

К. Н. Федоров

ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА
И СТРУКТУРА
ОКЕАНИЧЕСКИХ
ФРОНТОВ



ЛЕНИНГРАД
ГИДРОМЕТЕОИЗДАТ
1983

Рецензенты:

канд. геогр. наук В. М. Грузинов, д-р физ.-мат. наук В. М. Каменкович

Рассматриваются океанические фронты на основе современных физических знаний об океане и атмосфере. К анализу привлечены многочисленные данные наблюдений в океане, включая данные, полученные самим автором, а также необходимые теоретические и модельные результаты. При этом океанические фронтальные разделы представлены как важный элемент динамики вод океана, как физическое явление, которому в силу определенных динамических причин присуще характерное свойство длительного самоподдержания. Именно в такой трактовке особенно наглядно проявляется двойственная физическая природа океанических фронтов, выступающих, с одной стороны, в качестве границ между водами с различными физическими характеристиками, а с другой — в качестве областей наиболее интенсивного перемешивания в океане. Важное место уделено вопросам фронтогенеза в океане, фронтогенетической роли вихрей синоптического масштаба, вихреобразованию на фронтах и структуре фронтальных зон океана. Специально рассмотрена роль фронтальных разделов в формировании тонкой термохалинной структуры вод океана.

Книга рассчитана на специалистов в области физики моря и других океанологических дисциплин. Она может быть также полезна представителям широкого круга естественнонаучных, промысловых и инженерных профессий, связанных с океанами, морями и пресноводными бассейнами.

The monograph by K. N. Fedorov "Physical Nature and Structure of Oceanic Fronts", treats oceanic fronts in a context of modern physical knowledge about the ocean and the atmosphere. Numerous observational data, including those collected in the ocean by the author himself, along with the relevant theoretical and numerical modelling results are used in the analysis. Oceanic fronts in this analysis are presented as an important element of the ocean dynamics, as a physical phenomenon which for a number of dynamical reasons possess a characteristic quality of long selfpreservation. It is precisely in such presentation that the dual physical nature of oceanic fronts is most clearly seen, i. e. that of the boundaries between waters with different physical properties, and that of the areas of most intensive mixing in the ocean. The book contains detailed discussion of frontogenesis in the ocean, frontogenetic role of synoptic scale eddies, generation of eddies on oceanic fronts, and structure of oceanic frontal zones. Special attention is given to the role played by oceanic fronts in the formation of thermohaline fine-structure of the ocean.

The book is written for specialists in oceanic physics and in other disciplines of oceanography. It may also be useful to representatives of a wide range of other maritime professions.

ВВЕДЕНИЕ

В течение последних нескольких лет исследования фронтальных разделов океана развивались особенно интенсивно. Дело даже не в том, что только за пятилетие 1976—1980 гг., например, по данному вопросу было опубликовано свыше 500 статей в различных журналах мира и проведены по крайней мере три крупные международные дискуссии (см. с. 19). Новизна постановки вопроса заключалась в качественном переосмыслении самой физической сути явления и его роли в океане, в частности в процессах перемешивания и структурообразования.

Если раньше традиционный взгляд на фронты как на границы раздела между крупномасштабными водными массами океана лишь констатировал наличие самой природой созданных удобных классификационных рамок, то теперь наметилась тенденция изучать океанические фронты как неотъемлемый элемент динамики вод океана. В нашем понимании фронты все больше и больше связываются с теми динамическими и кинематическими особенностями, которые возникают при передаче кинетической энергии и энтропии по каскаду масштабов, характеризующих различные формы движения стратифицированной среды в ограниченных с боков океанических бассейнах. Мы начинаем лучше понимать роль океанических вихрей синоптического масштаба в процессе фронтотенеза в океане. Мы начинаем улавливать закономерности возникновения и разрушения фронтов в связи с резкими нарушениями нормального процесса взаимного приспособления движения в океане и потоков тепла и плавучести (массы) через границу раздела океан—атмосфера. Мы уже не можем не принимать во внимание роль вращения Земли в процессах формирования, сохранения и эволюции фронтов, а также в развитии неустойчивости на них. И наконец, мы обращаемся к фронтам как к наиболее вероятному и, возможно, наиболее эффективному механизму перемешивания и переноса тепла и соли через гидростатически устойчивую толщу океанического пикноклина. Мы уже не сомневаемся в том, что связь вертикальной тонкой структуры вод океана с мезомасштабными горизонтальными неоднородностями физических полей в океане с необходимостью проходит через фронты.

Устаревшие концепции в науке далеко не мгновенно уступают место новым взглядам и представлениям. Потребовалось, например, около 10 лет (1965—1975), чтобы привычные представления о непрерывной вертикальной стратификации вод океана, господ-

ствовавшие в физической океанологии на протяжении целого столетия, оказались весьма существенно исправленными и дополненными более реалистической концепцией тонкой вертикальной термохалинной структуры [61]. Подобно тому, как эта концепция пробивала себе дорогу десять лет назад через консерватизм практиков и скептицизм теоретиков, сегодня прокладывает себе путь к признанию новая концепция океанических фронтов. Она трактует физическую картину структуры вод океана как еще более сложную и в то же время существенно более понятную и логичную. Указанная аналогия носит далеко не поверхностный характер. В самом деле, почему мелкомасштабное дробление гигантского континуума, каким еще вчера казался нам океан, должно быть свойственно лишь вертикальному направлению?! Само наличие в океане тонкой термохалинной стратификации с характерным отношением вертикальных масштабов к горизонтальным порядка 10^{-3} [61] подразумевает существование горизонтальных границ, удаленных друг от друга на сравнительно небольшие расстояния.

Однако традиционная описательная океанография по аналогии с климатологией признавала существование таких границ лишь в планетарном смысле. Субтропические конвергенции, субполярные и полярные фронты по необходимости разделяли основные элементы крупномасштабной общей циркуляции океанов таким образом, что общепринятая таксономия водных масс служила скорее цели упрощения или схематизации наблюдавшейся картины, нежели ее реалистическому описанию. Фронтам, разделявшим основные элементы общей циркуляции, по необходимости приписывались глобальные или квазиглобальные масштабы. По своим положениям на картах или по приписываемым им свойствам эти фронты часто являлись плодом грубого осреднения и плохо соответствовали реальным наблюдениям в океане.

Одним из самых важных отличий сегодняшних представлений об океанических фронтах от традиционной концепции является признание «всемасштабности» этого явления. Фронты в океане встречаются во всем спектре пространственных масштабов от метра или метров до размеров самого океана [82]. Описание фронтов в океане и исследование их динамики более не нуждается в концепции «водной массы» в качестве логической или физической основы. Одна из целей данного исследования заключается в том, чтобы дать современное описание физической природы и структуры фронтальных зон и разделов Мирового океана, не прибегая к традиционному обсуждению водных масс.

Соответственно нас уже не может удовлетворить часто употребляемое определение фронта: «фронт есть граница раздела между водными массами». Другие предлагавшиеся ранее определения также не являются ни универсальными, ни достаточно приемлемыми с физической точки зрения. Например, следующие попытки определений: «фронтом является полоса на поверхности океана, через которую наблюдается резкое изменение плотности. Стабильный слой, отделяющий менее плотную воду от более плот-

ной, называется фронтальным слоем» [99], не могут быть признаны удачными, так как мы знаем о существовании в океане границ раздела [214] с очень резкими горизонтальными градиентами температуры и солёности, которые компенсируют друг друга до полного отсутствия горизонтального градиента плотности. Должны ли мы отказаться считать такие границы раздела фронтами?! С другой стороны, определения, подобные следующим: «фронтом называется зона, где скачок температуры превышает 1°C на 10 км» [252] или «фронт — полоса на поверхности моря, где скачок температуры превышает 1°C на 10 миль. Слой, отделяющий теплую воду от холодной, называется фронтальной зоной» [176], не только основываются на совершенно произвольных количественных критериях, но кроме того, описывают фронт как чисто термическое явление.

Известно, однако, что в океане можно встретить чисто солёностные фронты [81], которые по своим видимым и динамическим проявлениям много резче выражены, чем термические.

Многие исследователи, занимавшиеся океаническими фронтами в последние годы, пришли к пессимистическому выводу, что сформулировать хорошее универсальное определение фронта в океане едва ли возможно. Соглашаясь в принципе с этим выводом, нельзя, однако, не признать, что размышления над проблемой определения океанического фронта как явления были бы полезны для читателя, а некоторые, пусть даже несовершенные формальные критерии или признаки фронта должны быть выработаны для использования в качестве инструмента исследования. Поскольку фронты или фронтальные разделы в океане всегда характеризуются экстремальным значением пространственного градиента той или иной физической характеристики (температуры, солёности, плотности, скорости), это свойство фронтов, недостаточное для универсального определения, может быть положено в основу формального количественного критерия, который мог бы в какой-то мере заменить отсутствующее физическое определение. Этот же критерий мог бы помочь провести полезное различие, в основе своей безусловно физическое, между «фронтальным разделом» и «фронтальной зоной». Это различие, подмеченное в природе многими исследователями (см., например, [6]) и не нашедшее своего отражения в ранних работах автора [70], будет в дальнейшем четко проводиться при изложении материала в данной книге. Следует, однако, еще раз указать на недостаточность формального анализа поля пространственных градиентов с количественной точки зрения для вынесения суждений о фронтальных разделах в океане как о самостоятельном физическом явлении. Важным свойством фронтальных разделов в океане является длительное поддержание пространственных градиентов в обостренном состоянии вопреки всегда существующей тенденции к их размыванию за счет турбулентной (а иногда и молекулярной) диффузии. Это свойство самоподдержания фронтов несомненно обусловлено особенностями локальной динамики зон с относительно высокими градиентами

основных термодинамических характеристик морской воды. Скорее всего, именно с этим свойством связаны различные видимые проявления фронтов на поверхности океана. И именно это свойство, с нашей точки зрения, делает океанические термохалинные фронты самостоятельным динамическим явлением, в отличие, скажем, от границ пятен любой пассивной примеси в области действия активной горизонтальной турбулентной диффузии. Хотя фронты в океане вместе с вихрями и могут при желании интерпретироваться как проявление горизонтальной турбулентной диффузии (или двумерной турбулентности) [201, 262], следствием которого может быть существенное перераспределение скалярных примесей [178], детерминистский подход к изучению фронтов в океане во многих отношениях более перспективен, нежели статистический. Эти и другие сходные аргументы сделали необходимым включение в главу 1 книги специального раздела 1.2 «Об определении, терминологии и критериях», где начатая выше дискуссия продолжена и конкретизирована. Однако можно считать, что сказанного выше уже достаточно для того, чтобы читатель мог с пользой для себя познакомиться в самом начале книги с кратким историческим очерком развития идей о фронтах в океане (см. раздел 1.1).

При изучении фронтов в океане чрезвычайно полезным является опыт, накопленный метеорологами, изучавшими фронты в атмосфере. Многие динамические аналогии могут быть непосредственно заимствованы из атмосферной физики. Вместе с тем в физической структуре океана имеются важные отличия от структуры атмосферы. Некоторые проявления океанических фронтов весьма специфичны и могут наблюдаться только лишь в океане. Существенными являются и различия характерных пространственных и временных масштабов изучаемого явления в океане и атмосфере. Анализ всех параллелей и различий между условиями фронтотепеза в этих двух оболочках Земли должен в значительной мере облегчить понимание динамики океанических фронтов (см. раздел 2.4).

Заметим, однако, что и метеорологи испытывали трудности при изучении фронтов, связанные с традиционной привычкой двумерного подхода к атмосферным процессам в синоптической метеорологии (в горизонтальной плоскости XU или на изобарических поверхностях). Океанологи в еще большей мере являются приверженцами двумерного подхода, но не в плоскости XU , а в плоскости XZ , что связано с привычкой строить вертикальные разрезы вдоль маршрута судна. Ни тот, ни другой подходы уже не удовлетворяют требованиям сегодняшних задач и современного уровня понимания изучаемого явления. Фронты в океане трехмерны так же, как и в атмосфере, и хотя их можно иногда аппроксимировать двумерными моделями, наиболее интересные явления на фронтах происходят всегда в трех измерениях пространства и могут быть объяснены лишь в рамках трехмерных нестационарных задач. В этой связи привлечение дистанционных (аэрокосмических) методов наблюдений и измерений обещает нам существенное улуч-

шение качества наших натурных данных и открывает новые, чрезвычайно благоприятные перспективы исследований [50, 71].

Стремление заняться исследованием океанических фронтов возникло у автора естественным путем как результат многолетнего изучения тонкого расслоения океана по вертикали. В этом смысле данная книга служит логическим продолжением монографии «Тонкая термохалинная структура вод океана» [61]. Интересно, что подобная трансформация научных интересов произошла с целым рядом исследователей тонкой структуры вод океана, например с Дж. Вудсом, Г. Роденом и Р. Пингри. Беседы автора с ними выявили естественную общность взглядов на связь между тонкой структурой и фронтами, с одной стороны, и между фронтами и другими мезомасштабными явлениями в океане — с другой. Формированию многих точек зрения автора на фронты в океане в значительной мере способствовало его участие в международном симпозиуме по океанической турбулентности в Льеже в мае 1979 г., где океанические фронты рассматривались как один из элементов разнообразных проявлений турбулентности в океане в масштабах от «миллиметра до мегаметра».

У автора данной книги были предшественники, ставившие себе целью обобщить с различных позиций разнообразную информацию о фронтах в океане. Среди них хотелось бы прежде всего назвать Е. И. Барапова — автора интереснейшей главы о динамике и структуре вод фронтальной зоны Гольфстрима, написанной для сборника «Исследования циркуляции и переноса вод Атлантического океана» [6], вышедшего в свет в 1971 г. В 1975 г. появилась монография В. М. Грузинова «Фронтальные зоны Мирового океана» [19], которую можно считать последней наиболее полной сводкой фактической информации, внесшей существенный вклад в изучение крупномасштабных (климатических) фронтов в океане. Эта книга основана главным образом на океанографических данных, полученных стандартными приборами и по стандартной методике до 1970 г. Естественно, что новые результаты, полученные в течение последнего десятилетия новыми экспериментальными приборами по новой методике, а также дистанционными методами, еще не нашли в этих работах своего отражения. Кроме того, цитированные выше работы не могли по вполне естественным причинам дать физический анализ тех важных сторон проблемы, которые выявились в связи с открытием синоптических вихрей в океане и в связи с признанием тесной связи, существующей между мелкомасштабной турбулентностью, внутренними волнами и тонкой структурой гидрофизических полей в океане. Большинство новых результатов, полученных за последние годы, рассеяны по сотням журнальных публикаций. Обобщить новые результаты, связать их со старыми данными и дать всему ансамблю имеющихся сведений современную физическую интерпретацию и должна предлагаемая читателю монография. Ее внутреннее построение есть результат компромисса между желанием автора как можно полнее изложить имеющийся материал и неизбежным не-

совершенством выбранного принципа его систематизации. Глава 1 содержит необходимую вводную информацию о предмете и методах исследования. Глава 2 дает современное физическое описание явления, включая краткий обзор теории фронтогенеза в океане. Глава 3 посвящена феноменологическим особенностям некоторых типов фронтальных явлений. Едва ли было бы возможным и разумным пытаться охватить в этой главе все существующие в океане типы фронтальных разделов. Неизбежный недостаток, связанный с произвольностью авторского выбора, восполнен классификацией фронтальных зон и разделов, данной в разделе 1.3. Глава 4 содержит сведения о структуре вод океана во фронтальных зонах и особенно вблизи фронтальных разделов. Заключительная глава 5 имеет целью наметить перспективы дальнейших исследований океанических фронтов на ближайшие 10—15 лет.

