруживает даже слабоинверсионную термическую структуру. Абсолютная величина этого пика $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$ достигала 7 см/с на 1 м при спуске зонда и 10 см/с на 1 м при подъеме. Это одни из самых высоких, зарегистрированных нами значений $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$. Тот факт, что они находятся все еще в пределах границ квазиизотермического (и изопикнического) слоя *Б*, говорит о правильности сделанного нами в разделе 2.4.3 предположения, что столь резкие вертикальные сдвиги скорости в достаточно толстых слоях (5—10 м) не всегда могут быть уравновешены эквивалентной плотностной стратификацией. Гидродинамическая неустойчивость, возникающая при этом, неизбежно приводит к созданию турбулизованного слоя на уровне пика $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right|$. Нетрудно подсчитать, что для того, чтобы поддерживать $\mathrm{Ri} \geqslant 1/4$ при $\left|\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial z}\right| = 10$ см/с на 1 м в пятиметровом слое, необходимо иметь в этом слое перепад плотности около 1,3 ед. σ_t. В океаническом пикноклине, а тем более в верхнем квазиоднородном слое редко можно найти естественные ресурсы для такого перепада.

Из правой части рис. 56 *б*, где изображены векторы истинных течений в слоях *А* и *Б* ст. № 505, видно, что эти слои созданы противоположно направленными крупномасштабными течениями.

5.3. Ступенчатые структуры мезомасштабных температурных инверсий

В 1969 г., основываясь на результатах лабораторных экспериментов Тэрнера и Стоммела [227, 229, 234], автор выдвинул гипотезу о возможности возникновения ступенчатых термохалинных

структур в мезомасштабных термических инверсиях в океане [59]. Не строя строгих физических моделей, автор путем сравнительно грубых числовых оценок показал, что ступенчатые структуры, наблюдавшиеся в гидростатически устойчивых термических инверсиях в различных частях океана или, например, в антарктическом озере Ванда, могли быть результатом дифференциально-диффузионной послойной конвекции (см. раздел 2.6.1).

За недостатком данных наблюдений не все рассмотренные в то время автором примеры оказались удачными. В частности, вызвала сомнения [130] приложимость результатов лабораторных экспериментов к столь крупномасштабным процессам, как интрузия средиземноморских вод в северо-восточной Атлантике. С другой стороны, Хапперт и Тэрнер [130] подтвердили, что те же результаты вполне приложимы к условиям конвекции в озере Ванда. Еще одним подтверждением функционирования дифференциально-диффузионной конвекции в океане явились наблюдения Нила, Нешибы и Деннера [92, 162, 165], обнаруживших под ледяным островом Т-3 (84° с. ш., 126° з. д.) в Арктическом бассейне (канадский сектор) многочисленные правильные термохалинные ступеньки в термической инверсии, связанной с интрузией теплых атлантических вод (рис. 57 *б*). Толщина однородных слоев в ступеньках составляла в среднем 2,5 м, а поверхностей раздела 10—15 см. Ступеньки наблюдались в этом районе в слое 240—350 м неоднократно, в частности в марте и ноябре 1969 г. (рис. 57 *б*), а также в декабре 1970 г., марте и ноябре 1971 г. и в мае 1972 г. (личное сообщение Нешибы). Конвективное происхождение этих ступенек сейчас не вызывает сомнений.

Так как пространственные масштабы атлантической интрузии в рассматриваемом районе мало отличаются от масштабов средиземноморской интрузии в Восточной Атлантике, видимо, приложимость результатов лабораторных экспериментов Тэрнера к крупномасштабным процессам в океане в принципе не должна вызывать сомнений. Лишь сочетание различных неблагоприятных факторов (сдвиговая неустойчивость, интенсивная турбулентность и др.) может сделать маловероятным развитие дифференциально-диффузионной послойной конвекции. Для конкретных условий в Атлантике оценки автора [59], а также Хапперта и Тэрнера [130] дали порядок толщины первого конвективного слоя более 10^2 м. Имея в виду нестационарный характер интрузионного процесса, трудно допустить возможность ничем не нарушаемого развития конвективных слоев до подобной толщины.

В районе ледяного острова Т-3 распространение вод атлантического происхождения носит, по-видимому, весьма медленный ламинарный характер. В отличие от интрузий средиземноморских вод в Атлантике и красноморских вод в Аравийском море, атлантическая интрузия, состоящая из сильно трансформированных вод, покоится здесь на устойчивой подушке более соленых глубинных вод. Вследствие этого в инверсионном слое между горизонтами 130 и 500 м безразмерный параметр устойчивости R_ρ может

достигать высоких значений. В диапазоне глубин, где наблюдались ступеньки (200—350 м), R_ρ, по данным гидрологических станций, колебалось от 2 до 7 [55—57]. В конкретном случае, когда были обнаружены ступеньки, среднее значение R_ρ в слое со ступеньками было около 6,5 [165]. Вертикальный градиент потенциальной плотности в данном случае имел порядок 10^{-7} ед. СГС. Для возбуждения гидродинамической неустойчивости и турбулентности ($Ri < 0{,}25$) в такой ситуации потребовался бы немалый вертикальный градиент скорости течения, равный 2 см/с на 1 м, что для слоя, находящегося на 250 м подо льдом, является величиной чрезмерно

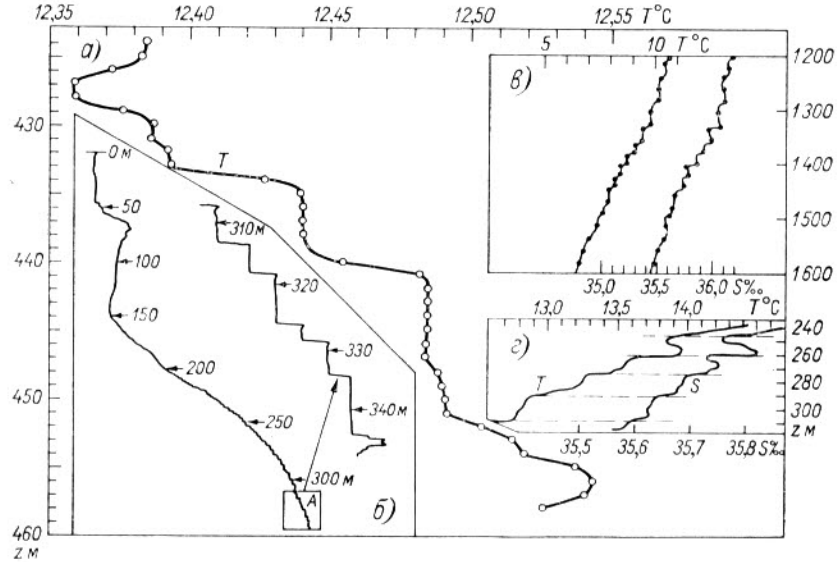


Рис. 57. Различные виды ступенчатых структур.

а — ст. № 490 (А-91), Аравийское море; *б* — Арктический бассейн, канадский сектор [92]; *в* — Атлантический океан [256]; *г* — ст. № 603, полигон-1970, Тропическая Атлантика [39].

высокой. По данным непосредственных измерений течений, выполненных Нешибой и др. [164, 165] с дискретностью 2 м по глубине, вертикальный сдвиг в исследованном слое находится в пределах 0,1—0,6 см/с на 1 м. Хотя при этом нельзя исключать возможности развития волно-вихревой турбулентности на поверхностях раздела между конвективными ступеньками, условия, наблюдавшиеся Нешибой, Нилом и Деннером, следует считать весьма благоприятными для послойной дифференциально-диффузионной конвекции.

Рассмотренный пример ставит под сомнение еще один из тезисов Хапперта и Тэрнера [130], повторенный Грегом и Коксом [117], а именно утверждение, что имеется принципиальная разница между стационарным подогревом сосуда снизу в лабораторных условиях и вертикальным потоком тепла снизу вверх, создаваемым теплым интрузионным слоем в океане. Интрузионные слои

в океане, в которых потери тепла непрерывно пополняются адвекцией свежих вод, в ряде случаев являются, по-видимому, даже более стационарными нагревателями, чем любые лабораторные установки. Во всяком случае, ввиду значительной горизонтальной протяженности интрузионных слоев в океане эффект горизонтальных неоднородностей здесь может быть значительно менее заметным, нежели в лабораторном сосуде, где теплоизоляция боковых стенок может быть только приблизительной. Наблюдения Нешибы (личное сообщение, 1973 г.) показали, что горизонтальные неоднородности температуры действительно наблюдаются внутри конвективных слоев. Их величина имеет порядок 10^{-3}°С на 1 км, если интерпретировать наблюдавшиеся временные изменения (за 14 дней) как результат пространственных изменений в совокупности с дрейфом ледяного острова Т-3. Горизонтальные неоднородности такого малого порядка в лаборатории было бы трудно обнаружить. Тот факт, что в природе они не вызывали нарушений наблюдавшейся ступенчатой структуры, может быть связан с изопикнически-адвективным характером этих неоднородностей.

Следует заметить, что четко выраженные конвективные ступеньки обнаруживаются в мезомасштабных температурных инверсиях все чаще и чаще. К известным уже и упоминавшимся выше примерам [83, 141, 231] добавились ступенчатые профили, зарегистрированные Греггом и Коксом [117] в калифорнийских прибрежных водах, Фостером [106] — в море Уэдделла *, Осборном ** — в озере Пауэл (Канадская Арктика), Ньюманом ** — в озере Киву (Африка).