В своем стремлении всемерно стимулировать изучение океанических фронтов автор опирался на поддержку со стороны члена-корреспондента АН СССР А. С. Мони́на и профессора Г. И. Баренблатта, которые способствовали плодотворному обсуждению многих сторон этой проблемы на теоретическом семинаре Института океанологии им. П. П. Ширшова АН СССР в 1977 г. Коллектив сотрудников руководимой автором Лаборатории экспериментальной физики океана помог в выполнении многих необходимых натурных и лабораторных измерений. В ряде разделов книги использованы результаты, полученные А. Г. Зацепиным, Г. И. Шапиро, М. Н. Кошляковым и др. В работе над книгой существенным подспорьем была библиография работ по фронтам в океане, составленная в 1976 г. в Розенстилльской школе морских и атмосферных наук Флоридского Университета в США и любезно предоставленная в мое распоряжение К. Муэрсом. Непосредственный вклад в написание раздела 2.6 книги внесла Н. П. Кузьмина. Биологическая часть раздела 5.2 написана М. Е. Виноградовым. Очень полезным было обсуждение ряда разделов книги с А. С. Мониним и Д. Г. Сеидовым. Всем им автор выражает свою самую искреннюю благодарность.

Безусловно, книга, написанная в момент коренной ломки взглядов и головокружительно быстрого накопления новых фактов, должна содержать много гипотез, догадок и интуитивных предположений. Однако автор был бы вполне удовлетворен, если бы эти гипотезы и предположения оправдывались затем в той же пропорции, в какой это имело место с его предшествующей монографией «Тонкая термохалинная структура вод океана».

Глава I

ОБЪЕКТ И МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

1.1. Краткий исторический очерк развития идей о фронтах в океане

Задачей любого исторического очерка является не просто хронологическое перечисление фактов, а попытка осмыслить и понять те или иные особенности исторического развития. В данном случае, когда речь идет об исследовании фронтальных разделов в океане, было бы полезно понять, почему, несмотря на то что само явление известно мореплавателям уже более 350 лет, а знакомство океанологов с научной концепцией океанического фронта насчитывает не менее полувека, особенно активный интерес к океаническим фронтам проявился, как это было отмечено в предисловии, лишь в конце минувшего десятилетия.

Действительно, хотя наиболее ранние упоминания о резких сменах характеристик вод океана явно фронтального происхождения встречаются в лоциях и дневниках мореплавателей XV—XVI вв., развитие идей, представляющих интерес для данного исследования, по существу не началось до нынешнего столетия. Лишь отдельные исследователи и мореплаватели прошлого века упоминали факты, указывавшие на весьма сложную локальную структуру крупных пограничных течений в океане, но их наблюдения не могли быть правильно истолкованы прежде, чем основные фронтальные разделы были поняты в самых общих чертах как элементы крупномасштабной циркуляции вод океана. Потребовалось длительное накопление фактов и серьезное развитие теоретических гидродинамических представлений, чтобы понять физическую природу такого замечательного явления, как Гольфстрим, и совместить в единую концепцию понятия «течения» и «фронта» на этом наиболее ярком примере. Прекрасный очерк ранней стадии этого поучительного исторического процесса читатель найдет в главе I книги Г. Стоммела «Гольфстрим» [237].

Само понятие «фронта», возникшее в метеорологии в начале нашего столетия, далеко не сразу было воспринято в океанологии. Знаменитая теорема В. Бьеркнеса уже нашла свое приложение в динамике океанических течений, а ученые все еще не видели во внешних проявлениях различных форм движения в океане достаточных оснований для проведения многих важных физических аналогий с атмосферой. В целом казалось, что океану свойственны более плавные изменения физических свойств и динамических характеристик, нежели атмосфере, и поэтому самые смелые аналогии в наиболее капитальных трудах об океане не шли дальше констатации наличия там довольно обширных зон конвергенций и

дивергенций течений. Эта точка зрения каким-то непонятным образом уживалась с сообщениями о многочисленных наблюдениях в океане странных и трудно объяснимых явлений на поверхности, сопровождавшихся резкими локальными изменениями физико-химических свойств воды и характеристик движения. Наблюдения и размышления долго не могли объединиться в единую концепцию.

Любопытный факт заключается, например, в том, что в 1935 г. немецкий журнал «Annaplen der Hydrographie und Maritimen Meteorologie» уже публиковал статьи о диагностике и прогнозах «фронтальных процессов» и о «фронтальных зонах» применительно к атмосфере, но все еще оставался на уровне описательного обсуждения таких явлений, как полосы толчей* или линии сулоя (схождения течений) на поверхности океана. Известные немецкие ученые мореведы начала нынешнего века О. Крюммель, Г. Шотт и Х. Тораде довольно осторожно и с оговорками связывали эти явления с областями границ течений («Stromgrenzen»), подъемов глубинных вод и областями конвергенций и дивергенций. Витте [258], однако, предполагал более определенную связь между «противоборством потоков» (дословный перевод слова «Stromkabbellung» с нем. яз.) и фронтальными явлениями, в частности — уплотнением при смещении (см. раздел 4.5). В статьях Рёмера [216, 217], Шумахера [226] и других приводились хорошо известные морякам места наиболее частого обнаружения полос толчей и сулоя, такие как пролив Пентленд-Фёрт у северной оконечности Великобритании, Гибралтарский пролив, воды вблизи восточного побережья Северной Америки и западного побережья Мексики, область течения Мыса Игольного, моря Зондского архипелага, область Гвинейского течения и область, прилегающая к западному побережью Африки. В этих же работах записи из вахтенных журналов торговых кораблей, плававших вблизи африканского побережья, были подвергнуты статистическому анализу и обобщению с целью установления мест наиболее частого появления и сезонной зависимости частоты обнаружения полос толчей и сулоя. Оказалось, например, что наибольшая частота наблюдений полос (27 разовых наблюдений в месяц) в районе южнее о-вов Зеленого мыса около 9°42' с. ш. и 15°54' з. д. приходится на октябрь [216], тогда как в области Гвинейского течения около 5° с. ш. и несколько южнее полосы толчей и сулоя наиболее часто наблюдались в августе (в 56 % всех случаев наблюдений за течениями) [226]. Теперь мы можем однозначно связать частоту обнаружения полос толчей и сулоя в этих районах с сезонным циклом апвеллинга в Гвинейском заливе, где в соответствии с особенностями экваториальной циркуляции подъем вод достигает максимальной интенсивности в июле—октябре. Однако 40—50 лет тому назад сведения об ап-

* Толчая — особенно крутое и короткое, часто беспорядочное морское волнение. Имеются эквиваленты на других языках: «Stromkabbellung» — по-немецки (по-видимому, так же обозначается и сулой); «rip» или «current rip» — по-английски; «clapotis» или «clapotage» — по-французски; «shoime» — по-японски (также обозначает и сулой); «Stromrafeling» — по-голландски.

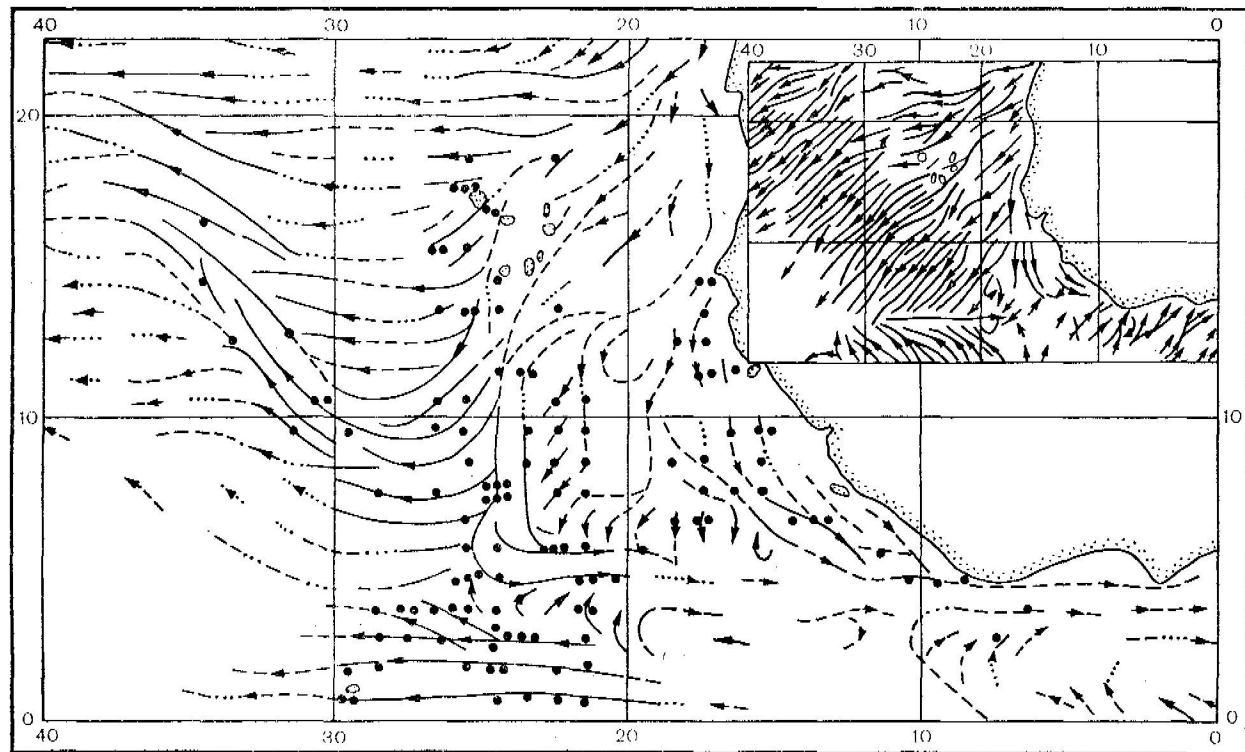
веллинггах были еще весьма отрывочными, и их сезонный ход не был изучен. Карты, построенные Шумахром [226] для пяти месяцев года, с нанесенными на них положениями всех наблюдений полос толчей и суоя в районе к западу от побережья Африки за период 1855—1900 гг. по своей информативности являются совершенно уникальными в своем роде (рис. 1.1 а, б).

Труды немецких ученых не остались незамеченными. Их проанализировал и дополнил своими наблюдениями в океане и результатами лабораторных экспериментов японский исследователь Мичитака Уда [249]. Он не ограничился разовыми наблюдениями явлений на поверхности океана, а пошел существенно дальше своих немецких предшественников, организовав измерения в океане таким образом, чтобы иметь пространственное представление (в горизонтальных и вертикальных плоскостях) о характере распределения физических и динамических характеристик вод вблизи фронтальных разделов. Курьезно, что при этом Уда точно так же, как и немецкие авторы, еще не пользовался термином «фронт».

В принципе можно было бы не без основания считать, что детальное научное исследование океанических фронтов началось в 1938 г. с пионерской работы Уды «Исследования «сиоме» или разрыва течений в морях и океанах» [249]. Однако знаменательно то, что и это исследование не дало толчка широко развернутому научному наступлению на проблемы океанического фронтогенеза, несмотря даже на наличие важных динамических предпосылок, содержащихся в ранних работах А. Дефанта [104, 105], безусловно известных широкому кругу мореведов. Вспомним, что такая же судьба постигла пионерские работы немецкого гидрофизика Калле (см. [61]) в области тонкой термохалинной структуры, которые не привели к немедленному осознанию важности обнаруженного явления и были практически забыты на целых три десятилетия до наступления «лучших времен». Вторая мировая война, безусловно, приостановила развитие наук об океане. Но были и чисто научные причины, заключавшиеся в том, что научный климат еще не был готов к восприятию слишком сложных для того времени представлений о структуре вод океана. Даже самое общее физико-географическое описание океана в те годы еще не было завершено, и научная мысль стремилась в основном к пониманию океана в целом за счет необходимого упрощения через систематизацию накопленных знаний. Для закономерного усложнения взглядов на отдельные, пусть даже очень важные стороны вопроса время еще не пришло.

Не во всех странах, однако, ситуация была полностью одинаковой. Необходимость детального изучения океанических фронтов диктовалась для японских ученых в первую очередь интересами прибрежного рыболовства, обеспечивающего жизненно важные потребности населения Японии в белковой пище. Не должно удивлять поэтому то, что японские океанографы уже 40—50 лет тому назад могли проводить съемки фронтов с одновременным участием

a)



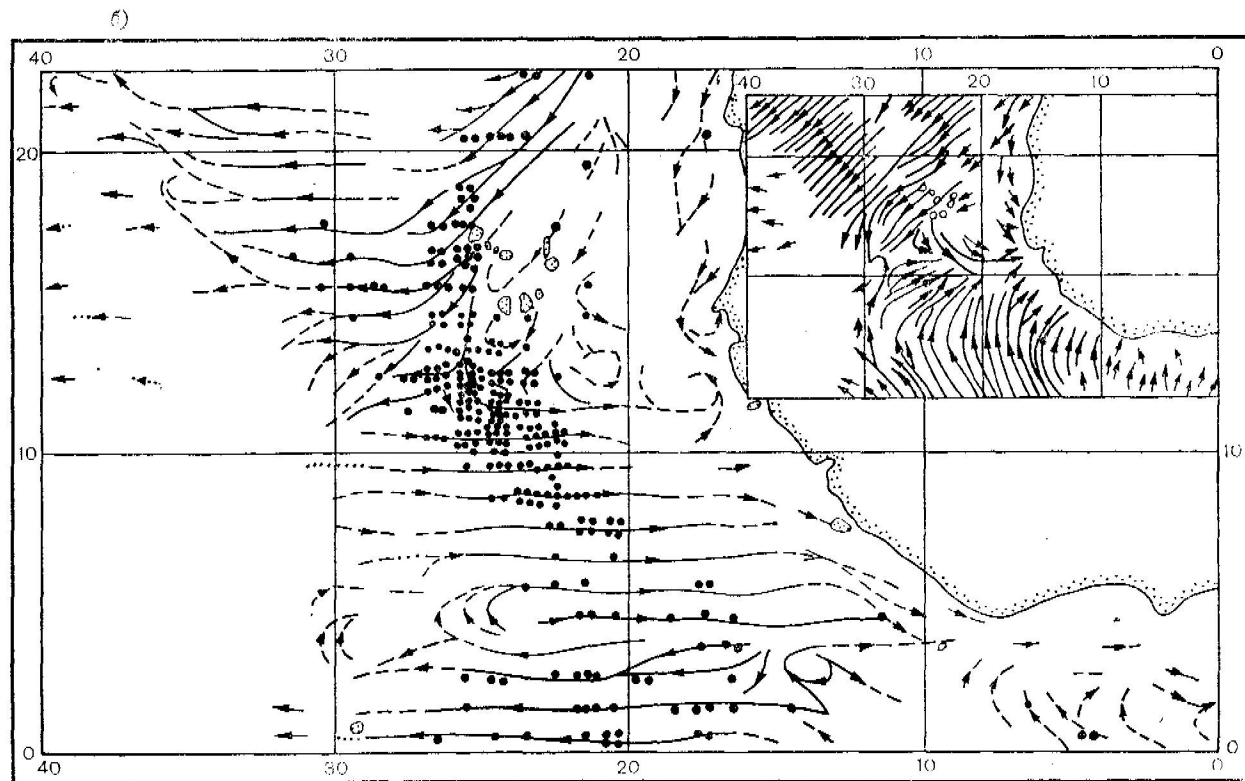


Рис. 1.1. Случаи наблюдений мореплавателями полос толчеи и суоя (черные точки) в районе к западу от побережья Африки в январе (а) и в августе (б) в период с 1855 по 1900 г., по данным Шумахера [226].