Ступенчатые термические профили инверсионного характера были зарегистрированы и нами во время работы НИС «Дмитрий Менделеев» в Аравийском море в 1972 г. (рис. 57 *а*). Изображенный на этом рисунке профиль температуры относится к интрузионной прослойке вод, распространяющихся скорее всего из Оманского залива. Средний температурный перепад ΔT между ступеньками, равный 0,04°С, требует в условиях $R_\rho \approx 1{,}5 \div 3$, характерных для интрузий этого района, среднего перепада солености $\Delta S = 0{,}02 \div 0{,}03$‰. Эта величина находится на грани случайной ошибки определения солености. Этим и объясняется довольно невыразительный профиль солености, зарегистрированный на этой станции (на рис. 57 *а* не приводится). Общий перепад солености в слое 428—450 м, содержащем три ступеньки, составляет, однако, 0,08‰, что дает в среднем 0,027‰ на ступеньку при $\overline{R_\rho} = 2{,}8$. Если эти ступеньки порождены послойной конвекцией, то вычисленный по формуле Хапперта [129] [см. формулу (2.51)] тепловой поток через поверхности раздела между ними будет равен $0{,}75 \cdot 10^{-5}$ кал/(см^2·с). Эта величина, по-видимому, не должна превышать молекулярный теплообмен через те же поверхности раздела более чем вдвое [117]. Измеренный нами (рис. 57 *а*) вертикальный скачок температуры в поверхностях раздела, равный примерно $3 \cdot 10^{-4}$ град/см, слишком слаб, чтобы обеспечить такое соотношение. Безусловно, измеренная толщина «поверхности» раздела между ступеньками (1,5—2 м) искажена инерционностью датчика температуры и дискретностью отсчетов глубины в зонде «АИСТ». При указанном перепаде температуры $\Delta T = 0{,}04$°С толщина пограничного слоя между ступеньками в случае послойной конвекции должна была бы быть около 14 см, а не 1,5 м. Грегг и Кокс [117] регистрировали при помощи своего малоинерционного зонда MSR значительно меньшие толщины. И все же даже они вынуждены были в измеряемые толщины пограничных слоев вводить поправку до 50% за счет инерционности термистора, которая была около 60 мс.

В нашем случае чрезвычайно трудно определить поправку к измеренной толщине слоя. Не исключено, что на деле эта толщина имела порядок десятка сантиметров, а обнаруженные ступеньки были действительно следами послойной дифференциально-диффузионной конвекции. Более убедительные результаты могут быть получены только с помощью более совершенной аппаратуры.

Наличие конвективных ступенек типа тех, которые были найдены под ледяным островом Т-3, оказывает неоценимую услугу тем, что помогает более надежно, чем позволяли все прежние измерения, определить вертикальные потоки тепла, связанные с теплыми интрузионными слоями. Этот вопрос приобретает особую важность в связи с тем, что в этих широтах поток тепла от теплой атлантической прослойки, направленный вверх, влияет на ледовый режим. Формула (2.51) позволяет провести необходимую оценку по параметрам конвективных ступенек, измеренным Нешибой, Нилом и Деннером [165]. Ввиду большого разброса измеренных значений ΔT, ΔS и R_ρ, относящихся к различным ступенькам, выбрать достаточно репрезентативные величины необходимых параметров не так легко. В среднем при $\Delta T = 0{,}027$°С, $\Delta S = 0{,}012$‰ и $R_\rho = 6{,}5$ в слое 240—297 м величина направленного вверх потока тепла, вычисленная по формуле (2.51), равна $1{,}1 \cdot 10^{-6}$ кал/(см^2·с). Молекулярный поток тепла, вычисленный нами по среднему вертикальному градиенту температуры в рассматриваемом слое, был не более $(1 \div 2) \times 10^{-7}$ кал/(см^2·с). При вычислении принимались следующие значения: $k_T = 1{,}4 \cdot 10^{-3}$, $\nu = 1{,}9 \cdot 10^{-2}$, $\alpha = 0{,}054 \cdot 10^{-3}$ г·см$^{-3}$/°С, $\beta = 0{,}81 \times 10^{-3}$ г·см$^{-3}$/‰.

Полученная величина теплового потока очень мала. Ее эквивалент в пересчете на год составляет всего около 35 кал/(см^2·год), что в 50—100 раз меньше существующих косвенных или приближенных оценок А. Д. Добровольского [14], В. Т. Тимофеева [56], В. В. Панова и А. О. Шпайхера [42]. Поиски наиболее правдоподобного объяснения этого расхождения могли бы стать темой очень интересного и важного исследования. Проверке следовало бы подвергнуть несколько соображений. Во-первых, район ледяного

---

* Фостер [106] считает, что уплотнение при смещении также может участвовать в создании таких ступенчатых структур.

** Неопубликованные сообщения на конференции по океанической микроструктуре в Ла Хойа (июнь 1972 г.).

острова Т-3 является одной из наиболее удаленных частей канадского сектора Арктического бассейна, если следовать вдоль пути движения атлантических вод.

Для того чтобы пройти путь до моря Бофорта, атлантическим водам требуется 6 лет [14]. За такой срок интрузионная прослойка должна была в значительной мере трансформироваться, а ее движение — стать ламинарным и изопикническим, что сильно уменьшает вероятность интенсивного турбулентного перемешивания в этом районе. Это как раз и подтверждается наличием ступенчатых структур. Не исключено, что теплоотдача атлантических вод в этом районе в действительности значительно понижена по сравнению со средними величинами, а компенсирующий повышенный теплообмен следует искать в шельфовых районах и зонах подъемов вод.

Во-вторых, величины R_ρ в различных ступеньках менялись в пределах от 2 до 15. Соответственно в обследованной ступенчатой структуре имелись поверхности раздела, поток тепла через которые достигал 10^{-5} кал/(см$^2\cdot$с), т. е. величины, в 9—10 раз большей. Неясно, как при таких условиях сохранялся квазистационарный режим наблюдавшейся структуры, на который указывают некоторые исследователи [165]. Тем не менее указанные различия выходят далеко за пределы возможных ошибок измерений. Изучение гидрологических станций, выполненных в данном секторе Арктики, свидетельствует о том, что значения R_ρ порядка 6—7 являются, вообще говоря, слишком высокими для слоя 240—300 м. Большинство станций дает в этом диапазоне глубин значения от 2 до 4, что в случае наличия конвективных ступенек означало бы значительно бо́льшую величину среднего конвективного теплового потока.

При вертикальных потоках тепла порядка 10^{-6}—10^{-5} кал/(см$^2\times$ $\times$с) и имеющих место средних вертикальных градиентах температуры от 0,4 до $1{,}4\cdot10^{-4}$ град/см эквивалентный коэффициент вертикального обмена теплом должен находиться в пределах от 0,01 до 0,25 см^2/с. Эти значения в 10—200 раз больше коэффициента молекулярной теплопроводности, но значительно ниже тех коэффициентов обмена, которые использовались в различных приближенных оценках теплоотдачи атлантическими водами. Не исключено, что средний эффективный коэффициент вертикального теплообмена может оказаться повышенным за счет редких, но интенсивных турбулентных вспышек волно-вихревой природы или временных нарушений устойчивости всей системы ступенек. Некоторые свидетельства в пользу такого объяснения имеются у Нешибы (личн. сообщ.).

Наконец, следует рассмотреть соотношение Хапперта (2.51), которое было получено для диапазона перепадов плотности $\Delta\rho$ через поверхность раздела (от 0,1 до 100 мг/см^3), весьма далекого от значений, наблюдавшихся в канадском секторе Арктики [$(7\div8)\times$ $\times10^{-3}$ мг/см^3]. Логично опасаться, что при столь малых перепадах плотности количественная зависимость между тепловым потоком H и устойчивостью (R_ρ или $\Delta\rho$) окажется иной. Действительно, есть основания подозревать [227], что связь между $\Delta\rho$ и R_ρ в значительной мере определяется тепловым потоком через систему ступенек.

Уже из (2.41) следует, что в первой ступеньке

$$\Delta\rho \sim h_c \frac{\overline{\partial\rho}}{\partial z} \sim H^{3/4}. \tag{5.1}$$

Поскольку из упрощенного уравнения состояния следует, что

$$\Delta\rho = \alpha\,\Delta T\,(R_\rho - 1), \tag{5.2}$$

можно, подставив в (5.2) величину ΔT, определенную из (2.51) через тепловой поток, получить

$$\Delta\rho = (b\gamma)^{-3/4} H^{3/4} R_\rho^{3/2} (R_\rho - 1), \tag{5.3}$$

что подтверждает предположение (5.1). Зависимость (5.3) хорошо описывает поле экспериментальных точек $\Delta\rho = f(R_\rho)$ Тэрнера [227]. Есть основания полагать, что эмпирический коэффициент b тоже в какой-то степени зависит от теплового потока или соотношения между $\Delta\rho$ и R_ρ. В диапазоне изменений значений $\Delta\rho$ (примерно в 10^3 раз) в экспериментах Тэрнера различить эту связь оказалось невозможным. Остается считать, что зависимость

$$H = b\gamma\alpha^{-4/3} R_\rho^{-2} \left(\frac{\Delta\rho}{R_\rho - 1}\right)^{4/3}, \tag{5.4}$$

полученная нами из (5.3) и эквивалентная (2.51), справедлива с точностью до безразмерного множителя b, изменение которого в зависимости от изменений фактического перепада плотности $\Delta\rho$, по-видимому, мало.

В Мировом океане встречается много районов с мезомасштабными температурными инверсиями. Как показывают наблюдения, толщины инверсионных слоев, содержащих конвективные ступенчатые структуры, колеблются от 1—2 м (у берегов Калифорнии в Тихом океане) до 100—200 м под ледяным островом Т-3, а сами ступеньки имеют толщину от 20—30 см до 5—10 м. По-видимому, не так уж мало в океане мест, где благоприятное соотношение термического и солевого градиентов сочетается с ламинарным режимом движения, способствующим развитию послойной дифференциально-диффузионной конвекции. Наиболее очевидные области, которые было бы интересно обследовать, — это, например, верхняя часть интрузии левантийских вод в Средиземном море, а также теплый промежуточный слой в субарктических районах Тихого океана, который, по образному выражению В. А. Горбанева и А. Д. Добровольского [12], является «частью субарктической водной массы, не охваченной конвекцией». Может оказаться, что этот слой в действительности охвачен конвекцией, но противоположного направления и совершенно иного физического характера. Как уже было показано автором [58], теплый промежуточный слой в субарктических районах Тихого океана покоится на устойчивой солевой подушке и поэтому, подобно условиям, наблюдавшимся Нилом, Нешибой и Деннером [92, 162, 165], имеет весьма высокую гидростатическую устойчивость (R_ρ около 6,7). Столь сходные условия могут

способствовать развитию сходных процессов. Единственным обстоятельством, которое может неблагоприятно сказываться в субарктических районах Тихого океана, является бóльшая вероятность развития динамической турбулентности в связи с более интенсивными постоянными и приливными течениями.

5.4. Ступенчатые структуры термохалоклина

Хотя ступенчатые структуры, схожие с теми, какие могли бы возникнуть в результате эффекта «солевых пальцев» (рис. 57 *в* и *г*), наблюдались в океаническом термохалоклине неоднократно [39, 65, 127, 199, 217, 256, 257] и хотя их характерные вертикальные масштабы (20—30 м) соответствуют теоретическим оценкам (см. раздел 2.6.2), долгое время существовали сомнения в их конвективном происхождении. Появлялись работы [178], в которых на основе осредняющего статистического подхода и без особо убедительных доказательств (см. раздел 3.3) утверждалось, что вся тонкая структура термоклина под интрузией средиземноморских вод в Атлантике, без различия форм и индивидуальных особенностей отдельных слоев, является результатом изопикнической адвекции или изопикнического перемешивания. Осредняющий статистический подход дал похожие результаты и для термохалоклина в районе полигона в Тропической Атлантике (см. разделы 3.3 и 3.4). В них, однако, как, впрочем, и в результатах Пингри, имелись существенные вариации (см., например, [40]), требовавшие дальнейшего детального изучения конкретных ситуаций.

Сомнения в конвективном происхождении обнаруженных ступенчатых структур возникали по ряду причин. Первая из них заключается в том, что солевые пальцы очень чувствительны к подавляющему эффекту фоновой турбулентности [143, 228] и вертикальному градиенту скорости течения (сдвигу).

Вторая причина, по-видимому, связана с тем, что вертикальные потоки соли и тепла и эквивалентные коэффициенты вертикального обмена, вычисленные с помощью известных эмпирических соотношений Тэрнера [228] [см. (2.53) и (2.55) в разделе 2.6.2] по измеренным параметрам ступенек $\overline{T}$, $\overline{S}$, ΔT, ΔS и $\Delta\sigma_t$, не согласуются с результатами аналогичных оценок по наблюдавшимся изменениям тех же параметров во времени. Заметим, что такое же точно несогласие характеризует и результаты измерений Нешибы в физически симметричном случае инверсионных ступенек в Арктике [166, 167].

Тэрнер [228] в своей оценке по данным Тэйта и Хау [217] получил $K_S = 5$ см²/с. Ценк [256] по своим измерениям в том же районе получил $K_S = 7$ см²/с. Расчеты, выполненные автором данной работы по средним параметрам ступенек, сообщенным Хау и Тэйтом в 1970 г. [127], дают $K_S = 12$ см²/с и $K_T = 4$ см²/с при значениях вертикальных потоков соли $F_S = 2 \cdot 10^{-7}$ г/(см²·с) и тепла $H = 4 \times 10^{-4}$ кал/(см²·с). При этом средний результирующий поток массы (плавучести) F_ρ вниз получается равным примерно $0{,}9 \cdot 10^{-7}$ г/(см²×с). Подобные значения K_S и K_T вполне реалистичны. Соответствующие им потоки тепла и соли могли бы вызвать за сутки в самой экстремальной ситуации (при полной конвергенции всех потоков в одном из слоев) изменения температуры порядка 0,01°С, солености — порядка 0,005‰ и плотности — не более 0,002 ед. σ_t. Такая экстремальная ситуация явно мало вероятна. Соответственно суточные вариации указанных трех параметров в конвективных слоях должны были быть меньше приведенных выше величин. На деле же [127] наблюдавшиеся за 24 ч изменения были по абсолютной величине значительно больше: температуры — от —0,16 до +0,12°С, солености — от —0,05 до +0,03‰ и плотности — от —0,012 до +0,005 ед. σ_t в различных слоях. Считать эти изменения результатом разностей вертикальных потоков на верхней и нижней границе каждого слоя не приходится, так как эти разности не могут быть в 10 раз выше средних значений потоков. Обнаруженные вариации средних значений температуры и солености в каждом слое могли быть, однако, результатом изопикнической адвекции или изопикнических неоднородностей температуры и солености внутри каждого слоя, которые давали о себе знать по мере сноса судна. Изменения же плотности находятся в пределах ошибки расчета.

Как справедливо указывал Тэрнер [228], «солевые пальцы» являются эффективным механизмом выноса соли из интрузионной прослойки. Поэтому они могут способствовать ее быстрому разрушению. По-видимому, этот фактор, а также возможность сдвиговой неустойчивости течений и внутренних волн и высокая вероятность возникновения под интрузионными водами гидростатически неустойчивых прослоек (см. раздел 4.7), в которых может развиваться свободная рэлеева конвекция, делают солевые пальцы явлением перемежающимся. Недаром имели место случаи, когда повторные попытки найти ступенчатые структуры в той же области, где их встречали раньше, оканчивались неудачей. Вместе с тем появляются новые сообщения о наблюдениях ступенчатых структур в термохалоклине. Так, на упоминавшейся выше Международной конференции по микроструктуре в Скриппсовском институте океанографии (США) в 1972 г. О. Иоханнесен сообщил об обнаружении четких ступенчатых структур под теплой и соленой левантийской прослойкой в Тирренском море и Сицилийском проливе Средиземного моря [133]. Скоро, по-видимому, к уже известным ступенчатым профилям этого типа, полученным с помощью довольно грубых приборов, добавятся результаты измерений более совершенной аппаратурой, позволяющей достаточно надежно фиксировать изменения во времени и пространстве порядка 0,001°С и 0,001‰ при высокой разрешающей способности по глубине [84]. Применение оптических средств для обнаружения солевых пальцев, предложенное Стерном [211], уже привело к прямым доказательствам функционирования солевых пальцев в океане [245] и как раз там, где они и должны были находиться в соответствии с предсказаниями теории — между конвективными слоями ступенчатых структур термохалоклина.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение хотелось бы кратко остановиться на связи рассмотренного вопроса со смежными проблемами физики моря и на практической значимости новых знаний.

Непосредственные измерения скорости звука в толще океана с помощью малоинерционной аппаратуры позволили обнаружить на вертикальных профилях скорости звука огромное количество тонких деталей (см. рис. 4), которые не могут быть объяснены ничем, кроме тонкой стратификации самих вод океана. С тонкой стратификацией связаны и звуковые каналы в толще океанического термоклина. Присутствие внутренних волн в тонкостратифицированном океане увеличивает рассеяние звука и вызывает изменения до 30% в акустической амплитуде [93]. Естественно, что общая картина распространения звука в океане значительно усложняется этими обстоятельствами, требующими в ряде случаев специального учета.

Знание океанической микростратификации может оказаться важным при разработке методов подводной локации. С другой стороны, в настоящий момент серьезно обсуждаются возможности использования звуковой локации для изучения пространственной картины тонкой океанической стратификации. Как это часто случается, опыт при этом черпается из атмосферной физики [157]. Аналогии с атмосферой, в которой также обнаружена своя тонкая структура, существенно помогли в понимании океанических структурообразующих процессов [82, 134].

Распространение в океане гравитационных внутренних волн с частотами ниже акустических также подвержено влиянию тонкой стратификации. Многие особенности динамики и энергетики внутренних гравитационных волн стали понятными только в свете существования тонкой плотностной стратификации [111, 157]. В результате был сделан крупный шаг вперед в выяснении закономерностей вертикального теплообмена через океанический термоклин.

За последнее время выяснилось также и то обстоятельство, что турбулентность в океане обладает высокой степенью пространственной и временной перемежаемости [30—32]. Наши и другие исследования дают все основания искать связи между пространственной перемежаемостью турбулентности и тонкой стратификацией [33, 73], а также изучать их эволюцию во времени в тесной взаимосвязи.

Исследования энергетики процессов, формирующих и разрушающих тонкую стратификацию океана, могут иметь значение для оценок трансформации энергии в океане и в том числе для оценок скорости диссипации кинетической энергии крупномасштабных морских течений [210].

Изучение тонкой стратификации в толще вод подо льдом в Арктическом бассейне должно помочь более правильной оценке вертикальных потоков тепла вверх от теплой прослойки атлантических вод. Это в свою очередь может внести положительный вклад в ледовое прогнозирование.

Распространение света в толще вод океана также может испытывать на себе влияние микроструктуры поля плотности, особенно когда на устойчивых поверхностях раздела или в линзах интрузионных вод скапливаются фитопланктон, мелкие морские организмы и детрит. Гидрооптические средства уже применялись для изучения инверсионных слоев в системе прибрежного подъема вод [171]. Помимо всего прочего, гидрооптика в принципе дает в руки исследователей средства для прямого наблюдения за некоторыми процессами, которые могут участвовать в формировании тонкой стратификации [211, 245, 246].

Вполне возможно, что исследования связи тонкой структуры гидрофизических полей и биологических сообществ в океане откроют новые прогностические возможности для планктонологов и тем самым помогут в организации рационального морского промысла.

Перечисленные примеры, безусловно, не исчерпывают возможностей практического приложения результатов исследований тонкой океанической стратификации. Кажется вполне логичным, что изменение наших представлений о характере термохалинной структуры вод океана должно изменить и нашу привычную трактовку целого ряда других разделов физической океанологии. Последствия подобного пересмотра для практического приложения океанологических знаний пока еще трудно предугадать.

Постановка подобных исследований связана самым существенным образом с необходимостью новых и более точных измерений в океане, а также с развитием экспериментальных лабораторных исследований турбулентности в стратифицированных средах. Ни то, ни другое невозможно без совершенствования нашей измерительной аппаратуры. Ограничения, налагаемые чувствительностью, разрешающей способностью и погрешностями применявшихся приборов, ощущались на каждом шагу уже на данном этапе исследований. Известные из сегодняшней литературы примеры показывают, что непреодолимых трудностей в совершенствовании необходимой аппаратуры нет. Насущный научный и практический интерес к указанным исследованиям должен явиться стимулом к созданию новой измерительной техники.