Сплошные стрелки — направление ветра; пунктирные — направление течений на поверхности оксана.

нескольких исследовательских судов, что не всегда может быть организовано даже сегодня. Ученые других стран в течение долгого времени подходили к изучению фронтов в океане в основном с описательной географо-климатологической точки зрения. В этом случае интерес стимулировался главным образом стремлением систематизировать развивающиеся представления о географической зональности распределения физических характеристик общей циркуляции вод океана и его водных массах, а также перенесением некоторых наиболее общих и формальных аналогий из области изучения атмосферы на океан. Отсюда вытекает колоссальная разница в самом подходе к данной теме в наиболее важных океанографических трудах предвоенного времени. В цитированной выше фундаментальной феноменологической работе Уды мы находим, например, первые детальные описания разнообразных проявлений фронтов на поверхности океана и тонкой термохалинной структуры, присущей фронтальным зонам. Уда предложил некую классификацию фронтов по их характерным особенностям, а также первые физические гипотезы относительно процессов фронтогенеза в океане. В то же самое время в классической монографии Н. Н. Зубова «Морские воды и льды» 1938 г. концепция «океанического фронта» все еще отсутствует, а в известнейшем труде Свердруп, Флемминга и Джонсона 1942 г. «Океаны» лишь в самых общих чертах дается описание основных зон конвергенций в Мировом океане и вскользь упоминается со ссылкой на [249] наличие многочисленных вихрей и видимых на поверхности «линий демаркации» между отдельными ветвями течения Куроисио.

То, что наблюдения немецких ученых и пионерские исследования Уды не получили должного освещения в наиболее важных сообщениях последних лет, привело к тому, что совсем недавно вновь стали объявляться «неисследованными» вопросы, на которые Уда нашел ответы более 40 лет тому назад.

Просуммируем поэтому наиболее важные результаты Уды так, как они нам представляются сегодня в свете современных знаний.

1. Уда выделял явление резких активных фронтов на поверхности океана («сиоме») на фоне общего повышения горизонтальных градиентов температуры, солёности, плотности и скорости течений. Так, в переходной зоне между течениями Курильским (Оясио) и Куроисио, которую последующие исследователи считали всю в целом фронтальной зоной или частью субполярного фронта, Уда локализовал места, где в различные месяцы наблюдались «сиоме» (рис. 1.2 а, б). В этом можно усмотреть физические основы для признания существования целой иерархии масштабов явления, а также возможность интенсивного локального взаимодействия (локальной динамики фронтов) на фоне общей климатической однородности пространственного распределения физических характеристик вод океана. Здесь же содержится феноменологические основы для разделения понятий «фронтальная зона» и «фронтальный раздел» (или «фронт»).

2. Уда подробно описал различные видимые и шумовые проявления «сиоме»: резкое повышение крутизны воли и ряби, т. е. возникновение толчен, разрушение которой сопровождается характерным шипящим звуком; скопление плавающих предметов, мусора, водорослей и планктона, характерное для линий сулоя; изобилие проявлений жизни (рыб, китообразных, птиц) в непосредственной близости от фронта; смену направления течений при пересечении фронта и т. д.

3. Уда исследовал зависимость положений «сиоме» от распределения относительной завихренности движения и находящихся всегда поблизости друг от друга областей конвергенции и дивер-

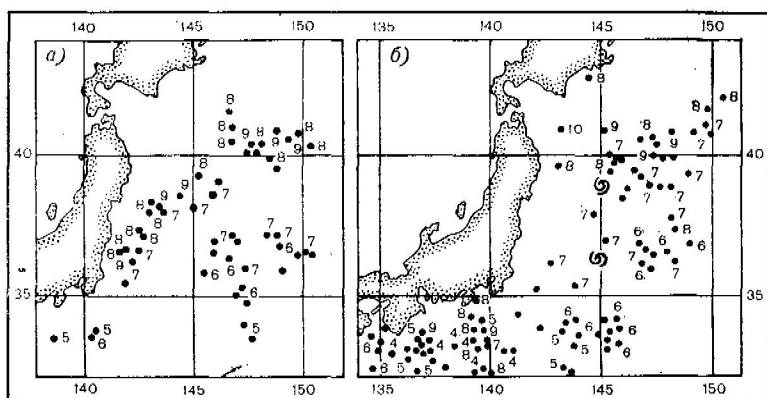


Рис. 1.2. Случаи наблюдения «сиоме» рыболовными судами к востоку от Японии во фронтальной зоне Курошио в 1936 г. (а) и 1937 г. (б), по данным [249].

Цифры возле кружков — месяц; спиралями нанесено положение вихрей по спутниковым данным (см. раздел 3.1, рис. 3.7), наблюдавшихся 6 июня 1980 г.

генции течений. На основе богатого экспериментального материала, собранного в океане, он пришел к выводу, что положения «сиоме» в большинстве случаев совпадают с линиями конвергенций, чему соответствует циклоническая (разрядка моя, К. Ф.) завихренность прифронтальных течений. Этот вывод находится в полном согласии с выводами Дефанта [104, 105] и более поздним обсуждением динамики оксанических фронтов Петерсеном и Остипом [206].

4. Уда подметил, что «сиоме» обычно наблюдается вблизи границ раздела водных масс и течений (разрядка моя, К. Ф.). Впоследствии многие исследователи сделали шаг назад и стали считать фронтами границы раздела между «водными массами», забывая о динамической стороне проблемы.

5. По данным собственных наблюдений Уда составил первую классификацию фронтов, рассматривая происхождение «сиоме» с точки зрения особенностей крупномасштабного поля движения в окрестностях наблюдаемого явления. При этом он фактически

связал фронты с деформационными полями в океане, не употребляя еще самого термина «деформационное поле», хотя последний уже широко употреблялся в это время в динамической метеорологии.

6. Уда связывал частое появление «сиоме» в некоторых районах с особенностями донной топографии, в особенности прибрежной.

7. Уда описал появление на вертикальных профилях и разрезах во фронтальных зонах характерной тонкой термохалинной структуры — «дихотермальных» и «мезотермальных» прослоек. Хотя он и не пользовался термином «интрузия», появившимся позже, процесс, который он описал при этом, является интрузионным процессом, характерным для фронтальных зон (см. раздел 4.2).

8. Уда описал ряд известных ему лабораторных экспериментов своих современников и сам провел серию опытов в лаборатории, которые, несмотря на некоторую наивность постановки, тем не менее качественно воспроизводили неустойчивость фронтальных разделов и тенденцию к образованию на них возмущений волно-вихревого характера.

С весьма конкретными результатами Уды резко контрастируют более поздние сомнения ряда исследователей. Например: «...появились соображения о том, что океанические фронты надо выделять не только по конвергенциям, но и по дивергенциям. Кроме того, была выдвинута идея, что океанические фронты связаны с максимальными вертикальными скоростями перепоса вод. Необходимой ясности нет и сейчас, так как специальные исследования этого вопроса очень ограничены» [53]. Высказывались и более крайние точки зрения, а именно, что фронты не следует отождествлять даже с конвергенциями, а что их нужно проводить по осям основных ветвей общей циркуляции, т. е. по нулевым значениям вихря горизонтальной составляющей скорости таких крупных течений, как, например, Гольфстрим. Подобному разнообразию мнений немало способствовал отказ от феноменологического подхода Уды [249] в пользу подхода умозрительного. Последний привел, например, Ю. А. Иванова и В. Г. Неймана к формированию двух различных понятий «физический фронт» и «динамический фронт» [28] наряду с отождествлением понятий «фронт» и «фронтальная зона».

Вообще говоря, в первые послевоенные десятилетия было выполнено мало натурных исследований, специально посвященных океаническим фронтам как явлению. К тому же эти исследования были настолько несистематичными, что процитированные выше точки зрения не должны особенно удивлять. Видимо, упрощенные схемы основных гидрологических фронтов, под которыми понимались некие условные границы в океане идеализированной формы (см., например, [52]), все время входили в противоречие с теми наблюдениями, которые все-таки накапливались благодаря усилиям наиболее пытливых исследователей [4, 5, 117, 120, 122]. Тео-

ретическая сторона вопроса в то время еще не была даже в первом приближении удовлетворительно разработана. Идея вихреобразования на фронтах находилась еще на уровне догадок, а не гипотез. В 1960 г. В. Н. Степанов, отстаивая исключительное право конвергенций называться фронтами, писал: «Кроме того, в зоне конвергенций вод, как и в области метеорологических фронтов, возникают такие крайне важные явления, как циклонические вихри, образование которых в области дивергенций совершенно исключается. ...При этом, чем больше различие свойств водных масс по обе стороны фронта, тем интенсивнее будут циклонические вихри. Вполне вероятно, что при сильных нарушениях равновесия сил на фронте, как и в атмосфере, образуется серия гидрологических циклонов. Перемещаясь вдоль фронта, с удалением от него они постепенно затухают. Судя по материалам, относящимся к Гольфстриму, гидрологические циклоны, «отрываясь» от фронта, уходят в область теплых вод, где и окклюдируют» [52]. Для того времени, когда она была высказана, эта аналогия с атмосферой выглядит очень смелой. Но даже привлечение простейших вихревых аналогий (см. обсуждение работы Баркли в монографии В. М. Грузинова [19] на с. 135—137) к объяснению пространственной структуры фронтальных зон океана и позже встречалось с большими трудностями как в связи с необыкновенной сложностью наблюдаемых пространственных распределений температуры и солености в этих зонах, так и по причине весьма идеализированного характера самих аналогий. Заметим, что механистическое перенесение на океан кажущихся аналогий с атмосферой скорее мешало, нежели помогало правильному пониманию закономерностей океанического фронтогенеза. Вместе с тем глубокий физический смысл предпринятых еще в 50-х годах сравнений структуры и динамики течений в атмосфере и океане [193, 219, 220] не привел к немедленному переосмысливанию традиционных для описательной океанографии представлений о фронтах в океане.

О десятилетии 1950—1960 гг. можно сказать, что это было время, когда современная теория океанических течений только еще начинала развиваться и накопленный опыт сопоставления теоретических результатов и данных наблюдений был все еще довольно разочаровывающим. Лучшее всего охарактеризовал эту эпоху Г. Стоммел [236]: «В прошлом было очень мало точек соприкосновения между нашим представлением об океане, основанном на традиционном анализе стандартных данных, и той картиной океана, которая возникла из упрощенных теоретических моделей ламинарного характера. Мне кажется, что причину этого найти легко: ни одна из моделей не была доведена до того уровня тонкости, который соответствовал бы естественной сложности явлений в океане. Из тех разрозненных свидетельств, которыми мы сейчас располагаем, представляется, что динамика океанической циркуляции и перенос различных свойств в море скорее всего определяются крупномасштабными нестационарными турбулент-

ными процессами, которыми наблюдатели до сих пор пренебрегали и которые теоретики надеялись обойти».

В эту пору очень остро ощущалась потребность в крупных направляющих гипотезах, которые определяли бы стратегию и тактику организации наблюдений. Именно этой проблеме и была посвящена статья Стоммела «Разновидности океанографического опыта» (236), цитата из которой была приведена выше.

Несмотря на трудности, свойственные любому периоду развития, ряд очень важных натурных исследований все же был выполнен в течение первых послевоенных десятилетий во фронтальной зоне Гольфстрима. Их целью было выяснение структуры и характера меандрирования этого мощного теплого течения Атлантики. В июне 1950 г. Вудсхольским океанографическим институтом США в районе Гольфстрима была проведена экспедиция под названием «Операция Кабот» [120, 122] с участием 7 судов, которая впервые картировала во всех деталях крупный меандр Гольфстрима (см. рис. 3.1 в разделе 3.1) в процессе его превращения в отдельный гигантский циклонический вихрь.

Результаты детальной температурной съемки, полученные экспедицией «Кабот», подтвердили более ранние предположения Чёрча [237] о том, что основная струя Гольфстрима (и, стало быть, связанный с нею фронт) восточнее мыса Хаттерас не сохраняет постоянного положения, а мигрирует в волнообразном меандрирующем движении.

Эти результаты были позже дополнены исследованиями Е. И. Баранова [4—8], который специально интересовался тонкой пространственной структурой фронтальной зоны Гольфстрима и связью этой структуры с меандрированием течения. Своим анализом процессов вихреобразования в этой зоне он намного опередил других исследователей.

Интересно отметить, что ни результаты экспедиции «Кабот», ни результаты почти десятилетних исследований Е. И. Баранова с сотрудниками не привели тогда же к общепринятому физическому пониманию вихребразующей роли Гольфстрима и других западных пограничных течений. Потребовались еще наблюдения П. Сондерса [224] с самолета за рождением антициклонического вихря из меандра на северу от Гольфстрима и обобщение Фьюгистером [121] наблюдений за циклоническими вихрями, чтобы, наконец, родилась и закрепились четкая концепция фронтальных вихрей или «колец», как мы понимаем ее сегодня на примерах «колец» Гольфстрима или Курисио [164].

В начале 60-х годов начали постепенно созреть и предположения о том, что вихревое движение может быть гораздо более широко распространенной формой движения вод открытого океана даже вдалеке от таких мощных течений, как Гольфстрим. В цитированной выше статье [236] Стоммел по этому поводу писал: «Нас не интересует описание этих вихрей в изолированном виде: мы хотели бы выяснить, играют ли они важную роль в возбуждении крупномасштабной циркуляции. Имеет ли место взаимо-

действис между вихрями и крупномасштабной циркуляцией в океане, как это имеет место в атмосфере? Эта проблема является фундаментальной по отношению к пониманию общей циркуляции океана». К этому можно добавить, что та же самая проблема являлась фундаментальной и по отношению к пониманию фронтогенеза в океане и к пониманию роли фронтов как неотъемлемых элементов тех «крупномасштабных, нестационарных турбулентных процессов», о которых говорил Стоммел в другой части той же статьи.

На наш взгляд, это понимание стало возможным лишь после того, как в течение 1970-х годов наука об океане прошла через три важных этапа:

1) общее динамическое сходство между океаном и атмосферой стало осознаваться более глубоко наряду с пониманием ряда конкретных и существенных физических различий;

2) в океане были открыты и в первом приближении исследованы разнообразные по характеру и масштабам вихревые движения, в том числе вихри синоптического масштаба *;

3) в океане была открыта тонкая термохалинная стратификация и в первом приближении изучены основные структурообразующие процессы.

С другой стороны, перечисленные выше важные этапы создали к концу 70-х годов научную атмосферу, необыкновенно стимулирующую интерес к дальнейшему изучению фронтов в океане. При этом естественным образом на первое место постепенно стали выдвигаться исследования связи между фронтами и вихревыми образованиями синоптического масштаба. Любопытно, что первое прямое обнаружение и детальное описание такого вихревого образования во время советского эксперимента «Полигон-70» [33] сопровождалось обнаружением и описанием термохалинного фронта [72], возникшего в связи с наблюдавшимся антициклоническим вихрем.

В дальнейшем развитии исследований океанических фронтов важную роль сыграли также интереснейшие международные научные обсуждения, организованные в самые последние годы:

1) Чаппеновская конференция по океаническим фронтам в г. Новый Орлеан, США, в октябре 1977 г.;

2) Семинар по океаническим фронтам в прибрежных водах в Стопи-Брук, США, в мае 1977 г.;

3) Междисциплинарная дискуссия по океаническим фронтам во время 14-го Общего собрания СКОРа в г. Бресте, Франция, в январе 1978 г.;

4) 2-й Симпозиум по морской турбулентности Международного десятилетия исследования океана, организованный СКОРом и МОК в г. Льежс, Бельгия, в мае 1979 г.