Дальнейшие исследования могут развиваться лишь на основе обобщения всего наиболее важного из накопленного в предыдущих работах материала. Одна из целей данной работы как раз и заключалась в таком обобщении. Автор надеется, что его усилия в этом направлении будут стимулировать дальнейшее движение вперед.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бубнов В. А. Вертикальный турбулентный обмен и трансформация средиземноморских вод в Атлантическом океане.— «Океанология», 1967, т. 7, № 4, с. 586—592.

2. Бузуев А. Я., Федоров К. Н. О сходстве термических структур в разводьях среди арктических льдов и в пресноводных озерах.— «Проблемы Арктики и Антарктики», 1973, вып. 41, с. 99—101.

3. Булгаков Н. П. О явлении уплотнения при смешении вод.— «Изв. АН СССР. Сер. геогр.», 1960, № 2, с. 346—352.

4. Булгаков Н. П. Исследование конвекции и процесса охлаждения в море.— «Труды ИОАН», 1962, т. 60, с. 3—95.

5. Булгаков Н. П. К вопросу о термической устойчивости водных слоев.— «Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1964, № 12, с. 1878—1884.

6. Булгаков Н. П. Влияние колебаний температуры и стратификации на возникновение свободной конвекции.— «Труды ДВНИГМИ», 1972, вып. 37, с. 44—61.

7. Булгаков Н. П. Возникновение свободной конвекции в верхнем слое океана.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1972, т. 8, № 7, с. 777—780.

8. Булгаков Н. П. Взаимосвязь конвективного перемешивания и термохалинной структуры вод.— «Труды ААНИИ», 1972, т. 306, с. 30—60.

9. Волков А. П., Федоров К. Н., Шевцов В. П. Зондирование течений в океане методом перекрестных лучей.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1975, т. 11, № 2, с. 186—195.

10. Вустер У. С., Ли А. Дж., Дитрих Г. Новое определение солености.— «Океанология», 1969, т. 9, вып. 5, с. 881—882.

11. Гансон П. П. Некоторые детали термической структуры поверхностного слоя вод в океане.— «Труды ИОАН», 1961, т. 45, с. 98—101.

12. Горбанев В. А., Добровольский А. Д. Некоторые особенности горизонтальной структуры вод западной части субарктического района Тихого океана.— «Вестник МГУ. География», 1972, № 6, с. 53—61.

13. Губин В. Е., Хазиев Н. Н. О термоконцентрационной конвекции.— «Изв. АН СССР. Механика жидкости и газа», 1970, № 3, с. 166—169.

14. Добровольский А. Д. по докладу П. П. Ширшова: «Научные результаты дрейфа станции „Северный полюс"». Общее собрание АН СССР 14—17 февраля 1944 г. М., изд-во АН СССР, 1944, с. 135.

15. Зубов Н. Н. Морские воды и льды. Гидрометеоиздат, 1938. 451 с.

16. Зубов Н. Н. Океанологические таблицы. М., Гидрометеоиздат, 1940. 367 с.

17. Зубов Н. Н. Льды Арктики. М., изд-во Главсевморпути, 1945. 360 с.

18. Зубов Н. Н. Динамическая океанология. М.-Л., Гидрометеоиздат, 1947. 430 с.

19. Иванов-Францкевич Г. Н. Вертикальная устойчивость водных слоев как важная океанологическая характеристика.—«Труды ИОАН», 1953, т. 7, с. 91—110.

20. Иванов-Францкевич Г. Н. К вопросу о вертикальной устойчивости водных слоев.— «Труды ИОАН», 1956, т. 19, с. 1—45.

21. Иванов-Францкевич Г. Н. О некоторых особенностях гидрологической структуры и водных массах Индийского океана.— «Океанологические исследования», 1961, № 4, с. 7—17.

22. Колмогоров А. Н. Локальная структура турбулентности в несжимаемой жидкости при очень больших числах Рейнольдса.— «ДАН СССР», 1941, т. 30, № 4, с. 299—303.

23. Корчашкин Н. Н., Озмидов Р. В. Некоторые вопросы исследования тонкой структуры гидрофизических полей в океане зондирующими приборами.— В сб.: Исследование океанической турбулентности. М., «Наука», 1973, с. 154—160.

24. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. Механика сплошных сред. Гостехиздат, 1944. 624 с.

25. Макаров С. О. «Витязь» и Тихий океан. Изд. 2-е: Океанографические работы. Географгиз, 1950. 278 с.

26. Мамаев О. И. Океанографический анализ в системе α—S—T—P. Изд. МГУ, 1963. 228 с.

27. Международные океанографические таблицы. ЮНЕСКО, 1966. 128 с.

28. Миропольский Ю. З., Филюшкин Б. Н. Исследование флуктуаций температуры в верхнем слое океана в масштабах внутренних гравитационных волн.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1971, т. 7, № 7, с. 778—798.

29. Моисеев Л. К. Термическая структура вод экваториальных течений в западной части Тихого океана.— «Океанология», 1970, т. 10, № 3, с. 413—425.

30. Монин А. С. Основные особенности морской турбулентности. «Океанология», 1970, т. 10, № 2, с. 240—248.

31. Монин А. С. Турбулентность и диффузия в стратифицированных течениях. Международный симпозиум по стратифицированным течениям. Новосибирск, 1972. 24 с.

32. Монин А. С. Турбулентность и микроструктура в океане.— «Успехи физических наук», 1973, т. 109, № 2, с. 333—354.

33. Монин А. С., Каменкович В. М., Корт В. Г. Изменчивость Мирового океана. Л., Гидрометеоиздат, 1974. 261 с.

34. Монин А. С., Федоров К. Н. О тонкой структуре верхнего квазиоднородного слоя в океане.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1973, т. 9, № 4, с. 442—444.

35. Монин А. С., Федоров К. Н., Шевцов В. П. О вертикальной мезо- и микроструктуре океанических течений.— «ДАН СССР», 1973, т. 208, № 4, с. 833—836.

36. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. I. М., «Наука», 1965. 639 с.

37. Монин А. С., Яглом А. М. Статистическая гидромеханика. Ч. II. М., «Наука», 1967. 720 с.

38. Нейман В. Г., Гледзер Е. Б. Новые данные о структуре верхнего термоклина в океане.— «Океанология», 1972, т. 12, № 1, с. 168—170.

39. Некоторые результаты гидрофизического эксперимента на полигоне в Тропической Атлантике.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1971, т. 7, № 5, с. 511—527. Авт.: Л. М. Бреховских, Г. Н. Иванов-Францкевич, М. Н. Кошляков, К. Н. Федоров, Л. М. Фомин, А. Д. Ямпольский.

40. Некоторые результаты статистического анализа тонкой термохалинной структуры океана.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1973, т. 9, № 2, с. 155—171. Авт.: Н. Г. Гарнич, Ю. З. Миропольский, В. И. Прохоров, К. Н. Федоров.

41. Особенности термохалинной стратификации в районе полигона в Тропической Атлантике.— В сб.: Атлантический гидрофизический полигон-70. М., «Наука», 1974, с. 236—282. Авт.: К. Н. Федоров, Е. А. Плахин, В. И. Прохоров, В. Г. Седов.

42. Панов В. В., Шпайхер А. О. Влияние атлантических вод на некоторые черты гидрологического режима Арктического бассейна и сопредельных морей.— «Океанология», 1963, т. 3, № 4, с. 579—590.

43. Плахин Е. А., Федоров К. Н. Некоторые аспекты изменчивости температурного поля в верхнем слое Тропической Атлантики.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1972, т. 8, № 6, с. 647—660.

44. Поздынин В. Д. О точности измерений температуры воды методом вертикального зондирования.— «Метеорология и гидрология», 1962, № 11, с. 54—56.

45. Полигонный гидрофизический эксперимент в тропической зоне Атлантики.— «ДАН СССР», 1971, т. 198, № 6, с. 1434—1437. Авт.: Л. М. Бреховских, М. Н. Кошляков, К. Н. Федоров, Л. М. Фомин, А. Д. Ямпольский.

46. Прохоров В. И., Федоров К. Н., Волочков А. Г. Опыт тарировки автоматического термосолезонда «АИСТ» в полевых условиях.— «Океанология», 1973, т. 13, № 3, с. 524—530.

47. Сабинин К. Д. Слои повышенной солености в северной части Индийского океана.— «Труды ИОАН», 1964, т. 64, с. 51—58.

48. Сабинин К. Д. О выборе соответствия между периодичностью измерений и инерционность прибора.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1967, т. 3, № 5, с. 473—480.

49. Снежинский В. А. Практическая океанография. Л., Гидрометеоиздат, 1951. 599 с.

50. Стоммел Г. Примеры перемешивания и самовозбуждающейся конвекции на *T*, *S*-диаграмме.— «Океанология», 1962, т. 2, № 2, с. 205—209.

51. Стоммел Г. Горизонтальные изменения температуры в перемешанном слое южной части Тихого океана.— «Океанология», 1969, т. 9, № 1, с. 97—102.

52. Тареев Б. А. О свободной конвекции в глубоководных впадинах океанов.— «ДАН СССР», 1959, т. 127, № 5, с. 1005—1008.

53. Тареев Б. А. К теории конвекционной циркуляции в глубоководных впадинах океанов.—«Изв. АН СССР. Сер. геофиз.», 1960, № 7, с. 1022—1032.

54. Тареев Б. А. Вопросы динамики бароклинных возмущений в океане. Диссертация на соискание уч. степени д-ра физ.-мат. наук. М., ИОАН, 1971.

55. Тимофеев В. Т. Водные массы Арктического бассейна. Л., Гидрометеоиздат, 1960. 191 с.

56. Тимофеев В. Т. Взаимодействие вод Северного Ледовитого океана с водами Атлантического и Тихого океанов.— «Океанология», 1963, т. 3, № 4, с. 569—578.

57. Трешников А. Ф. (ред.). Материалы наблюдений научно-исследовательских дрейфующих станций СП-3 и СП-4, 1954/55 годы. Т. 1. Л., «Морской транспорт», 1957. 447 с.

58. Федоров К. Н. О вертикальной устойчивости температурных инверсий в океане.— «Океанология», 1969, т. 9, № 1, с. 106—109.

59. Федоров К. Н. О ступенчатой структуре температурных инверсий в океане.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1970, т. 6, № 11, с. 1178—1188.

60. Федоров К. Н. О происхождении тонких температурных инверсий под поверхностным однородным слоем в океане.— «Океанология», 1971, т. 11, № 1, с. 16—21.

61. Федоров К. Н. Случай конвекции с образованием инверсий температуры в связи с локальной неустойчивостью в океаническом термоклине.— «ДАН СССР», 1971, т. 198, № 4, с. 822—825.

62. Федоров К. Н. Формулы для пересчета электропроводности морской воды и соленость при измерениях цифровым термосолезондом в средних океанических условиях.— «Океанология», 1971, т. 11, № 4, с. 739—742.

63. Федоров К. Н. Новое свидетельство существования боковой конвекции в океане.— «Океанология», 1971, т. 11, № 6, с. 994—998.

64. Федоров К. Н. Внутренние волны и вертикальная термохалинная микроструктура океана.— В сб.: Внутренние волны в океане. Новосибирск, 1972, с. 90—118.

65. Федоров К. Н. Термохалинная конвекция в виде солевых пальцев и ее возможные проявления в океане.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1972, т. 8, № 2, с. 214—230.

66. Федоров К. Н. Температурные инверсии Красного и Средиземного морей.— «Океанология», 1972, т. 12, № 6, с. 956—965.

67. Федоров К. Н. О температурной инверсии в Тиморском море.— «ДАН СССР», 1973, т. 213, № 2, с. 445—448.

68. Федоров К. Н., Прохоров В. И. О фактической инерционности измерения температуры и достоверности определения солености в океане с помощью термосолезондов.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1972, т. 8, № 9, с. 998—1003.

69. Федоров К. Н., Плахин Е. А. О термохалинных возмущениях, сопровождающих интрузионный процесс в океане.— «Океанология», 1975, т. 15, № 3, с. 422—427.

70. Федоров К. Н., Шевцов В. П. Об измерении скорости течений в океане методом вертикального зондирования.— «Проблемы экспериментальных исследований океана», 1975, вып. 27, с. 72—79.

71. Цифровой гидрофизический зонд «АИСТ». IV Всесоюзный симпозиум по автоматизации исследований в морях и океанах. Севастополь, 1972, с. 41—46. Авт.: М. М. Борковский, А. Г. Волочков, В. И. Прохоров, В. Д. Пудов, О. Г. Сорохтин, Б. В. Шехватов.

72. Штокман В. Б. Основы *T*, *S*-кривых как метода изучения перемешивания и трансформации водных масс моря.— «Проблемы Арктики», 1934, № 1, с. 32—71.

73. Экспериментальные исследования мелкомасштабной турбулентности в океане.— «Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана», 1974, т. 10, № 9, с. 959—975. Авт.: В. С. Беляев, А. С. Монин, Р. В. Озмидов, В. Т. Пака.

74. Anati D. A. Some evidence of a mesoscale double-diffusivity effect.— "Pure and Appl. Geophys.", 1972, vol. 96, N 4, p. 167—170.

75. Baines P. G., Gill A. E. On thermohaline convection with linear gradients.— "J. Fluid Mech.", 1969, vol. 37, part 2, p. 289—306.

76. Baines W. D., Turner J. S. Turbulent buoyant convection from a source in a confined region.— "J. Fluid Mech.", 1969, v. 37, part I, pp. 51—80.

77. Baker D. J. Viscous overturning — a mechanism for oceanic microstructure? — "Trans. Amer. Geophys. Union", 1972, vol. 53, N 4, p. 415.

78. Batchelor G. K. Small-scale variation of convected quantities like temperature in a turbulent fluid, part 1.— "J. Fluid. Mech.", 1959, vol. 5, part. 1, p. 113.

79. Blumen W. Geostrophic adjustment.— "Rev. Geophys. Space Phys.", 1972, vol. 10, p. 485—528.

80. Bonnot J.-F. Howaldt Bathysonde.— "Int. Hydr. Review", 1971, vol. 48, N 1, p. 155—196.

81. Bougis P., Ruivo M., Sur une descente d'eaux superficielles en profondeur (cascading) dans le sud du Golfe du Lion.— "Bull. d'Information", 1954, VIe Annee, N 4.

82. Bretherton F. P. Waves and turbulence in stably stratified fluids.— "Radio Science", 1969, vol. 4, N 12, p. 1279—1287.

83. Brewer P. G., Wilson T. R. S. Hydrographic observations in the Red Sea Brines (in Degens E. T., Ross D. A. "Hot Brines and Recent Heavy Metal Deposits in the Red Sea"). Springer-Verlag, 1969, p. 138—152, Berlin.

84. Brown N. L. A precision CTD microprofiler. Proceedings. IEEE Conference on Engineering in the Ocean Environment. 1974, vol. 2, p. 270—278.

85. Chandrasekhar S. Hydrodynamic and hydromagnetic stability. Oxford and Clarendon Press, 1961, 652 p.

86. Cooper J. W., Stommel H. Regularly spaced steps in the main thermocline near Bermuda.— "J.Geophys. Res.", 1968, vol. 73, N 18, p. 5849—5854.

87. Cooper L. H. N. Vertical and horizontal movements in the ocean.— "Oceanography", AAAS, 1961, Washington, D. C., p. 599—622.

88. Cooper L. H. N. Stratification in the deep ocean.— "Sci. Progr.", 1967, vol. 55, p. 73—90, Oxford.

89. Cooper L. H. N., Vaux D. Cascading over the continental slope of water from the Celtic Sea.— "J. Mar. Biol. Assoc.", 1949, vol. 28, p. 719—750.

90. Cox C. S. Oceanic microstructure. US National Report (1967—1971). XVth General Assembly, Intern. Union of Geodesy and Geophysics, 1971, August 2—14. Moscow, USSR, p. 236—237.

91. Cox C. S., Nagata Y., Osborn T. Oceanic fine structure and internal waves.— Bull. Japan Soc. Fish. Oceanogr.", 1969, Special Number (Prof. Uda's commemorative papers), p. 67—71.
92. Denner W. W., Neal V. T., Neshyba S. T. Modification of the expendable BT for thermal microstructure studies.— "Deep-Sea Res.", 1971, vol. 18, N 3, p. 375—378.
93. Denner W. W. The significance of internal waves on acoustic propagation through layered microstructure.— "Trans. Amer. Geophys. Union", 1972, vol. 53, N 11, p. 1022.
94. Dunbar M. J. Physical oceanographic results of the "Calanus" expedition in Ungava Bay, Frobisher Bay, Cumberland Sound, Hudson Strait and Northern Hudson Bay, 1945—1955.— "J. of the Fisheries Res. Board of Canada", 1958, vol. 15, N 2, p. 155—201.
95. Düing W., Johnson D. High resolution current profiling in the Straits of Florida. University of Miami. Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science. Scientific Report, August 1971.
96. Düing W., Johnson D. High resolution current profiling in the Straits of Florida.— "Deep-Sea Res.", 1972, vol. 19, N 2, p. 259—274.
97. Eckart C. An analysis of the stirring and mixing processes in incompressible fluids.— "J. Mar. Res.", 1948, vol. VII, N 3, p. 265—275.
98. Eckart C. Hydrodynamics of oceans and atmospheres. Pergamon Press, Oxford—London—New York—Paris, 1960, 290 p.
99. Fedorov K. N. Inversions thermiques en Mer Rouge et en Mediterranee. Colloque International sur la formation des eaux oceaniques profondes, en particulier en Mediterranee Nord—Occidentale, 4—7 October 1972, Paris, 1973, p. 263—270.
100. Fedorov K. N. On temperature inversions of intrusive origin in the ocean.— "MODE Hote-Line News", 1974, N 64, p. 1—2.
101. Ford W. L. The field use of a STD recorder.— "J. Mar. Res.", 1949, vol. VIII, N 1.
102. Foster T. D. Haline convection induced by the freezing of sea water.— "J. Geophys. Res.", 1968, vol. 73, N 6, p. 1933—1938.
103. Foster T. D. Effect of boundary conditions on the onset of convection.— "Phys. Fluids", 1968, vol. II, p. 1257—1262.
104. Foster T. D. Experiments of haline convection induced by the freezing of sea water.— "J. Geophys. Res.'", 1969, vol. 74, p. 6967—6974.
105. Foster T. D. Onset of manifest convection in a layer of fluid with a time-dependent surface temperature.— "Phys. Fluids", 1969, vol. 12, p. 2482—2487.
106. Foster T. D. An analisis of the cabbeling instability in sea water.— "J. Phys. Oceanogr.", 1972, vol. 2, N 3, p. 294—301.
107. Fuglister F. G. Atlantic ocean atlas, WHOI, 1960, 209 p.
108. Gade H. On some oceanographic observations in the Southeastern Caribean sea and adjacent Atlantic ocean with special reference to the influence of the Orinoco river.— "Boletin del Instituto Oceanografico", 1961, vol. 1, N 2, Cumana, Venezuela, p. 287—342.
109. Garrett C., Munk W. Internal wave spectra in the presence of fine structure.— "J. Phys. Oceanogr.", 1971, vol. 1, N 3, p. 196—202.
110. Garrett C., Munk W. Space-time scales of internal waves.— "Geophys. Fluid Dynamics", 1972, vol. 2, N 3, p. 225—264.
111. Garrett C., Munk W. Oceanic mixing by breaking internal waves.— "Deep-Sea Res.", 1972, N 12, p. 823—832.
112. Gascard J. C. Calcul de la salinite de l'eau de mer a partir de mesures "in situ" de temperature, conductivite electrique et pression.— "Cahiers Oceanogr.", 1970, XXIIe Annee, N 3, p. 239—257.
113. Goulet J. R., Culverhouse B. J. STD thermometer time constant.— "J. Geophys. Res.", 1972, vol. 77, N 24, p. 4588—4589.
114. Grant H. L., Moilliet A., Vogel W. M. Some observations of the occurence of turbulence in and above the thermocline.— "J. Fluid Mech.", 1968, vol. 34, pt. 3, p. 423—448.
115. Gregg M. C. The microstructure of the ocean.— "Sci. Amer.", Feb. 1973, vol. 228, N 2, p. 65—77.