* См. недавно опубликованную книгу В. М. Камснковича, М. Н. Кошлякова и А. С. Моница «Синоптические вихри в океане» (Л., Гидрометеоиздат, 1982).

Первые три из перечисленных выше обсуждений имели еще и тот положительный эффект, что они выдвинули на передний план незаслуженно забытые и неизвестные многим исследования Мичитаки Уды [249] и привлекли к ним всеобщее внимание. Сообщение проф. Уды на открытии Междисциплинарной дискуссии в Бресте в 1978 г., сопровождавшееся показом большого числа фотографий и диапозитивов, сделанных им самим, оказалось чрезвычайно уместным и полезным тем, что оно снова подчеркнуло физическую осязаемость и своеобразность изучаемого явления. Великолепные фотографии линий сулоя и пены, полос толчей, скоплений плавающих предметов и водорослей, резкого изменения цвета воды и других разнообразных поверхностных проявлений фронтов в океане — все это задавало определенный тон всему обсуждению: участники имели дело не с абстрактными демаркационными границами между не менее абстрактными водными массами и не с формальными сгущениями изотерм, а с реальным, сложным и многогранным динамическим явлением, физические исследования которого могут и должны проводиться только на основе тщательно организованных наблюдений и измерений в океане.

Успех нового подхода к проблеме фронтов в океане оказался тесно связанным с недавно открывшимися возможностями использования аэрокосмических средств наблюдения и измерений. Многие сообщения на Чапменовской конференции и практически все крупные доклады, сделанные в Бресте, опирались на спутниковую информацию и прежде всего на изображения поверхности океана, полученные в ИК диапазоне. Тепловые контрасты фронтов на поверхности океана оказались отчетливо различимыми на изображениях, полученных даже с геостационарных спутников, располагающихся на высоте около 36 000 км над Землей. Исследования фронтов в океане одними из первых получили прямой осязаемый выигрыш от развития новой космической техники.

Все дальнейшее уже не относится к истории вопроса, а составляет существо данного исследования. Поэтому о работах самого последнего периода читатель узнает по ходу изложения материала в соответствующих главах.

1.2. Об определении, терминологии и критериях

В сентябре 1976 г. во время Объединенной океанографической ассамблеи в г. Эдинбурге собралась небольшая группа специалистов, интересующихся океанографическими фронтами, включавшая Джона Вудса, Гуннара Родена, Кристофера Муэrsa, А. С. Мониina и автора этой книги. Состоявшаяся оживленная дискуссия была специально посвящена вопросу определения того, что называть фронтом в океане. Общее мнение свелось к тому, что ввиду многообразия физической природы, внешних проявлений и масштабов, характеризующих фронты в океане, отыскать им краткое однозначное и универсальное определение было не только невозможно, но и нецелесообразно. Это мнение отражает неудовлетворенность

результатами имевших место многочисленных попыток дать приемлемое физическое определение содержанию терминов «фронт», «фронтальный раздел», «фронтальная зона». Подобная неудовлетворенность выражалась в литературе неоднократно (см., например, обзор [48]), но никогда не мешала и самим критикам попробовать силы в этом трудном вопросе и попытаться исправить неудовлетворительное положение дел. Так, недавно в энциклопедическом словаре географических терминов [73] появились следующие определения, автором которых является А. С. Полосин:

«Фронтальная зона: 1) в океанологии — область, внутри которой изменяется положение *океанического фронта* в годовом, суточном или многолетнем ходе. Внутри относительно широкой фронтальной зоны всегда обнаруживается узкая полоса фронта; 2) в метеорологии — переходная полоса между двумя воздушными массами, обычно более размытая и широкая, чем фронт».

«Океанический фронт — наклонная плоскость раздела двух различных масс воды в океане. Здесь наблюдаются наибольшие горизонтальные градиенты всех океанографических характеристик (температуры, солености и др.)».

Эти определения, на наш взгляд, не хуже и не лучше других определений, с которыми их объединяет то общее свойство, что, будучи до известной степени верными, они, однако, не улавливают и не отражают тех особенностей локальной динамики, которые в реальном океане превращают формальное сгущение изолиний во вполне определенное физическое явление — фронтальный раздел (или фронт).

Следует особо отметить попытки подойти к определению океанического фронта с диаметрально противоположной стороны. Так, например, Оуэн [201], основываясь на тех свойствах фронтальных разделов, которые важны для рыбного промысла и морской биологии, дал недавно следующее определение: «Фронт есть линия или вытянутая зона, определяющая ось латерально-конвергентного потока, ниже или выше которой возбуждается вертикальное движение». Это определение, в отличие от упоминавшихся ранее, никак не касается горизонтальных градиентов физических характеристик, с которыми связан «конвергентный поток». Таким образом, налицо другая крайность, затрудняющая пользование этим определением.

Иными словами, имеющиеся определения не помогают понять, как во фронтальной зоне на основе начального обострения горизонтальных градиентов физических характеристик в довольно широкой зоне может возникнуть и существовать резкий фронтальный раздел или несколько разделов, имеющих характер разрыва. Это и не удивительно, так как механизмы локальной динамики, способствующие длительному поддержанию градиентов физических свойств на фронтальном разделе в обостренном состоянии, пока еще очень плохо изучены. Гипотетически можно указать на следующие факторы и процессы, которые могут способствовать обострению градиентов на границах раздела:

— вращение Земли и возникновение внутренних экмановских слоев;

— турбулентное вовлечение;

— инерционные (нелинейные) эффекты;

— уплотнение при смещении.

По-видимому, в океане, находящемся под динамическим воздействием атмосферы и заполненном вихрями различных масштабов, нет недостатка как в квазистационарных, так и в эпизодически действующих деформационных полях (см. раздел 2.5). Соответственно в океане должны всегда существовать как квазистационарные, так и эпизодически возникающие области повышенных (в сравнении со средними) пространственных градиентов физических свойств — фронтальные зоны. Ключевой вопрос, однако, таков: до каких значений внешние фронтогенетические факторы должны обострить пространственные градиенты основных термодинамических характеристик в какой-то части фронтальной зоны, чтобы один из перечисленных выше факторов или процессов начал участвовать в локальной динамике самоподдержания возникшего фронтального раздела? И другой вопрос: какова же конкретно эта локальная динамика? Эти вопросы пока не имеют убедительного и однозначного ответа. Именно в этих направлениях должны быть сосредоточены основные усилия исследователей.

В отсутствии четких ответов на ключевые вопросы динамики океанических фронтов остается лишь прибегать к условным формальным критериям, помогающим достичь согласия о том, что именно считать «фронтальной зоной», «фронтальным разделом», «фронтом». В этом отношении для удобства дальнейшего изложения хотелось бы иметь более четкие критерии, нежели те, которые содержатся в цитированных выше определениях [73] или были сформулированы другими исследователями ранее [6, 70]. Поэтому будем считать *фронтальной зоной* в океане такую зону, в которой пространственные градиенты основных термодинамических характеристик значительно обострены * по сравнению со средним равномерным распределением между устойчиво существующими климатическими или иными экстремумами. В свою очередь *фронтальный раздел* — это поверхность внутри фронтальной зоны, совпадающая с поверхностью максимального градиента одной или нескольких характеристик (температуры, солености, плотности, скорости и т. д.). Тогда, строго говоря, *фронт* — это след пересечения фронтального раздела с любой выбранной поверхностью, в частности со свободной поверхностью океана или с изопикнической поверхностью. При таком подходе термоклин или пикноклин в океане также можно считать фронтальной зоной. Однако с ним, как правило, не бывает связан какой-либо реально существующий поверхностный фронт, за исключением тех случаев, когда термоклин

* Количественная сторона критерия всегда может быть определена произвольно для каждой конкретной задачи.

(или пикпоклип) выходит на свободную поверхность, как это бывает в зонах апвеллинга — подъема глубинных вод.

Высказанная точка зрения не противоречит часто наблюдаемому явлению «многофронтальности» фронтальных зон (см. разделы 2.1 и 4.1). Больше того, наличие нескольких фронтальных разделов внутри одной и той же фронтальной зоны молчаливо предполагает наличие там же нескольких областей дивергенции, которые, в соответствии с наблюдениями Уды [249], всегда располагаются на некотором расстоянии от фронтальных разделов (конвергенций). Чередование конвергенций и дивергенций внутри фронтальной зоны может быть связано с вихреобразованием.

Заметим, что в распоряжении океанологов, в отличие от метеорологов, нет установившегося общепринятого деления фронтов на «теплые» «холодные» и «фронты окклюзии». Возможно, что создание физической или феноменологической классификации океанических фронтов и является назревшей задачей. Этот вопрос будет рассмотрен в следующем разделе.

Стоит указать также, что даже исследователи, сознающие необходимость введения различий по существу между понятиями «фронтальная зона», «фронтальный раздел», «фронт», сами на деле часто не придерживаются в своих работах указанной терминологии и пользуются во всех случаях для краткости словом «фронт». Это относится и к большинству более ранних работ автора. Надо подчеркнуть здесь, однако, что вполне допустимо заменять выражение «фронтальный раздел» более коротким — «фронт» или пользоваться ими как синонимами. Но делать различие между «фронтальной зоной» и «фронтальным разделом» («фронтом») совершенно необходимо.

Из всех исследователей, пытавшихся найти универсальное определение океанического фронта, наиболее близких с нашими точек зрения придерживался Е. И. Баранов [6], который по аналогии с метеорологами делал различие (по существу — масштабное) между фронтальной зоной и фронтом и признавал возможность присутствия нескольких фронтов в одной фронтальной зоне. По определению Е. И. Баранова, «*фронтальная зона* — широкая переходная, относительно стационарная во времени и пространстве зона между водными массами, имеющими различные количественные характеристики физических и химических свойств». Неудобство этого определения связано с его опорой на концепцию «водной массы», которую в свою очередь очень трудно определить, а также с тем, что требование относительной стационарности во времени и в пространстве привязывает это определение исключительно к явлениям климатического характера и масштаба.

То, что Е. И. Баранов определяет как «фронт», в рамках нашего определения называется «фронтальным разделом» — выражение, которое за последнее время стало употребляться очень широко. В свою очередь «фронт», как он понимается на с. 22, называется у Е. И. Баранова «линией фронта» — термин, который ни им самим, ни другими авторами практически не употребляется.

Эти последние различия между двумя подходами со всей их терминологией не являются существенными по сравнению с теми расхождениями, которые возникают из-за связи понятия фронтальной зоны с концепциями водной массы и климатической зональности в подходе Е. И. Баранова [6].

Ниже хотелось бы обсудить некоторые стороны практического применения критериев, обуславливающих употребление того или иного термина, а также высказать некоторые соображения о том, как подобные критерии могут быть использованы в качестве инструментов исследования.

Одним из достоинств критериев, сформулированных выше, с точки зрения автора, является то, что они позволяют правильно учесть соотношение пространственных масштабов при явной многомасштабности изучаемого явления.

Рассмотрим это свойство предложенных критериев на примере выделения основных фронтальных зон в поле температуры поверхностного слоя (ТПС), скажем, для Северной Атлантики или северной части Тихого океана. Как было условлено, горизонтальный градиент ТПС поперек основных фронтальных зон должен быть существенно обострен по сравнению со средним меридиональным климатическим градиентом, который для указанных частей океанов приблизительно равен $0,003^{\circ}\text{C}/\text{км}$. С другой стороны, из наблюдений известно [214, 251], что выделяемые фронтальные зоны характеризуются средними горизонтальными градиентами ТПС от $0,03$ до $0,15^{\circ}\text{C}/\text{км}$. Поэтому введение произвольного численного критерия

$$\Gamma_{\text{фз}} \geq 10\bar{\Gamma}_{\text{к}}, \quad (1.1)$$

где $\Gamma_{\text{фз}}$ — горизонтальный градиент ТПС во фронтальной зоне, а $\bar{\Gamma}_{\text{к}}$ — средний климатический градиент ТПС в рассматриваемой области, позволяет найти положение и границы всех основных фронтальных зон по данным измерений с довольно грубым пространственным разрешением (~ 10 км). Вся субтропическая конвергенция при этом, например, будет выделена (в пределах выбранного критерия) как единая зона шириной от 100 до 300 км.

Если же в свою очередь мы захотим найти положения всех резких термических фронтов внутри зоны субтропической конвергенции, то количественный критерий для их выделения можно записать как

$$\Gamma_{\text{ф}} \geq 10\bar{\Gamma}_{\text{ск}}, \quad (1.2)$$

где $\Gamma_{\text{ф}}$ — горизонтальные градиенты ТПС на фронтах, а $\bar{\Gamma}_{\text{ск}}$ — средний, известный из наблюдений горизонтальный градиент ТПС поперек зоны субтропической конвергенции.

Наблюдения Вурхиса [251] в зоне субтропической конвергенции Атлантического океана в зимнее и весеннее время дали $\bar{\Gamma}_{\text{ск}} \approx \approx 0,03^{\circ}\text{C}/\text{км}$, что неплохо соответствует критерию (1.1), примененному на первой стадии задачи. На второй стадии задачи будут уже выделяться фронты с градиентами $\Gamma_{\text{ф}} \geq 0,3^{\circ}\text{C}/\text{км}$. Для этого,

однако, потребуются данные измерений с существенно лучшим пространственным разрешением (1 км или лучше).

Кажущаяся произвольность предлагаемых критериев не должна никого смущать. Исследователь очень редко подходит к изучаемому явлению вслепую. Его априорные знания и опыт предшествующих исследований должны подсказывать ему значения параметров, определяющих количественную сторону этих критериев. В отдельных случаях для этого могут потребоваться дополнительные исследования. Известные из наблюдений соотношения между средними горизонтальными градиентами ТПС во фронтальных зонах Куроиси и Гольфстрима, достигающими $0,1\text{---}0,15^\circ\text{C}/\text{км}$ [214], и локальными градиентами ТПС на отдельных фронтах внутри этих зон ($1\text{---}1,5^\circ\text{C}/\text{км}$ и даже до $5\text{---}10^\circ\text{C}/\text{км}$ [6, 17, 66, 174]) подтверждают приведенные выше аргументы. Выполненная на основании применения подобного рода критериев работа [31] по оценке частоты повторяемости термических фронтов в океане (см. также раздел 2.1) свидетельствует о «работоспособности» избранного подхода.

Данный подход может оказаться полезным, по мнению Г. И. Баренблатта, и при математической трактовке различных задач о фронтах, поскольку вводимое критериями типа (1.1) и (1.2) различие между фоном и исследуемым явлением на 1—3 порядка открывает возможности для упрощения и решения задач путем разложения в ряд по малому параметру.

С другой стороны, можно утверждать, что при математической трактовке задач о фронтах и об обмене через них массой, теплом и импульсом применение критериев типа (1.1) и (1.2) автоматически будет способствовать выделению областей (малых и больших), в которых должен соблюдаться динамический баланс свойств, диктуемый законами сохранения.

Рассматриваемые критерии не противоречат и концепции Вудса [266], который по аналогии с анализом атмосферного фронтогенеза рассматривает и в океане фронтогенетический эффект адиабатических движений. Поэтому он выделяет фронтальные разделы по максимальным градиентам термодинамических характеристик на изопикнических поверхностях. В соответствии с его терминологией фронт является «термоклинным», когда изотермические поверхности наклонены по отношению к изопикническим.

Далее следует заметить, что подразумеваемое нами физическое содержание термина «фронтальная зона» не требует, чтобы все основные термодинамические характеристики (температура, соленость, плотность и скорость движения) одновременно претерпевали резкое изменение во фронтальной зоне. Поскольку наше понимание термина «фронтальный раздел» или «фронт» является производным от понятия фронтальной зоны, исследователь может в соответствии с тем, что он наблюдает в природе, говорить о термических или соленостных фронтах, равно как и о линиях конвергенции течений (например, приливных), не боясь погрешить против предложенных критериев. Кроме того, существование в одной

фронтальной зоне нескольких фронтальных разделов и нескольких фронтов, из которых часть может быть термическими, а часть соленостными (если такое возможно*), также не будет противоречить предложенным нами критериям. Учитывая, что очень часто наблюдения в океане бывают недостаточно полными (отсутствуют измерения скорости течения или даже солености), следует приветствовать употребление терминов «термический фронт», «температурный фронт», «фронт в поле температуры» или «соленостный фронт», «фронт в поле солености» и т. д. в соответствии с тем, что ими было обнаружено в действительности. Пояснительные определения типа «слабый (фронт)» или «резкий» предпочтительно сопровождать количественными оценками.

1.3. Классификация фронтальных зон и фронтов Мирового океана

Едва ли можно надеяться подробно изложить в одной книге всю имеющуюся информацию обо всех разнообразных типах фронтальных разделов, когда-либо обнаруженных в океане. Более правильный путь заключается в изложении всего того, что является фундаментальным для любых океанических фронтов и выявлении той скрытой системы закономерностей, которой подчиняются все известные или мыслимые модификации. Сделать этого нельзя, не имея хотя бы элементарной классификации изучаемых явлений.

В литературе имеются несколько попыток классифицировать фронты, встречающиеся в Мировом океане, по некоторым характерным наборам признаков [70, 82, 187, 249]. Все они вполне логичны, но более или менее неудачны по причине слишком большого многообразия форм и масштабов изучаемого явления.

Мичитака Уда [249] первым в своей работе предложил разделить все случаи наблюдающихся в океане проявлений фронтов («сиоме») на три категории:

а) «сиоме» первого рода, образующееся в результате чистой конвергенции поверхностных течений;

б) «сиоме» второго рода, образующееся в зоне конвергенции, возникающей по соседству с областью апвеллинга, и соответственно являющееся следствием дивергенции, породившей этот апвеллинг;

в) «сиоме» третьего рода, также наблюдающееся на поверхности океана, но возникающее вследствие раздела между водными массами (и течениями) в толще вод океана на уровне основного термоклина.**

* Данные наблюдений [101] во фронтальной зоне Орегонского апвеллинга показывают, что и такая ситуация имеет место в природе.

** Позже (см. табл. 1.2 и 1.3 ниже и подразделы 3.1.1 и 3.1.3) мы увидим, что многие активные приповерхностные фронты в открытом океане относятся к этой категории и связаны с вихрями синоптического масштаба, формирующимися в толще пикноклина.

Классификация Уды — это своего рода генетическая классификация, основанная на деформационных свойствах поля движения в пространственном масштабе, существенно большем, нежели само наблюдавшееся явление «сиоме». Однако эта классификация локальна в том смысле, что она систематизирует динамические условия фронтогенеза, типичные для условий района, прилегающего к Японским и Курильским островам, чрезвычайно активного во фронтогенетическом отношении, но включающего далеко не все ситуации, типичные для Мирового океана в целом.

Федоровым и Кузьминой [70] была предложена следующая классификация фронтов по масштабам:

- 1) крупномасштабные квазистационарные фронты климатического происхождения;
- 2) мезомасштабные фронты или фронты синоптического характера;
- 3) мелкомасштабные фронты локального происхождения.

Предложенная классификация еще не учитывала введенных теперь автором (см. предисловие и раздел 1.2) терминологических различий между «фронтальными зонами» и «фронтами». Поэтому приведенные в [70] примеры включали как средние характеристики для очень широких фронтальных зон климатического характера, так и локальные характеристики собственно фронтов или фронтальных разделов. Если и теперь пользоваться этой классификацией, сохраняя в ней термин «фронт», нужно хорошо представлять себе, какие пределы изменчивости основных фронтальных характеристик эта классификация охватывает. Эти пределы (по данным опубликованных наблюдений) приведены в табл. 1.1.

Таблица 1.1

**Типичные масштабные характеристики фронтов Мирового океана
(по данным наблюдений)**

Ширина зоны максимального горизонтального градиента основного свойства	10 м—10 км
Перепад температуры в этой зоне	1—6 °C
Перепад солености в этой зоне . . .	0,2—10 ‰ *
Перепад плотности в этой зоне	10 ⁻¹ —10 кг/м ³ (10 ⁻¹ —10 ед. σ_t)
Горизонтальный градиент температуры (в пересчете на 1 км)	0,1—30,0 °C/км
Горизонтальный градиент солености (в пересчете на 1 км)	0,1—10 ‰/км *
Горизонтальный градиент плотности (в пересчете на 1 км)	10 ⁻¹ —10 кг/м ³ (10 ⁻¹ —10 ед. σ_t на 1 км *)
Наклоны фронтальных разделов	0,001—3,00

* В исключительных случаях (например, эстуарийные и стоковые фронты) и более указанного максимума (см. раздел 3.3).

Приведенные в таблице цифры характеризуют лишь собственно фронты (или фронтальные разделы) и не относятся к фронтальным зонам, которые могут иметь существенно большую ширину (100 км и более) и гораздо меньшие средние горизонтальные градиенты основных характеристик (порядка 3—8°С на 100 км, например [214, 215]).

По существу, однако, эта классификация базировалась на таких динамических следствиях пространственных масштабов, как влияние вращения Земли (геострофическое равновесие) для фронтов 1-й и 2-й категории, преобладающая роль трения для фронтов 3-й категории и на различиях в типичном времени фронтогенеза, также вытекающих из различий в пространственных масштабах. Классификация учитывала также существенную разницу в физической природе и масштабах исходных деформационных полей. В принципе в этой классификации был заложен потенциал дальнейшего ее развития по мере накопления фактической информации о фронтах в океане. Как будет показано ниже, такая детализация оказалась не только возможной, но и вполне логичной.

По-видимому, разумно было бы попытаться построить классификацию с учетом различия понятий «фронтальная зона» и «фронтальный раздел» или «фронт». Фронтальные разделы как поверхности максимальных значений градиента того или иного свойства могут, по-видимому, формироваться внутри одной и той же фронтальной зоны под влиянием различных фронтогенетических механизмов. Так, например, во фронтальной зоне Гольфстрима можно выделить основной фронтальный раздел планетарного масштаба и большое число вторичных, часть из которых связана с мезомасштабным меандрированием основного фронта и с отделением «колец» Гольфстрима, а другая может быть связана с интрузиями или адвективными затяжками холодных и пресных склоновых или даже шельфовых вод во фронтальную зону Гольфстрима [166, 250], объяснить которые можно различными причинами, в том числе и вихреобразованием существенно меньшего масштаба, чем масштаб «колец» [50, 173, 250]. В принципе можно легко себе представить локальный фронтогенез за счет любого возможного локального механизма внутри фронтальной зоны, созданной деформационным полем планетарного масштаба.

С другой стороны, полезно различать те процессы и явления, которые относятся к климату океана, т. е. имеют квазиперманентный характер и климатические масштабы изменчивости, и те, которые характеризуют «погоду» океана, т. е. существуют относительно короткое время или имеют синоптические масштабы изменчивости (см. раздел 2.4). Такая постановка вопроса позволяет охватить классификационной системой такие ситуации, когда синоптический фронтогенез, например, имеет место внутри климатической фронтальной зоны.

Наконец, пространственные масштабы возмущений в поле движения вод океана (а фронты можно рассматривать как возмущения) определяют относительный вклад таких факторов, как

вращение Земли и вязкое трение, в динамику этих возмущений. На одном конце масштабной шкалы мы имеем обязательное приспособление движения к геострофическому равновесию и « β -эффект» для достаточно крупных масштабов (малые числа Кибеля—Россби Ki ; см. [30, с. 300]), а на другом конце — вязкий агеострофический режим движения для возмущений малых масштабов (большие значения Ki). Сказанное в большей мере относится к фронтальным разделам, нежели к фронтальным зонам. Последние в силу своих существенных поперечных размеров должны всегда характеризоваться малыми значениями Ki . Отсюда следует, что пространственные масштабы могут служить основой для систематизации фронтальных разделов по их наиболее существенным динамическим различиям. Едва ли следует при этом пытаться определить некое граничное значение числа Ki , разделяющее геострофический и агеострофический режимы. С одной стороны, фронтальное число Кибеля—Россби $Ki_f = U_f / (fL_f)$, где U_f — характерная скорость, L_f — характерный пространственный масштаб, f — параметр Кориолиса, может иметь различные значения в зависимости от того, как мы определяем U_f и L_f (см., например, раздел 2.8). С другой стороны, существует широкий и непрерывный спектр масштабов фронтальных явлений, для которых Ki_f может быть любым в пределах от $O(10^{-1})$ до $O(10^1)$. Лишь на диаметрально противоположных концах этого спектра можно считать режимы, строго говоря, геострофическими (слева) и агеострофическими (справа). Вудс [262] справедливо считает практически все океанические фронтальные разделы явлением «полугеострофическим», т. е. таким, у которого некая существенная часть (например, вдольфронтное струйное течение) может быть хорошо описана геострофическим соотношением, а другая его важная часть (например, циркуляция в плоскости, нормальной к фронту) требует для своего описания нелинейной или фрикционной модели.

Для фронтальных зон (в отличие от разделов), видимо, удобнее выбрать принцип деления по временным масштабам, позволяющий отделить друг от друга квазиперманентные (климатические) области сгущения изолиний основных термодинамических характеристик и короткоживущие (синоптические) обострения пространственных градиентов. Первые часто имеют планетарный характер, тогда как вторые преимущественно локальны.

Соблюдение перечисленных выше принципов позволило видоизменить и детализировать классификацию, ранее предложенную в [70], таким образом, что появилась реальная основа, в рамках которой можно достаточно ясно определить место любого из характерных типов океанических фронтальных разделов из числа рассмотренных в данной книге. Предлагаемая вниманию читателя классификация (см. табл. 1.2 и 1.3) может иметь и самостоятельное значение. Однако ее будущее применение зависит в существенной мере от того, насколько другие исследователи готовы согласиться с высказанными здесь точками зрения автора и его основными концепциями.

Таблица 1.2

Фронтальные зоны Мирового океана

Класс	Краткая характеристика	Пример (ы), ссылки
1. Климатические	1. Связаны с глобальным распределением солнечной радиации, испарения и осадков и деформационными полями, порождаемыми общей циркуляцией океана и атмосферы и другими постоянно действующими климатическими факторами	
1.1. Планетарного масштаба	1.1. Являются основными крупномасштабными элементами общей циркуляции вод океана ($T-S$, T)	1.1. Фронтальные зоны Гольфстрима [6, 250] и Кurocno [11], субтропические конвергенции [251], антарктическая циркумполярная фронтальная зона [133] (см. также разделы 2.1, 4.1, 4.3)
1.2. Локального взаимодействия	1.2. Являются зонами взаимодействия второстепенных ветвей общей циркуляции океана или вод различных бассейнов, акваторий и климатических зон ($T-S$, T)	1.2. Фронтальная зона между шельфовыми и склоновыми водами в Северной Атлантике [139]; зоны взаимодействия стока крупных рек с водами морей и океанов; соленостные фронтальные зоны штилевых областей [214]
1.3. Топографические	1.3. Являются результатом взаимодействия элементов общей циркуляции океанов и морей с крупномасштабными формами рельефа дна и конфигурации берегов ($T-S$, T)	1.3. Фронтальная зона над континентальным склоном Европы [107]; фронтальная зона в Баренцевом море [153]; Мальтийская фронтальная зона [94]
1.4. Придонные бентические	1.4. Являются частным случаем совместного проявления 1.2 и 1.3 в придонном слое трения в районах интенсивного водообмена между различными бассейнами и акваториями	1.4. Обширная фронтальная зона на глубинах 600—1400 м вдоль северного континентального склона Кадисского залива, обусловленная стоком вод Средиземного моря [80]
2. Синоптические	2. Связаны с процессами синоптического масштаба в океане и атмосфере	

Класс	Краткая характеристика	Пример (ы), ссылки
2.1. Открытого океана	2.1. Формируются в деформационных полях вихрей синоптического масштаба или возникают как следствие интенсивного локального взаимодействия океана и атмосферы. Мигрирующие ($T-S$, T)	2.1. Фронтальные зоны на перифериях синоптических вихрей разного знака [21, 72, 86, 253]. Фронтальные зоны теплых и холодных колец Гольфстрима [66]; фронтальные зоны, ограничивающие холодный след тайфунов и тропических циклонов в океане [63] (см. также подразделы 3.1.1 и 3.1.3)
2.2. Локальные	2.2. Формируются в одних и тех же районах при возникновении благоприятных синоптических ситуаций в режиме взаимодействия океана и атмосферы (T , $T-S$)	2.2. Фронтальные зоны районов прибрежного [186] или экваториального апвеллинга (см. также раздел 3.2)

Таблица 1.3

Фронтальные разделы и фронты Мирового океана

Категория	Краткая характеристика	Пример(ы), ссылки
1. Геострофические и «полугеострофические»	1. Малые значения K_{if}	
1.1. Климатические	1.1. Связаны с постоянно действующими факторами климатического характера	
1.1.1. Планетарные	1.1.1. Имеют планетарный масштаб или являются элементами планетарного масштаба ($T-S$, T)	1.1.1. Основной фронт Гольфстрима [50, 237, 250], Антарктический полярный фронт [133], фронты субтропической конвергенции [159, 251]
1.1.2. Циркуляционно-интрузионные	1.1.2. Являются элементами фронтальной зоны взаимодействия второстепенных ветвей общей циркуляции или вод различных бассейнов, акваторий и климатических зон ($T-S$, S, T)	1.1.2. Фронт между склоновыми и шельфовыми водами в северо-западной Атлантике [139]; солоностные фронты на границах между интрузиями шельфовых вод и водами Гольфстрима [166] (см. также подраздел 3.1.3). Термический фронт в проливе Кунашир [249, с. 353]. Термохалинный фронт в Тунисском проливе (см. раздел 4.2 и рис. 4.7)