116. Gregg M. C., Cox C. S. Measurements of the oceanic microstructure of temperature and electrical conductivity.— "Deep-Sea. Res.", 1971, vol. 18, N 9, c. 925—934.
117. Gregg M. C., Cox C. S. The vertical microstructure of temperature and salinity.— "Deep-Sea Res.", 1972, vol. 19, N 5, p. 355—376.
118. Gregg M. C., Cox Hacker P. W. Vertical microstructure measurements in the Central North Pacific.— "J. Phys. Oceanogr.", 1973, vol. 3, N 4, p. 458—469.
119. Hamon B. V. Medium-scale temperature and salinity structure in the upper 1500 m in the Indian Ocean.— "Deep-Sea Res.", 1967, vol. 14, N 2, p. 169—181.
120. Hamon B. V., Brown N. L. A temperature—chlorinity—depth recorder for use at sea.— "J. Sci. Instr.", 1958, vol. 35, p. 452—458.
121. Hart J. E. On sideways diffusive instability.— "J. Fluid Mech.", 1971, vol. 49, part 2, p. 279—288.
122. Hayes S. P. The temperature and salinity fine structure of the Mediterranean water in the Western Atlantic.— "Deep-Sea Res.", 1974, vol. 21, N 1, pp. 1—12.
123. Hesselberg Th. Uber die Stabilitätsverhältnisse bei vertikalen Verschiebungen in der Atmosphäre und im Meere.— "Annalen der Hydrographie usw.", 1918, Jahrg. 46, H. III/IV, Berlin, S. 118—129.
124. Hesselberg Th., Sverdrup H. U. Die Stabilitätsverhältnisse des Seewassers bei vertikalen Verschiebungen.— „Bergens Museums Aarbok", 1914—1915, 1914, N 14, 17 S.
125. Hoare R. A. Thermohaline convection in Lake Vanda, Antarctica.— "J. Geophys. Res.", 1968, vol. 73, p. 607—612.
126. Howard L. N. Neutral curves and stability boundaries in stratified fluid.— "J. Fluid Mech.", 1963, vol. 16, Part 3, p. 333—342.
127. Howe M. R., Tait R. I. Further observations of thermohaline stratification in the deep ocean.— "Deep-Sea Res.", 1970, vol. 17, N 6, p. 963—972.
128. Howe M. R., Tait R. I. The role of temperature inversions in the mixing processes of the deep ocean.— "Deep-Sea Res.", 1972, vol. 19, N 11, p. 781—791.
129. Huppert H. E. On the stability of double-diffusive layers.— "Deep-Sea Res.", 1971, vol. 18, N 10, p. 1005—1022.
130. Huppert H. E., Turner J. S. Double-diffusive convestion and its implications for the temperature and salinity structure of the ocean and Lake Vanda.— "J. Phys. Oceanogr.", 1972, vol. 2, N 4, p. 456—461.
131. Ichiye T. Occurence of temperature inversions in the upper layer of the ocean.— "Pure and Applied Geophys.", 1967, vol. 67, N 2, p. 143—155.
132. Ichiye T. Power spectra of temperature and salinity fluctuations in the slope water off cape Hatteras.— "Pure and Applied Geophys.", 1972, vol. 96, N 4, p. 205—216.
133. Johannessen O. M., Lee O. S. A deep stepped thermo-haline structure in the Mediterranean.— "Deep-Sea Res.", 1974, vol. 21, N 8, p. 629—639.
134. Kaimal J. C. Turbulence spectra, length scales and structure parameters in the stable surface layers.— IUCRM Symposium Proceedings, Part I, Boundary—Layer Meteorology, 1973, vol. 4, N 1—4, p. 289—309.
135. Kalle K. Über die innere thermische Unruhe des Meeres.— „Ann. Hydrogr. u. marit. meteorol.", 1942, Bd. 70, S. 383.
136. Kalle K. Zur Frage der inneren thermische Unruhe des Meeres.— „Deutsch. Hydrogr. Z.", 1953, Bd. 6, H. 4—6, S. 145—170.
137. Katz E. J. Diffusion of the core of Mediterranean Water above the Mid-Atlantic Ridge crest.— "Deep-Sea Res.", 1970, vol. 17, N 3, p. 611—625.
138. Katz E. J. Further study of a front in the Sargasso Sea.— "Tellus", 1969, vol. XXI, N 2, p. 259—269.
139. Krause G. Fine structure and distribution of Red Sea water. 2nd International Oceanographic Congress (Abstracts of Papers), 1966, Moscow, p. 207—208.
140. Krause G. Struktur und Verteilung des Wassers aus dem Roten Meer im Nordwesten des Indischen Ozeans.— „Meteor" Forschungsergebnisse, 1968, Reihe A, H. 4, S. 77—100.

141. Krause C., Ziegenbein J. Die Struktur des heissen salzreichen Tiefenwassers im zentralen Roten Meer.— „Meteor" Forschungsergebnisse, 1966, Reihe A, H. 1, S. 53—58.
142. Levine E. R., White W. B. Thermal frontal zones in the eastern Mediterranean Sea.— "J. Geophys. Res.", 1972, vol. 77, N 6, p. 1081—1086.
143. Linden P. F. Salt fingers in the presence of grid-generated turbulence.— "J. Fluid Mech.", 1971, vol. 49, N 3, p. 611—624.
144. Long R. R. A theory of turbulence in stratified fluids.— "J. Fluid Mech.", 1967, vol. 42, part 2, p. 349.
145. Ludlam F. H. Characteristics of billow clouds and their relation to clear-air turbulence.— "Quart. J. Roy. Met. Soc.", 1967, vol. 93, N 398, p. 419—435.
146. McEwan A. D. Degeneration of resonantly exited internal waves.— "J. Fluid Mech.", 1971, vol. 50, p. 431—438.
147. McEwan A. D. Interaction between internal gravity waves and their traumatic effect on a continuous stratification.— "IUCRM Symposium Proceedings", 1973, vol. 5, N 1/2, p. 159—175.
148. McIntyre M. E. Diffusive destabilization of the barocline circular vortex.— "Geophys. Fluid Dynamics", 1969, vol. 1, N 1—2, p. 19—58.
149. Madelain F. Influence de la topographie du fond sur l'ecoulement mediterranceenn entre le detroit de Gibraltar et le cap Saint-Vincent.— "Cahiers Oceanogr.", 1970, XIIe Annee, N 1, p. 43—58.
150. Mantis H. T. Observations of hydrostatic instability in the free atmosphere.— "J. Geophys. Res.", 1972, vol. 77, N 24, p. 4539—4544.
151. Matthäus W. The historical development of the methods and instruments for the determination of depth-temperatures in the sea „in situ".— "Bulletin de l'Institut Oceanographique", 1966, N 2, Monaco, p. 1—13.
152. Matthäus W. Die historische Entwicklung der meereskundlichen Temperaturmessgeräte für grössere Tiefen.— „Schriftenreihe für Geschichte der Naturwissenschaften, Technik und Medizin", 1966, H. 8, Jahrg. 3, S. 58—73.
153. Miles J. W. On the stability of heterogeneous shear flows.— "J. Fluid Mech.", 1961, vol. 10, part 4, p. 496—508.
154. Miles J. W. On the stability of heterogeneous shear flows. Part II.— "J. Fluid Mech.", 1963, vol. 16, part 2, p. 209—227.
155. Miles J. W., Howard L. N. Note on a heterogeneous shear flow.— "J. Fluid Mech.", 1964, vol. 20, part 2, p. 331—336.
156. Moore M. J., Long R. R. An experimental investigation of turbulent stratified shearing flow.— "J. Fluid Mech.", 1971, vol. 49, part 4, p. 635—655.
157. Munk W., Garrett C. Internal waves breaking and microstructure (The chicken and the egg).— "IUCRM Symposium Proceedings", part I. Boundary-Layer Meteorology, 1973, vol. 4, N 1—4, p. 37—45.
158. Nagata Y. Shallow temperature inversions at ocean station "V".— "J. Oceanogr. Soc. Japan", 1967, vol. 23, N 4, p. 194—200.
159. Nagata Y. Shallow temperature inversions in the sea to the east of Honshu.— "J. Oceanogr. Soc. Japan", 1968, vol. 24, N 3, p. 103—114.
160. Nagata Y. Detailed temperature cross-section of the cold water belt along the Northern edge of the Kuroshio.— "J. Mar. Res.", 1970, vol. 28, N 1, p. 3—14.
161. Nasmyth P. Oceanic turbulence. Ph. D. Thesis, 1970, University of British Columbia, Vancouver, 69 p.
162. Neal V. T., Neshyba S., Denner W. Thermal stratification in the Arctic ocean.— "Science", 1969, vol. 166, p. 373—374.
163. Negretti H., Zambra J. W. On a new deep-sea thermometer.— "Proc. Roy. Soc.", 1874, vol. 22, p. 238—241, London.
164. Neshyba S., Neal V. T., Denner W. W. Spectra of internal waves: in situ measurements in a multiple-layered structure.— "J. Phys. Oceanogr.", 1971, vol. 2, N 1, p. 91—95.
165. Neshyba S., Neal V. T., Denner W. W. Temperature and conductivity measurements under Ice Island T-3.— "J. Geophys. Res.", 1971, vol. 76, N 33, p. 8107—8119.
166. Neshyba S., Neal V. T. Horizontal field of microstructure in the Arctic ocean. 1973 (preprint).