Категория	Краткая характеристика	Пример(ы), ссылки
1.1.3. Циркуляционно-топографические	1.1.3. Являются элементами фронтальной зоны взаимодействия постоянных течений с крупными формами рельефа дна и конфигурации берегов ($T-S, T$)	1.1.3. Термические фронты топографической фронтальной зоны над континентальным шельфом Западной Европы [107]; то же в Баренцевом море [153] и восточнее Мальты в Средиземном море [94]
1.1.4. Стоковые	1.1.4. Частный случай 1.1.2, когда одна из ветвей океанической циркуляции распреснена речным стоком или проходит по краю обширной стоковой линзы крупной реки (S)	1.1.4. Фронты на краях стоковых линз Ориноко, Амазонки [123, 134] и других крупных рек [151] (см. также раздел 2.1, с. 56)
1.1.5. Эстуарийные	1.1.5. Частный случай 1.1.2, когда имеет место взаимодействие морских и речных вод в обширном и глубоком эстуарии ($S, S-T$)	1.1.5. Соленостный фронт в заливе Святого Лаврентия [243]
1.2. Синоптические	1.2. Связаны со взаимодействием океана и атмосферы в синоптических масштабах	
1.2.1. Адвективно-вихревые	1.2.1. Возникают в деформационных полях вихрей синоптического масштаба в открытом океане, в том числе и во фронтальных зонах климатического характера. Можно различать «холодные» и «теплые». Мигрирующие ($T-S, T$)	1.2.1. Фронты на перифериях синоптических вихрей разного знака [21, 72, 86, 253] и колец Гольфстрима [66] (см. также подраздел 3.1.1)
1.2.2. Штормовые	1.2.2. Ограничивают области интенсивного атмосферного воздействия (следы длительных штормов, тайфунов и тропических циклонов). Мигрирующие ($T, T-S$)	1.2.2. Слабые термические фронты (не более $0,2^{\circ}\text{C}/\text{км}$) на границах холодного следа тропического циклона «Элла» 1978 [63]. Резкие термохалинные фронты ($1^{\circ}\text{C}/\text{км}$ и $0,6\text{‰}/\text{км}$) на границах следа тропического циклона «Клара» 1977 [34, 35]
1.2.3. Апвеллинговые	1.2.3. Ограничивают пятна интенсивного локального апвеллинга ($T, T-S$)	1.2.3. Термические фронты Южно-Африканского апвеллинга [83]; термохалинные фронты Орегонского апвеллинга [186, 195] (см. также раздел 3.2); интенсивный «холодный» фронт, зарегистрированный Кнаусом [163] на $3^{\circ} 08' \text{ с. ш.}$ и $120^{\circ} 36' \text{ з. д.}$
1.2.3.1. Прибрежные	1.2.3.1. Вблизи берегов	
1.2.3.2. Экваториальные	1.2.3.2. Вблизи экватора (по-видимому, могут различаться как «холодные» и «теплые»)	
2. Агеострофические	2. Большие значения K_{if}	

Категория	Краткая характеристика	Пример(ы), ссылки
2.1. Климатические	2.1. Связаны с постоянно действующими климатическими факторами, такими как:	
2.1.1. Стоковые	2.1.1. и 2.1.2. Речной сток в океаны и моря ($S, S-T$)	2.1.1. Стоковые фронты р. Коннектикут [126]; (см. также подраздел 3.3.1).
2.1.2. Эстуарийные		2.1.2. Соленостные эстуарийные фронты в заливе Далавэр [167] (см. также подраздел 3.3.2)
2.1.3. Шельфовые сезонные	2.1.3. Сезонный прогрев и приливное перемешивание на шельфе ($T, T-S$)	2.1.3. Приливные фронты в летнее время на шельфе Британских островов и Европы [210] (см. также раздел 3.4)
2.1.4. Приливные	2.1.4. Приливные конвергенции в узкостях, заливах и проливах в условиях значительных локальных горизонтальных изменений температуры и(или) солёности климатического характера, т.е. во фронтальных зонах категорий 1.2 и 1.3; иногда перемещающиеся ($T, S, T-S$)	2.1.4. Наблюдения М. Уды [249, с. 365—366] за перемещающимися фронтами в заливе Татеама. Приливные фронты в проливе Кука [92]
2.1.5. Циркуляционно-топографические	2.1.5. То же, что 2.1.4, но в связи с элементами постоянных течений ($T, S, T-S$)	2.1.5. Конкретные примеры описаний автору неизвестны
2.1.6. Придонные (бентические)	2.1.6. Интенсивное перемешивание в придонном слое трения над порогами, в проливах и узкостях в связи с факторами, действующими в 2.1.4 и 2.1.5 ($T, S, T-S$)	2.1.6. Придонные фронты над порогами, в проливах и подводных каньонах [98, 177]
2.2. Синоптические	2.2. Связаны с возникновением синоптических деформационных полей в результате благоприятных синоптических условий в мелководных районах и проливах	
2.2.1. Мелководные штормовые	2.2.1. Могут возникать на границах областей перемещенных штормами вод в мелководных районах океанов и морей ($T, T-S$), над банками и в проливах	2.2.1. Конкретные примеры описаний автору неизвестны
2.2.2. Циркуляционно-топографические	2.2.2. Возникают при взаимодействии аномальных стонно-нагонных и приливных течений с резкими формами рельефа дна и конфигурации берегов ($T, S, T-S$)	2.2.2. Фронты вблизи оконечностей мысов, банок и островов [209]

1.4. Современные методы исследований океанических фронтов

Фронты в океане представляют собой одно из наиболее изменчивых физических явлений. Даже внутри квазистационарных климатических фронтальных зон происходят быстрые изменения структуры, быстрые и непредсказуемые перемещения фронтальных разделов, меандрирование, формирование вихрей. Сами фронтальные зоны то и дело смещаются, флюктуируя вокруг некоторого среднеклиматического положения. Фронтальные зоны и фронты синоптического характера еще более изменчивы, могут «путешествовать» на большие расстояния, обостряться и размываться, разрушаться и восстанавливаться вновь. Именно поэтому фронтальные зоны и фронты являются чрезвычайно трудными объектами для описания и изучения, требуя обязательного синоптического подхода, гибких оперативных программ экспедиционных работ и систем обработки данных в реальном или квазиреальном времени для корректировки любых экспериментальных планов. Осознание абсолютной необходимости соблюдения этих требований пришло лишь в конце минувшего десятилетия (1976—1979). С этого времени и началось бурное развитие новой фазы в исследованиях океанических фронтов, сопровождающееся быстрым, лавиноподобным накоплением новых фактов и данных, за которыми пока не успевает следовать теоретический анализ.

В контексте данной книги этот небольшой раздел о современных методах исследования океанических фронтов носит вспомогательный характер. Его назначение заключается в том, чтобы, с одной стороны, помочь читателю понять, почему многие, на первый взгляд очевидные по своей необходимости, наблюдения за фронтами до сих пор еще не реализованы, а с другой — убедить в том, что для изучения фронтов в океане нужны именно специализированные, а не попутные работы. Учитывая тот факт, что исследования фронтов в океане будут, видимо, весьма активно вестись в течение всего ближайшего десятилетия, было бы крайне желательно снабдить экспедиционных работников настоящим методическим пособием для проведения таких исследований. Данная книга таким пособием не является. Это определило и краткость данного раздела, и минимальное количество ссылок на литературные источники. Желющие получить такие ссылки могут обратиться к одному из обзоров, например [71].

В значительной мере развитию новых методов исследования способствовало открытие советскими учеными вихрей синоптического масштаба в океане. С этим открытием была связана целая серия советских, советско-американских и других полигонных гидрофизических экспериментов в океане типа «Полигон-70», МОДЕ и ПОЛИМОДЕ. Эти эксперименты потребовали коренного пересмотра методов классической океанографии и развития новых синоптических и квазисиноптических методов работы в океане. То, что раньше не попадало в редкую, спланированную «на авось»

сеть станций, расположенных на 30—60 и даже 100 миль друг от друга, стало повседневно обнаруживаться путем целеустремленных экспериментальных поисков, построенных по принципу узконаправленных приемных антенн, нацеленных на явления вполне определенного пространственно-временного масштаба.

Соответственно необходимыми средствами при исследовании фронтов в океане стали буксируемые устройства всех типов для непрерывной регистрации на ходу судна прежде всего и чаще всего температуры на одном или нескольких уровнях (например, термотралы). Стали широко применяться и регистраторы температуры и солености, установленные в водозаборниках непосредственно на корабле или буксируемые в различных режимах [95, 106]. Стандартные гидрофизические СТД зонды были успешно приспособлены для непрерывной регистрации температуры и солености на ходу судна в проточных системах, принцип которых заключается в интенсивной прокачке забортной воды насосом через небольшой бак на борту, в который помещен зонд [68]. Океанографические станции стали выполняться существенно чаще: через 5—10, а иногда и через 2,5—3 мили, как это было в микросъемках, проведенных автором в 1970 г. [72]. Введение в практику океанографических работ в США в конце 1960 г. теряемого батитермографа (ХВТ) позволило надежно получать вертикальные профили температуры в слое толщиной 500—700 м на ходу судна через сколь угодно короткие расстояния. К концу 1970-х годов в США стали широко использоваться и самолетные теряемые батитермографы (АХВТ). Схемы расположения океанографических станций стали оперативно приспособляться к рекогносцировочным сведениям, получаемым с помощью буксируемых приборов или ХВТ и АХВТ. В принципе стало возможным проводить квазисиноптические съемки ограниченных участков фронтальных зон в океане с участием всего лишь одного судна.

Бурное развитие исследований фронтов в океане в течение последних лет было также в значительной степени стимулировано совершенствованием техники дистанционных (главным образом инфракрасных) измерений теплового поля поверхности океана с самолетов и искусственных спутников Земли (ИСЗ). Пожалуй, можно без преувеличения сказать, что дистанционные методы изучения океана особенно эффективны именно в области изучения океанических фронтов. Анализ тепловых контрастов на ИК изображениях, полученных со спутников с помощью сканирующих радиометров высокого разрешения (рис. 1.3), позволяет даже в отсутствие высокой абсолютной точности измерений радиационной температуры поверхности океана наблюдать за положением термических фронтов, их возникновением, обострением, перемещением и разрушением, получать статистические и другие сведения об их изменчивости, наблюдать за образованием мсандров на фронтах, за их отделением и формированием вихрей в океане. В отдельных случаях делались попытки определить по спутниковым данным значения скоростей фронтогенеза и фронтолиза. Даже простое ви-

зуальное изучение опубликованных ИК изображений фронтальных зон крупных пограничных течений или прибрежных шельфовых районов океана, изобилующих фронтами, показывает, насколько сложна и изменчива пространственная структура фронтальных зон (см. разделы 2.1 и 4.1 и рис. 2.9).

Применение ИК радиометрии с геостационарных спутников (американские спутники SMS/GOES) дает возможность отфиль-

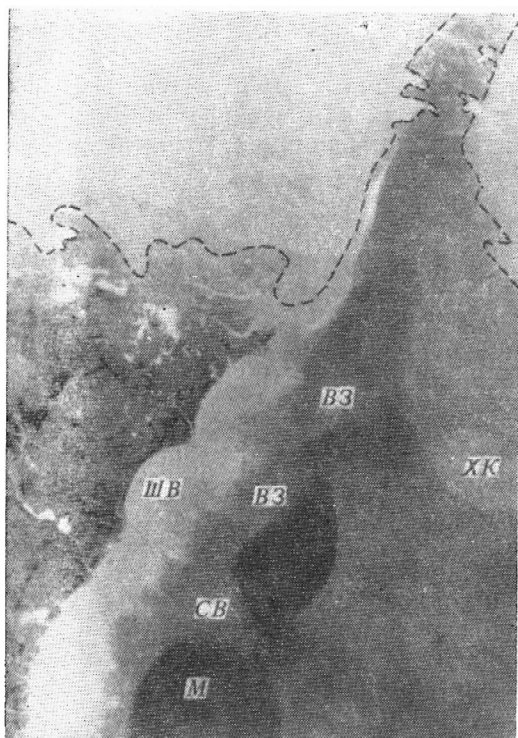


Рис. 1.3. ИК изображение фронтальной зоны Гольфстрима от п-ова Флорида до мыса Лукаут, полученное 1 апреля 1974 г. с помощью ИК радиометра сверхвысокого разрешения (1 км) американского спутника NOAA-3. Три основных градации тоналностей соответствуют шельфовым водам (ШВ — самые светлые, 8–10 °C), склоновым водам (СВ — промежуточного тона, 12–18 °C) и водам Гольфстрима (самые темные, 20–22 °C). Воды Саргассова моря (правее) в это время года существенно холоднее вод Гольфстрима и характеризуются промежуточной тоналностью (18–19 °C). Обращает на себя внимание изобилие и сложность расположения фронтальных контрастов температуры между указанными градациями. Хорошо видны вихри закручивания (ВЗ) на левой стороне Гольфстрима (см. подраздел 3.1.2), меандр (М) и холодное циклоническое кольцо (ХК) справа (см. подраздел 3.1.3). Пунктиром показано приблизительное положение границы слоистой облачности. Изображение любезно предоставлено в распоряжение автора Р. Легекисом (NOAA).

тровать облачность, которая гораздо более изменчива, чем океанические фронты, и, используя цифровые представления ИК изображений, применить объективные критерии выделения фронтов и статистические методы исследования. Регулярность получения изображений одного и того же района дает возможность кинемонтажа последовательных изображений с любым интервалом времени для изучения изменчивости фронтов.

Многолетние систематические наблюдения за поверхностью океана с помощью сканирующих ИК радиометров и анализ наблюдений на судах погоды дают все основания утверждать, что проявление термохалинных фронтов на поверхности океана тесно

связано с широтной сезонной изменчивостью прихода солнечной радиации и с характером взаимодействия между океаном и атмосферой. В зимний период в умеренных широтах вследствие конвекции и вертикального ветрового перемешивания, проникающих вплоть до основного термоклина, образуется однородный слой воды, который не препятствует проявлению на поверхности океана резких горизонтальных неоднородностей температуры, связанных, например, со струйными течениями или мезомасштабными вихрями. Однако в летние месяцы существующий вблизи поверхности океана прогретый слой и связанный с ним скачок плотности экранируют процессы, протекающие в основном термоклине. Наблюдения за поверхностью океана с помощью ИК радиометров показали также, что в тропических районах, где приповерхностный прогретый слой со скачком плотности существует практически всегда, поверхностных проявлений термических фронтов не наблюдается. В диапазоне широт от 25 до 35° выходы фронтов на поверхность наблюдаются с ИСЗ в течение осени, зимы и весны. В широтах выше 35° фронты могут наблюдаться на поверхности океана независимо от времени года. Таким образом, с помощью спутниковых методов стало возможным детальное описание сезонной цикличности в распределении температуры поверхности океана (ТПО) в наиболее интересных и сложных по своему гидрологическому режиму районах. В последнее время также выяснилось, что по следам внутренних волн на поверхности океана, регистрируемым с ИСЗ, можно судить об энthalпии верхнего перемешанного слоя океана [184].

Методы подобных оценок будут совершенствоваться и, безусловно, окажутся полезными при выяснении характера наблюдаемых из космоса океанических фронтов.

Сравнительная простота обнаружения океанических фронтов на спутниковых ИК изображениях дает возможность использовать спутниковую информацию о фронтах в реальном времени и наводить с ее помощью научно-исследовательские суда на исследуемые объекты: фронтальные зоны, меандры, вихри, непрерывно перемещающиеся в пространстве. Эта методика уже успешно использовалась в ряде экспедиций и, например, в 27-м рейсе НИС «Академик Курчатов» Института океанологии АН СССР по программе ПОЛИМОДЕ [64].

Не только ИК радиометрия может дать полезную информацию о фронтах в океане. При определенных условиях фронты и вихри, например, оказываются хорошо различимыми на изображениях поверхности океана в видимом диапазоне спектра [29]. Высокое пространственное разрешение таких изображений позволяет исследовать многие структурные детали проявлений вихрей и фронтов на поверхности океана. Возникновению контрастного изображения в данном случае способствует модуляция поверхностного волнения вихревыми и фронтальными течениями. Читатель может познакомиться с одним из таких изображений в подразделе 3.1.2 (рис. 3.7).