167. Neshyba S., Neal V. T. Heat flux in the multiple-layered structure of Arctic ocean water.— "J. Phys. Oceanogr.", 1973 (preprint).
168. Orlanski I. On the breaking of standing internal waves.— "J. Fluid Mech.", 1972, vol. 54, part 4, p. 577—598.
169. Orlanski I., Bryan K. Formation of the thermohaline structure by large-amplitude internal gravity waves.— "J. Geophys. Res.", 1969, vol. 74, N 28, p. 6975—6983.
170. Osborn T. R., Cox C. S. Oceanic fine structure.— "Geophys. Fluid Dynamics", 1972, vol. 3, p. 321—345.
171. Pak H., Beardsley G. F., Smith R. L. An optical and hydrographic study of a temperature inversion off Oregon during upwelling.— "J. Geophys. Res.", 1970, vol. 75, N 3, p. 629—636.
172. Phillips O. M. The dynamics of the upper ocean. Cambridge Univ. Press, 1966, 261 p.
173. Phillips O. M. On spectra measured in an undulating layered medium.— "J. Phys. Oceanogr.", 1971, vol. 1, N 1, p. 1—16.
174. Phillips O. M. On flows induced by diffusion in a stably stratified fluid.— "Deep-Sea Res.", 1970, vol. 17, N 3, p. 435—444.
175. Pingree R. D. Small-scale structure of temperature and salinity near Station Cavall.— "Deep-Sea Res.", 1969, vol. 16, N 3, p. 275—295.
176. Pingree R. D. In situ measurements of salinity, conductivity and temperature.— "Deep-Sea Res.", 1970, vol. 17, N 3, p. 603—610.
177. Pingree R. D. Regularly spaced instrumental temperature and salinity structures.— "Deep-Sea Res.", 1971, vol. 18, N 8, p. 841—844.
178. Pingree R. D. Analysis of the temperature and salinity small-scale structure in the region of Mediterranean influence in the N. E. Atlantic.— "Deep-Sea Res.", 1971, vol. 18, N 5, p. 485—492.
179. Pingree R. D. Mixing in deep stratified ocean.— "Deep-Sea Res.", 1972, vol. 19, N 8, p. 549—562.
180. Plaisted R. O., Richardson W. S. Current fine structure in the Florida Current.— "J. Mar. Res.", 1970, vol. 28, N 3, p. 359—363.
181. Pochapsky T. E., Malone F. D. Spectra of deep vertical temperature profiles.— "J. Phys Oceanogr.", 1972, vol. 2, N 4, p. 470—475.
182. Pollak M. J. Static stability parameters in oceanography.— "J. Mar. Res.", 1954, vol. 13, N 1, p. 101—112.
183. Prandtl L. Bericht über Untersuchungen zur ausgebildeten Turbulenz.— „Zs. Angew. Math. Mech", 1925, Bd. 5, N 2, S. 136—139.
184. Rao G. V., Murty T. S. Some case studies of vertical circulations associated with oceanic fronts.— "J. Geophys. Res.", 1973, vol. 78, N 3, p. 549—557.
185. Rayleigh. On the stability or instability of certain fluid motions, parts I, II and III, Sci. Papers, Cambridge Univ. Press, 1880, 1887, 1895, vol. 1, p. 474—487; vol. 3, p. 17—23; vol. 4, p. 203—209.
186. Rayleigh. On convection currents in a horizontal layer of fluid when the higher temperature is on the under side.— "Sci. Papers", Cambridge Univ. Press, 1916, vol. 6, p. 432—443.
187. Reid R. O. A special case of Phillip's general theory of sampling statistics for a layered medium.— "J. Phys Oceanogr.", 1971, vol. 1, N 1, p. 61—62.
188. Rochford D. J. Salinity maxima in the upper 1000 meters of the North Indian Ocean.— "Aust. J. Mar. Freshw. Res.", 1964, vol. 15, N 1, p. 1—24.
189. Roden G. I. Shallow temperature inversions in the Pacific ocean.— "J. Geophys. Res.", 1964, vol. 69, N 14, p. 2899—2914.
190. Roden G. I. Spectral analysis and interpretations of salinity—temperature data records.— "J. Geophys. Res.", 1968, vol. 73, N 2, p. 535—539.
191. Roden G. I. Spectra of North Pacific temperature and salinity in the depth domain.— "J. Phys. Oceanogr.", 1971, vol. 1, N 1, p. 25—33.
192. Roden G. I. Temperature and salinity fronts at the boundaries of the subarctic-subtropical transition zone in the Western Pacific.— "J. Geophys. Res.", 1972, vol. 77, N 36, p. 7175—7187.
193. Rohde J. Functionale Zusammenhänge Zwischen Grössen des Meereswassers und Auflösung formelmäsiger Darstellungen solcher Grössen nach

unabhängigen Variablen durch Potenzreichenansatz. Dissertation, 1968, Universität zu Kiel, 128 S.
194. Rossby C. G. On the mutual adjustment of pressure and velocity distributions in certain simple current systems, II.— "J. Mar. Res.", 1937/38, vol. 1, N 3, p. 239—263.
195. Rouse H., Dodu J. Diffusion turbulente a travers une discontinuite de densite.— "La Houille Blanche", 1955, N 4, p. 522—532.
196. Saunders P. M. Space and time variability of temperature in the upper ocean.— "Deep-Sea Res.", 1972, vol. 19, N 7, p. 467—480.
197. Shirtcliffe T. G. L., Turner J. S. Observations of the cell structure of salt fingers.— "J. Fluid. Mech.", 1970, vol. 41, part 4. p. 707—720.
198. Siedler G. Die Häufigkeitsverteilung von Wasserarten im Ausstrombereich von Meeresstrassen.— „Kieler Meeresforschungen", 1968, Bd. XXIV, H. 2, S. 59—65.
199. Siedler G., Zenk W. Variability of the thermohaline staircase.— "Nature", Lond., 1973, vol. 244, N 131, p. 11—12.
200. Siemens Werner und Wilhelm. Methode für fortlaufende Beobachtungen der Meerestemperature bei Tiefenmessungen.— „Ann. Phys.", Lpz., 1866, (5), 9, S. 647—649.
201. Simpson J. H. Density stratification and microstructure in the Western Irish Sea.— "Dep-Sea Res.", 1971, vol. 18, N 3, p. 309—319.
202. Simpson J. H. A free tall probe for the measurement of velocity microstructure.— "Deep-Sea Res.", 1972, vol. 19, N 4, p. 331—336.
203. Simpson J. H., Woods J. D. Temperature microstructure in a freshwater thermocline.— "Nature", Lond., 1970, vol. 226, N 5248, p. 832—834.
204. Spilhaus A. F. A bathythermograph.—"J. Mar. Res.", 1937/1938, vol. 1, p. 110.
205. Spilhaus A. F. A detailed study of the surface layers of the ocean in the neighbourhood of the Gulf Stream with the aid of the rapid measuring hydrographic instruments.— "J. Mar. Res.", 1940, vol. 3, N 1, p. 51—75.
206. Spilhaus A. F. Fine structure of the edge the Gulf Stream.— "Trans. Amer. Geophys. Union", 1941, vol. 22, p. 478—484.
207. Stern M. E. The „salt-fountain" and thermohaline convection.— "Tellus", 1960, vol. 12, p. 172—175.
208. Stern M. E. *T, S*-gradients on the micro-scale.— "Deep-Sea Res.", 1968, vol. 15, N 3, p. 245—250.
209. Stern M. E. Collective instability of salt fingers.— "J. Fluid Mech.", 1969, vol. 35, part 2, p. 209—218.
210. Stern M. E. Salt fingers convection and the energetics of the general circulation.— "Deep-Sea Res.", Suppl. to 1969, vol. 16, p. 263—267.
211. Stern M. E. Optical measurements of salt fingers.— "Tellus", 1970, vol. 22, N 1, p. 76—81
212. Stern M. E., Turner J. S. Salt fingers and convective layers.— "Deep-Sea Res.", 1969, vol. 16, N 5, p. 497—511.
213. Stommel H., Arons A. B., Blanchard D. An oceanographic curiosity: the perpetual salt fountain.— "Deep-Sea Res.", 1956, vol. 3, N 2, p. 152—153.
214. Stommel H., Fedorov K. N. Small-scale structure in temperature and salinity near Timor and Mindanao.— "Tellus", 1967, vol. 19, N 2, p. 306—325.
215. Sverdrup H. U., Johnson M. W., Fleming R. H. The Oceans. Prentice-Hall, Inc., 1942, 1060 p.
216. Tackabery R. E. Deep ocean S/T/D measurements.— "Oceanology International", 1969, Sept.—Oct., p. 41—44.
217. Tait R. I., Howe M. R. Some observations of thermohaline stratification in the deep ocean.— "Deep-Sea Res.", 1968, vol. 15, N 3, p. 275—281.
218. Taylor G. I. Eddy motion in the atmosphere.— "Phil. Trans. Roy. Soc.", 1915, A.215, p. 1—26.
219. Tchernia P., Fieux M. Resultats des observations hydrologiques efecutees a bord du N/O "JEAN C. CHARCOT" pendant la campagne MEDOC 1969 (30 janvier — 28 fevrier, 18—31 mars).— "Cahiers Oceanogr.", 1971, 23e Annee, Suppl. 1. p. 1—91.
220. Tennekes H., Lumley J. L. A first course in turbulence. The MIT Press, Cambridge, Mass. and London, England, 1972, 300 p.