Топография уровенной поверхности относительно гравитационного геоида, измеряемая с ИСЗ с помощью радара-альтиметра, при условии достижения разрешения порядка ± 10 см может дать цепную информацию о положениях границ течений, меандров, колец и вихрей. Экспериментальные исследования [148], выполненные по данным радара-альтиметра американского ИСЗ «ГЕОС-3», демонстрируют возможности этого метода и трудности, связанные с его применением. Основная трудность заключается в том, что пока еще не определена точная форма современного гравиметрического геоида, от которого должны отсчитываться возвышения уровенной поверхности океана. Именно поэтому применение данного метода пока носит экспериментальный характер и ограничено теми районами океана, где средняя многолетняя динамическая топография поверхности океана хорошо известна.

Еще один прогрессивный новый метод исследования заключается в слежении со спутников за свободно дрейфующими буями, снабженными радиоответчиками. Координаты каждого буя при этом регулярно вычисляются и ретранслируются спутником в наземные центры. Траектории буев, помещенных во фронтальные зоны, где происходит интенсивное вихреобразование, представляют особый интерес.

По-видимому, наиболее перспективным подходом к изучению фронтов в океане должно быть умелое сочетание в одной программе дистанционных (аэрокосмических) и контактных методов, результаты которых взаимно дополняли бы друг друга [64]. Пример такого комплексного исследования трехмерной структуры фронтальной зоны Гольфстрима по синхронным данным спутника и судна содержится в недавно опубликованной статье автора и В. Е. Склярова [50] (см. также раздел 4.3).

Попытки изучить трехмерную картину структуры фронтальных зон в самых тонких деталях связаны главным образом с желанием изучить процессы интрузионного расслоения на фронтальных разделах и количественно оценить эффекты порождаемого этим расслоением трансфронтального тепло- и массопереноса. С этой целью, например, в интрузионные прослойки помещались акустические поплавки и их дрейф вместе с прослойками прослеживался одновременно с картированием общей структуры фронтальной зоны [254].

Подобный метод особенно перспективен и будет, вероятно, еще не раз использован для изучения процесса отрыва («calving») интрузионных объемов воды при их пропикновении через фронтальный раздел из одной массы воды в другую (см. разделы 4.2 и 4.4). Заметим, что методология натуральных исследований околофронтальных процессов и явлений во многих случаях все еще остается и долго будет оставаться описательной. Нередко она все еще основывается на традиционных для описательной океанографии приемах обработки и анализа данных. Так, например, широко распространен метод сравнения вертикальных профилей температуры, солёности и плотности по обе стороны фронта или

традиционный T, S -анализ этих профилей. В сравнительно немногих случаях пока проводится детальный статистический анализ тонкой термохалинной структуры околофронтальных вертикальных профилей.

Важным дополнением к традиционным методам может служить анализ вертикальных профилей оптических свойств морской воды (например, показателей ослабления и рассеяния) во фронтальных зонах. Оптические методы могут также применяться для детектирования фронтальных разделов на ходу судна по изменению спектрального состава рассеянного толщей воды света. Перспективными являются также акустические методы определения положений фронтов в океане. Акустические лоаторы бокового обзора и усовершенствованные эхолоты могут применяться и уже

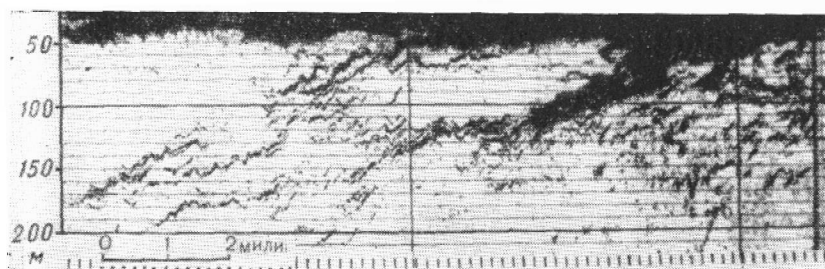


Рис. 1.4. Эхограмма фронтального раздела, зарегистрированная В. П. Шевцовым на ходу судна (скорость ~ 10 уз) в прибрежном районе Охотского моря. Наклон раздела 1 : 100.

успешно применяются для картирования на ходу судна плотной структуры, связанной с фронтами, крупными интрузионными образованиями и внутренними волнами [75]. На рис. 1.4 показан пример регистрации В. П. Шевцовым хорошо выраженного фронта с существенным градиентом плотности и наклоном около 1 : 100. Регистратором служил эхолот, работавший на частоте 30 кГц.

Особенно важными и необходимыми для познания физической природы океанических фронтов являются параллельные измерения полей температуры, солености и скорости течений во фронтальных зонах. При этом основной трудностью организации таких измерений является практическая неосуществимость синхронности измерений по пространству и трудность соблюдения необходимого пространственного разрешения [188]. Особенно трудно организовать систематические и достаточно четкие измерения вблизи фронтальных разделов. Теория, однако, подсказывает, что путем анализа дисперсии свободно плавающих поплавков можно исследовать пространственные характеристики поля скорости во фронтальных зонах. По-видимому, для этой же цели можно планировать применение акустических доплеровских зондов скорости течения с борта судна или судов в сочетании с прецизионной спут-

никовой навигацией, контролируемой по маркерному радиолокационному бую. Применение флуоресцирующих красителей и других трассерных методов также могло бы дать полезные результаты.

В ближайшие годы можно ожидать дальнейшего бурного развития специализированных методов натурных исследований океанических фронтов в связи с повсеместно растущим интересом к данной проблеме, удовлетворение которого неизбежно сталкивается с неадекватностью сегодняшних методов и средств проведения подлинно экспериментальных работ в океане.

Глава 2

ОБЩЕЕ ФИЗИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЯВЛЕНИЯ

2.1. Часто ли встречаются фронты в океане?

В свете содержащихся в главе 1 рассуждений об определении фронта и о критериях для выделения фронтов в океане было бы логично установить, насколько широко на самом деле распространено в океане изучаемое явление. Пытаясь найти ответ на этот вопрос, читатель обнаружит, что научно-исследовательское судно не является вполне адекватным средством для получения необходимой исходной информации. При этом преимущества космических средств измерения станут особенно очевидными. С другой стороны, размышления над поставленным вопросом потребуют знания характеристик масштабов явления, причем окажется, что от того, какой критерий применяется для выделения фронтов, существенно зависит окончательный результат.

Само собой разумеется, что ответ на поставленный вопрос нужен не только для того, чтобы подтвердить правомерность новой трактовки вопроса о фронтах в океане. Этот ответ может понадобиться при оценке роли фронтов в генерации тонкой структуры в океане и в вертикальном переносе тепла и соли через океанический термоклин. Хотелось бы знать также, одинаково ли часто фронты встречаются в прибрежных акваториях и в открытом океане? И, наконец, полученные количественные оценки могут пригодиться при проверке теоретических или модельных предсказаний.

Первая попытка дать на основе натурных данных прямой ответ на вопрос, поставленный в заголовке, была сделана Э. И. Карабашевой, В. Т. Пакой и К. Н. Федоровым [31] еще до того, как спутниковые ИК изображения стали широко доступными для подобной интерпретации. Некоторая полезная информация, однако, могла быть получена и из более ранних работ, в которых ставились иные цели. Так, например, Вудс [261], исходя из чисто теоретических рассуждений о передаче изменчивости по каскаду мас-

штабов в сезонном термоклине при участии вихрей синоптического масштаба, пришел к выводу, что фронты (без уточнения того, что считать «фронтом») должны встречаться в океане в среднем через каждые 100 км. Оценки, выполненные автором по данным непрерывных буксировок датчика температуры в восьми рейсах «Академика Курчатова» в Атлантическом океане в 1967—1972 гг., дали на основе выборки всех зон с перепадом температуры $\Delta T \geq 1^\circ\text{C}$ среднее расстояние между такими зонами порядка 500 км. Выборка Р. В. Абрамова с соавторами [1] по данным одного лишь 11-го рейса «Академика Курчатова» дала для зон с перепадами $\Delta T \geq 1^\circ\text{C}$, включая так называемые «вергентные»* зоны, среднее расстояние около 160 км. Если же отобрать из числа этих зон лишь те, в которых абсолютное значение горизонтального градиента температуры $|\Gamma_{\text{ф}}(T)| \geq 0,2^\circ\text{C}/\text{км}$, то среднее расстояние между ними окажется равным 1000 км. Отсюда и следует, что при оценках такого рода конечный результат существенно зависит от критерия, принятого для выделения фронтов.

Условимся в соответствии с критерием, предложенным в разделе 1.2, формально считать термическим фронтом узкую протяженную зону в океане с высоким перепадом температуры в поперечном направлении, если горизонтальный градиент температуры в ней не менее чем на два порядка превосходит средний для рассматриваемой области горизонтальный градиент температуры, определяемый соответствующими климатическими условиями. Средний климатический градиент температуры в меридиональном направлении в обширных областях умеренных и тропических широт колеблется в пределах от $2 \cdot 10^{-3}$ до $4 \cdot 10^{-3}^\circ\text{C}/\text{км}$. Оставаясь в рамках выбранного выше формального критерия, мы по существу будем исследовать повторяемость в пространстве дискретных значений $|\Gamma_{\text{ф}}(T)| \geq 0,2^\circ\text{C}/\text{км}$, ничего не зная о пространственной протяженности или ориентации пересекаемых зон с высокими градиентами. Об этом будет сказано несколько слов в конце этого раздела, когда будет проведено сравнение результатов обработки судовых данных с результатами анализа спутникового ИК изображения.

При обработке аналоговых данных требуется разумно выбрать шаг дискретизации по пространству для формирования числовых рядов. Этот шаг не должен превышать наименьшую ширину фронта, наблюдающуюся на анализируемом участке. Однако шаг не должен быть слишком малым, так как в этом случае при статистической обработке невозможно будет отличить градиенты, связанные с фронтами, от градиентов, характеризующих короткоживущую мелкомасштабную пятнистость поля температуры, часто возникающую в дневное время [69] (см. раздел 3.5). Это обстоятельство важно иметь в виду и при сравнении результатов, полученных различными авторами.

* «Вергентные» зоны или «вергенции» (терминология В. И. Степанова [52]) в данном случае — пересекаемые судном теплые («конвергентные») и холодные («дивергентные») полосы воды различной ширины.

Ниже будут проанализированы результаты измерений температуры поверхностного слоя буксирным датчиком температуры по маршрутам 11-го рейса НИС «Дмитрий Менделеев» и 22-го рейса НИС «Академик Курчатов» (рис. 2.1 и 2.2).

В качестве датчика температуры использовался термистор типа ММТ-1 с чувствительностью 30 Ом/°С и постоянной вре-

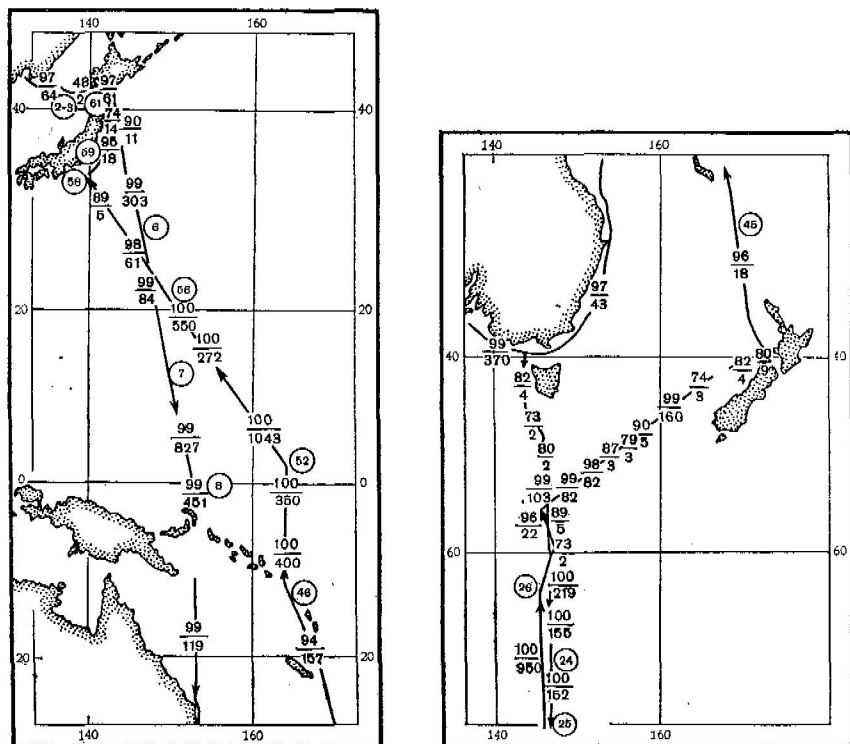


Рис. 2.1. Среднее расстояние между зонами высоких градиентов температуры в Тихом океане (знаменатель дроби) и доля (в %) отрезков со слабыми градиентами температуры на различных участках маршрута (числитель дроби).

Цифры в кружках обозначают номера и положение отрезков маршрута, на которые есть ссылки в тексте.

мени 3 с. Термистор буксировался за судном в кильватерном следе на глубине около 1 м. Сигналы с датчика поступали на потенциометр ЭПП-09, скорость протяжки ленты на котором не изменялась в течение всего времени измерений и равнялась 240 мм/ч. В зависимости от диапазона измеряемых температур чувствительность измерительной схемы регулировалась так, что полная шкала потенциометра соответствовала 5 или 10 °С.

Аналоговая запись обрабатывалась вручную. С диаграммной ленты снимались значения температуры с точностью до 0,025 °С

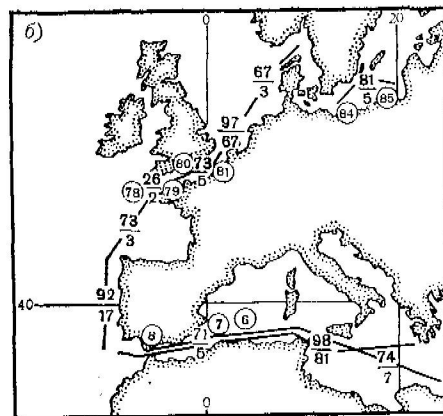
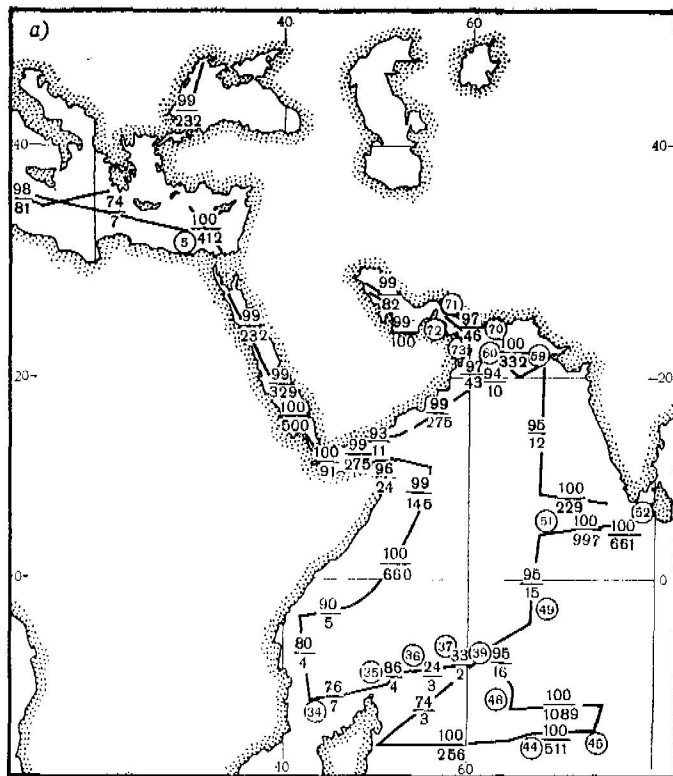


Рис. 2.2. Среднее расстояние между зонами высоких градиентов температуры в Тихом океане и доля (в %) отрезков со слабыми градиентами температуры на различных участках маршрута.