221. Teramoto T. Measurements of vertical profile of horizontal velocity in the sea.— "Rec. Oceanogr. Work in Japan", 1972, vol. 11, N 2, p. 39—45.
222. Thorade H. Strömung und zugenförmige Ausbreitung des Wassers. Gerlands Beiträge zur Geophysik, 1931, 34, Iena., S. 57—76.
223. Thorpe S. A. Experiments of the instability of stratified shear flow: miscible fluids.— "J. Fluid Mech.", 1971, vol. 46, part 2, p. 299—319.
224. Thorpe S. A. Turbulence in stably stratified fluids: a review of laboratory experiments. IUCRM Symposium Proceedings. Part II.— "Boundary-Layer Meteorology", 1973, vol. 5, N 1/2, p. 95—120.
225. Thorpe S. A., Hutt R. K., Soulsby R. The effect of horizontal gradients on thermohaline convection.— "J. Fluid Mech.", 1969, vol. 38, part 2, p. 375—400.
226. Tomczak M. Jr. Schwankungen von Schichtung und Strömung im westafrikanischen Auftriebsgebiet während der "Deutschen Nordatlantischen Expedition 1937".— „Meteor" Forschungsergebnisse", 1970, Reihe A, H. 7, S. 1—109.
227. Turner J. S. The coupled turbulent transport of salt and heat across a sharp density interface.— "Int. J. Heat and Mass Transfer", 1965, vol. 8, N 5, p. 759—767.
228. Turner J. S. Salt fingers across a density interface.— "Deep-Sea Res.", 1967, vol. 14, N 5, p. 599—611.
229. Turner J. S. The behaviour of a stable density gradient heated from below.— "J. Fluid Mech.", 1968, vol. 33, N 1, p. 183—200.
230. Turner J. S. The influence of molecular diffusitivity on turbulent entrainment across a density interface.— "J. Fluid Mech.", 1968, vol. 33, part 4, p. 639—656.
231. Turner J. S. A physical interpretation of the observations of hot brine layers in the Red Sea (in Degens E. T., Ross D. A. "Hot Brines and Recent Heavy Metal Deposits in the Red Sea"). Springer-Verlag, 1969, p. 164—173, Berlin.
232. Turner J. S. Buoyancy effects in fluids. Cambridge Univ. Press, 1973, 367 p.
233. Turner J. S., Chen C. F. Two-dimensional effects in double-diffusive convection.— "J. Fluid Mech.", 1974, vol. 63, part 3, p. 577—592.
234. Turner J. S., Stommel H. A new case of convection in the presence of combined salinity and temperature gradients.— "Proc. Nat. Acad. Sci. USA", 1964, vol. 52, p. 49—53.
235. Turner J. S., Shirtcliffe T. G. L., Brewer P. G. Elemental variations of transport coefficients across density interfaces in multiple-diffusive systems.— "Nature", Lond., 1970, vol. 228, p. 1083—1084.
236. Veronis G. Penetrative convection.— "The Astrophysical Journ.", 1963, vol. 137, N 2, p. 641—662.
237. Veronis G. On finite amplitude instability in thermohaline convection.— "J. Mar. Res.", 1965, vol. 23, N 1, p. 1—17.
238. Veronis G. Effect of a stabilizing gradient of solute on thermal convection.— "J. Fluid Mech.", 1968, vol. 34, part 2, p. 315—336.
239. Veronis G. On properties of seawater defined by temperature, salinity and pressure.— "Deep-Sea Res.", 1972, vol. 30, N 2, p. 227—255.
240. Van Leer J. C. Progress report on cyclosonde development and use. University of Miami. Rosenstiel School of Marine and Atmospheric Science.— "Technical Report", 1974, N 74029, 77 p.
241. Van Leer J. C. at al. The Cyclesonde: an unattended vertical profiler for scalar and vector quantities in the upper ocean.— "Deep-Sea Res.", 1974, vol. 20, N 5, p. 385—400.
242. Walin G. Note on the stability of water stratified by both heat and salt.— "Tellus", 1964, vol. 16, N 3, p. 389—393.
243. Walker E. R. A comparison of salinity equations. STD Conference and Workshop Proceedings, San Diego, California, USA, January 173, Plessy Environmental Systems, p. 1—17.
244. Welander P. Instability by heat diffusion in a stably stratified fluid. Goteborg Universitet. Oceanografisca Institutionen, Report N 2, 1969, Goteborg.
245. Williams A. Salt fingers in the Mediterranean outflow.— "Science", 1974, vol. 185, N 4155, p. 941—943.

246. Williams A. J. Free-sinking, Temperature and Salinity Profiler for Ocean microstructure studies. IEEE Conference on Engineering in the Ocean Environment, August 1974, vol. 2, p. 279—283.
247. Woods J. D. Wave-induced shear in summer thermocline.— "J. Fluid Mech.", 1968, vol. 32, part 4, p. 791—800.
248. Woods J. D. Diurnal behaviour of the summer thermocline off Malta.— „Deutsche Hydrographische Zeit.", Jahrg. 21, 1968, H. 3, S. 106—108.
249. Woods J. D. On designing a probe to measure ocean microstructure.— "Underwater Sci. Techn. Journ.", 1969, vol. 1, N 1, p. 6—12.
250. Woods J. D. Space-time characteristics of turbulence in the seasonal thermocline.— „Memoires, Societe Royale des Sciences de Liege", 1973 6e serie, tome VI, p. 109—130.
251. Woods J. D., Fosberry G. G. The structure of the thermocline. Underwater Assoc. Rep., Malta, 1966—1967, p. 5—18.
252. Woods J. D., Wiley R. L. Billow turbulence and ocean microstructure.— "Deep-Sea Res.", 1972, vol. 19, N 1, p. 87—121.
253. Wooster W. S., Lee A. J., Dietrich G. Redefinition of salinity.— "Deep-Sea Res.", 1969, vol. 16, N 3, p. 321—322.
254. Wüst G. Die Temperaturinversion im Tiefenwasser des Südatlantischen Ozeans.— „Deutsche Hydrographische Zs.", 1948, Bd. I, Heft A, S. 109—124.
255. Wüst G. Stratification and circulation in the Antillean-Caribbean basins. Part I: Spreading and mixing of water types. Columbia University, New York—London, 1964, 201 p.
256. Zenk W. Zur Schichtung des Mittelmeerwasser westlich von Gibraltar. Ergebnisse der "Meteor" — Reise 8, Januar bis März 1967. Dissertation. Institut für Meereskunde, Kiel, 1969, 83 S.
257. Zenk W. Zur Schichtung des Mittelmeerwasser westlich von Gibraltar. "Meteor" Forschungsergebnisse, 1971, Reihe A, N 9, S. 1—30.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3

Глава 1. Введение 5

1.1. О тонкой стратификации и микроструктуре вод океана . . . —
1.2. Существующие приборы и их возможности 6
1.3. О постановке наблюдений за тонкой термохалинной структурой вод океана 9
1.4. Примеры из наблюдений 11
1.5. Вертикальные, горизонтальные и временные масштабы тонкой структуры вод океана 19
1.5.1. Характерные пространственные масштабы тонкой структуры . . . . . —
1.5.2. О предельных размерах микроструктуры 21
1.5.3. Временные масштабы элементов тонкой термохалинной структуры 22
1.6. Из истории исследований тонкой термохалинной структуры 23

Глава 2. Основы физики тонкой стратификации вод океана 28

2.1. Линеаризованная термохалинная зависимость и простейшие следствия гидростатики . . . . . —
2.2. Тонкая структура и локальный баланс тепла и соли 33
2.3. Кинематический эффект внутренних волн 38
2.4. Необратимые изменения термохалинной структуры («травматические эффекты») за счет турбулентного перемешивания . . 41
2.4.1. Общие критерии неустойчивости движения . . . . . —
2.4.2. Пути потери устойчивости и освобождения энергии внутренними волнами 44
2.4.3. О сдвиговой неустойчивости течений 51
2.4.4. Вязкая диффузионная дестабилизация (масса—импульс) и турбулентное вовлечение 52
2.5. Адвективный перенос термохалинных неоднородностей . . . 54
2.6. Конвективная перестройка термохалинной структуры как следствие эффекта «двойной диффузии» 57
2.6.1. Послойная конвекция при устойчивом солевом градиенте, подогреваемом снизу 59
2.6.2. Конвекция в виде «солевых пальцев» и ее возможные проявления в океане 64

2.6.3. Термохалинная конвекция в присутствии горизонтальных градиентов 70
2.7. Мезомасштабные и крупномасштабные следствия молекулярных процессов . . . . . —
2.8. Последовательность и взаимодействие структурообразующих процессов в океане 72

Глава 3. Анализ и интерпретация данных наблюдений 74

3.1. Разделение профилей . . . . . —
3.2. Выборочный анализ возмущений и средних профилей . . . 77
3.3. T', S'-корреляция тонкой термохалинной структуры 89
3.4. Анализ спектров 97
3.5. Пространственная и временна́я изменчивость статистических характеристик 104
3.6. Совместный анализ профилей вертикальных градиентов скорости и плотности и сравнение обнаруженной тонкой структуры 107
3.7. Некоторые общие выводы 119

Глава 4. Инверсии температуры и плотности в океане 121

4.1. Вводные замечания . . . . . —
4.2. О термохалинных возмущениях, сопровождающих интрузионный процесс в океане 122
4.3. Интрузионные инверсии температуры в Аравийском море . . 129
4.4. О температурной инверсии в Тиморском море 136
4.5. Другие примеры образования интрузионных инверсий температуры 141
4.6. Случай образования инверсии температуры путем вертикальной конвекции в связи с локальной неустойчивостью в океаническом термоклине 144
4.7. Инверсии вертикального градиента плотности 148

Глава 5. Ступенчатые структуры в океане и их происхождение 158

5.1. Вводные замечания . . . . . —
5.2. Адвективное расслоение верхнего квазиоднородного слоя . . —
5.3. Ступенчатые структуры мезомасштабных температурных инверсий 161
5.4. Ступенчатые структуры термохалоклина 168

Заключение 170
Список литературы 172

Константин Николаевич Федоров

ТОНКАЯ ТЕРМОХАЛИННАЯ
СТРУКТУРА ВОД ОКЕАНА

Редактор З. И. Мироненко. Художественный редактор В. А. Баканов. Переплет художника Ю. И. Дышленко. Технический редактор Г. В. Ивкова. Корректор Л. И. Хромова

Сдано в набор 24/X 1975 г. Подписано к печати 27/I 1976 г. М-19529. Формат 60×90 1/16. Бум. тип. № 1. Печ. л. 11,5. Уч.-изд. л. 13,23. Тираж 1200 экз. Индекс ОЛ-263. Заказ № 546. Цена 1 р. 07 к. Гидрометеоиздат, 199053, Ленинград, 2-я линия, д. 23. Ленинградская типография № 8 Союзполиграфпрома при Государственном комитете Совета Министров СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 190000, Ленинград, Прачечный пер., 6.