а — в Индийском океане; б — вблизи побережья Европы. Усл. обозначения — см. рис. 2.1.

при пятиградусной шкале и до 0,05 °C при десятиградусной шкале. Дискретность считывания температуры по времени была всюду одинаковой и равной 1,25 мин (две точки на 1 см диаграммной ленты), т. е. дискретность отсчетов вдоль маршрута судна колебалась от 180 м при скорости судна 5 уз до 640 м при скорости 16 уз.

Из дискретных значений температуры были созданы перфомасивы данных, которые по специальной программе были выданы с помощью ЭВМ на самописец Н-327 в масштабе, позволяющем представить в обозримом виде общую картину изменения температуры вдоль маршрутов рейсов. Массивы были разбиты на участки, каждый из которых был затем построен графически в своем собственном масштабе температур и расстояния.

Наиболее типичные примеры изменения температуры вдоль отдельных участков обоих рейсов показаны на рис. 2.3 и 2.4.

Для всех участков непрерывной записи были рассчитаны горизонтальные градиенты $\Gamma(T)$ температуры (в °C/км) по следующей формуле:

$$\Gamma(T) = \frac{T_i - T_{i-1}}{\Delta l},$$

где T_i — значение отсчета температуры в i -й точке участка; T_{i-1} — значение предыдущего отсчета температуры; Δl — расстояние между соседними точками, км.

Для участков с большой температурной изменчивостью и участков, лежащих в крупномасштабных фронтальных зонах, градиент рассчитывался между ближайшими соседними точками, для участков с малой изменчивостью — между точками, отстоящими друг от друга на 4—6 км.

По рядам абсолютных значений градиентов были рассчитаны и построены гистограммы градиентов в границах от 0 до 0,7 °C/км с шагом 0,05 и 0,02 °C/км. Примеры наиболее типичных гистограмм для отдельных участков обоих рейсов представлены на рис. 2.5 и 2.6.

Как видно из рис. 2.3 и 2.4, изменчивость температуры имеет совершенно различный характер в разных районах океана. В Тихом океане наименьшая изменчивость температуры наблюдается на участках 6—7, 7—8 и 52—56, расположенных внутри антициклонического круговорота, образованного основными течениями северо-западной части Тихого океана (см. рис. 2.1). Участок 59—61, где воды Куросио соседствуют с холодными прибрежными водами, изобилует очень резкими фронтами (до 9 °C/км).

В середине участка 45—46 наблюдается необыкновенно неустойчивое поведение температуры с часто чередующимися высокими значениями горизонтального градиента противоположных знаков. Абсолютные значения этих градиентов достигают 0,2—0,3 °C/км, а горизонтальные масштабы неоднородностей таковы (ширины зон от 1 до 10 км), что исключают возможность объяснения этой изменчивости случайным выскакиванием датчика температуры из воды при зыби. Зона высокой изменчивости температуры зани-

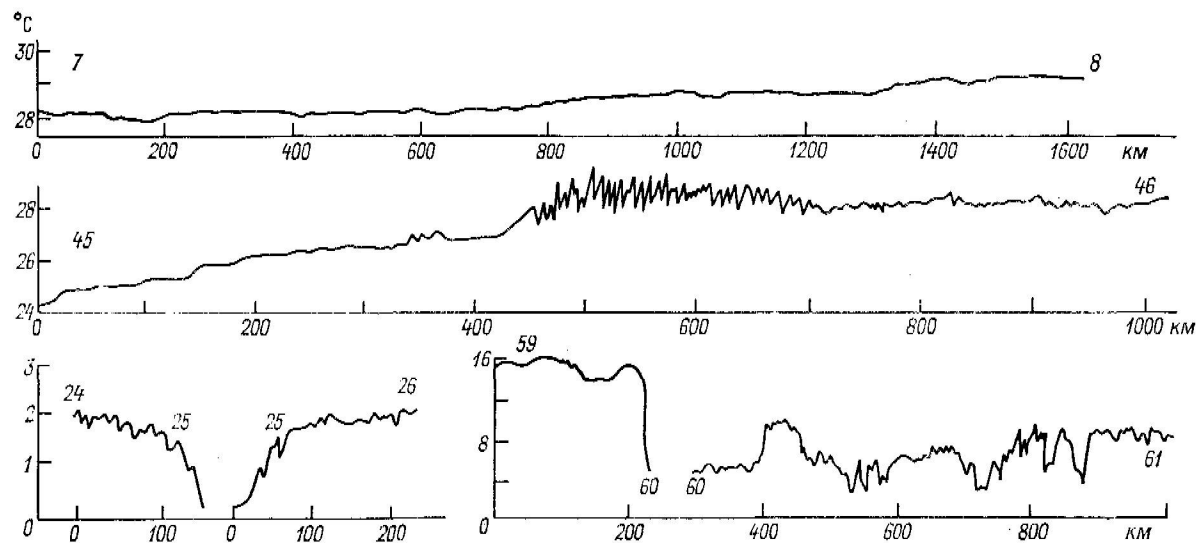


Рис. 2.3. Примеры изменения температуры поверхностного слоя воды вдоль отдельных участков регистрации в Тихом океане.

Номера возле кривых соответствуют номерам на рис. 2.1.

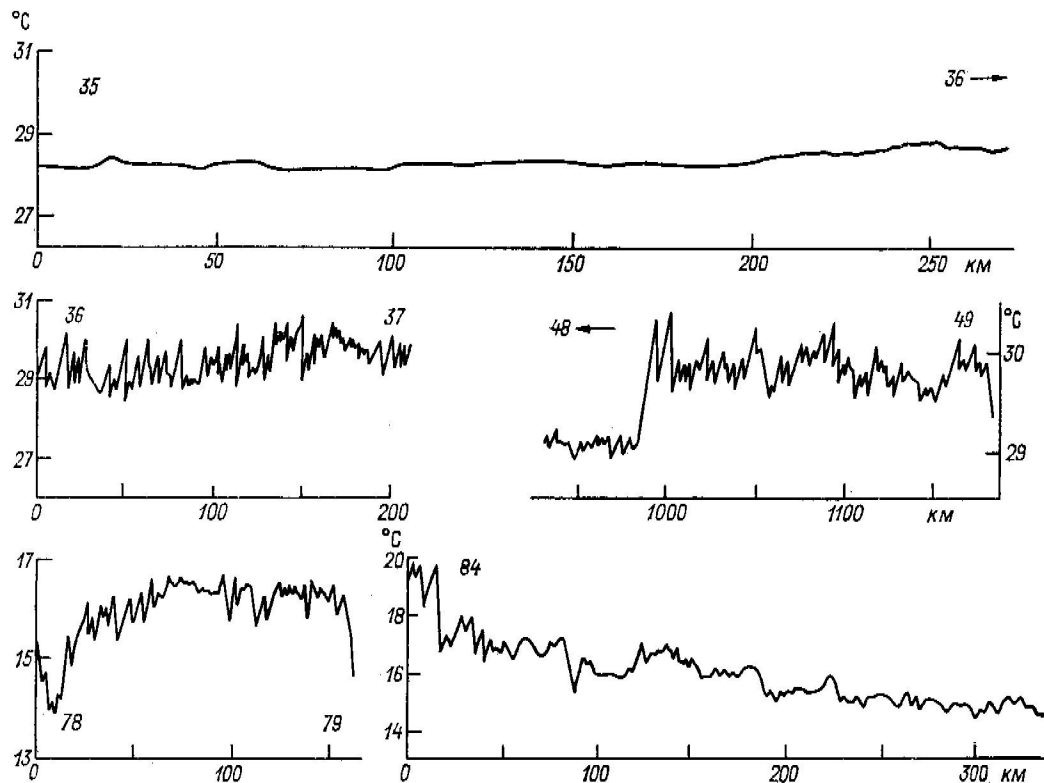


Рис. 2.4. Примеры изменения температуры поверхностного слоя воды вдоль отдельных участков регистрации в Индийском океане и прилегающих морях.

Номера возле кривых соответствуют номерам на рис. 2.2.

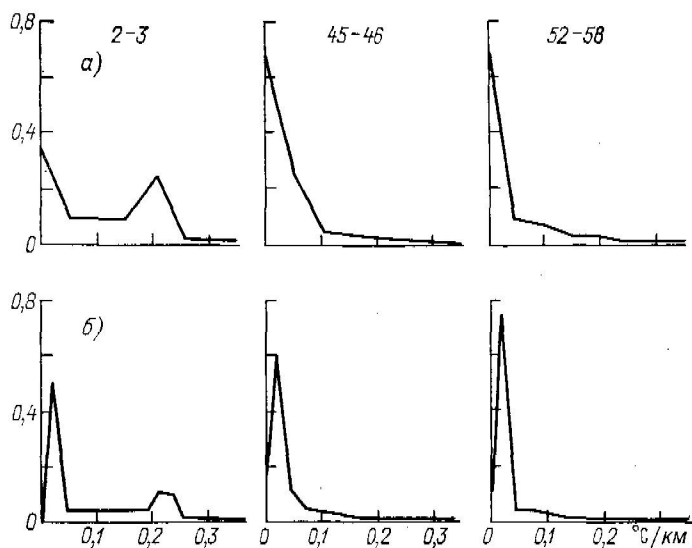


Рис. 2.5. Примеры гистограмм горизонтальных градиентов температуры для отдельных участков регистрации в Тихом океане. Гистограммы с шагом: а — $0,05^{\circ}\text{C}/\text{км}$; б — $0,02^{\circ}\text{C}/\text{км}$. Нумерация участков та же.

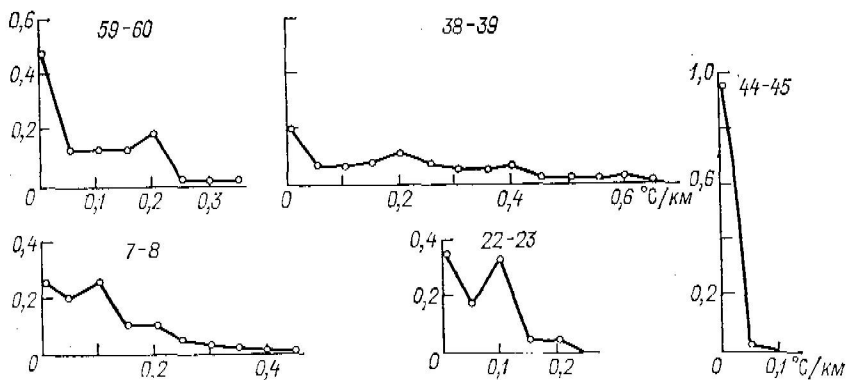


Рис. 2.6. Примеры гистограмм горизонтальных градиентов температуры для отдельных участков регистрации в Индийском океане. Гистограммы вычислены с шагом $0,05^{\circ}\text{C}/\text{км}$. Нумерация участков та же.

мает около 300 км из общей длины участка 1000 км с весьма монотонным ходом температуры. Отмеченная высокая изменчивость была зарегистрирована в дневное время в практически штилевую погоду в условиях сильного солнечного прогрева. О физической природе такой изменчивости будет сказано в разделе 3.5.

Участки, имеющие значительную зональную составляющую, как и следовало ожидать, характеризуются изменениями температуры с более слабыми горизонтальными градиентами, чем меридиональные. Хотя на отдельных участках максимальные значения градиентов значительно превосходили $1^{\circ}\text{C}/\text{км}$, на большей части маршрута в Тихом океане они не выходили за пределы $0,6\text{--}0,8^{\circ}\text{C}/\text{км}$.

В Индийском океане и прилегающих районах (рис. 2.4), как и в Тихом океане, весьма монотонные по характеру изменения температуры участки, вроде 44—45, 51—52 или 35—36 (см. рис. 2.2), чередуются с участками, изобилующими резкими градиентами температуры, как, например, участки 36—37 или 34—35. Интересно, что три упомянутых последних участка представляют собой отрезки одного и того же галса, идущего почти в зональном направлении от побережья Африки севернее Мадагаскара (см. рис. 2.2). Много пересечений резких градиентов наблюдается также на участках 48—49, 70—71 и 72—73. Изобилием резких градиентов отличаются участки 5—6 и 7—8 в Средиземном море, 78—79 и 80—81 в проливе Ла-Манш и 84—85 в Балтийском море.

Этот простой зрительный анализ дает основания для важного качественного вывода, а именно, что частота повторяемости резких горизонтальных градиентов температуры в океане, по-видимому, очень сильно меняется от района к району, причем вероятность их появления в прибрежных районах океана, а также окраинных и средиземных морях значительно выше, чем в открытых частях океана.

Гистограммы, примеры которых приведены на рис. 2.5 и 2.6, в какой-то мере подтверждают сделанный выше качественный вывод. Участки буксировки со слабым монотонным изменением температуры дают гистограммы с одним мощным пиком (до $0,7\text{--}0,9$) вблизи нулевого градиента (участки 45—46 и 52—58 на рис. 2.5 и 44—45 на рис. 2.6). Такие гистограммы характерны для открытых частей океана. Для районов с часто повторяющимися высокими значениями градиентов характерны либо гистограммы с двумя значительными пиками (участки 2—3 на рис. 2.5 и 59—60 на рис. 2.6), либо гистограммы, сильно вытянутые в сторону больших градиентов и не имеющие существенных пиков даже в районе нулевых градиентов (участки 7—8 и 38—39 на рис. 2.6). Такие гистограммы наиболее характерны для регистраций в прибрежных районах или морских бассейнах, хотя бывают и исключения вроде участка 38—39 (рис. 2.6), который относится к открытому океану.

Как показывает нижний ряд гистограмм на рис. 2.5 б, построенных с более узкими классами ($0,02$ вместо $0,05^{\circ}\text{C}/\text{км}$ на

рис. 2.5 а), на большинстве участков фактически преобладающими являются не нулевые градиенты температуры, а градиенты в пределах от 0,01 до 0,03 °С/км. При характерных масштабах температурных неоднородностей порядка 10 км такие градиенты соответствуют амплитудам изменчивости температуры порядка 0,1—0,3 °С/км, что вполне правдоподобно и характеризует обычно встречающуюся в океане пятнистость распределения температуры поверхностного слоя океана.

Второй пик на гистограммах с двумя пиками (а таких гистограмм насчитывается около 25 %: 21 случай из 84), как правило, расположен между абсолютными значениями градиента 0,15 и 0,25 °С/км. Повторяемость таких градиентов в этом случае достигает 0,1—0,2. Если считать, что второй пик соответствует часто повторяющимся резким градиентам на фоне слабого плавного изменения температуры, представленного первым пиком, то можно заключить, что выбранное нами в качестве критерия значение 0,2 °С/км имеет не только формальный, но и некий реальный смысл. Однако второй пик может появляться и в тех случаях, когда на участке имеется, скажем, лишь одна широкая зона со средним градиентом около 0,2 °С/км и шириной, составляющей 10—20 % полной длины участка. Таким образом, гистограммы не могут служить средством однозначной информации ни о числе отдельных фронтальных зон на участке, ни о среднем расстоянии между ними.

С целью получения такой информации по цифровым рядам для каждого участка с помощью ЭВМ было рассчитано число случаев n , когда $|\Gamma_{\Phi}(T)| \geq 0,2$ °С/км в одной или сразу в нескольких последовательных точках ряда. Среднее расстояние $\bar{l}$ между зонами, соответствующими таким случаям, затем вычислялось как $l/(n+1)$, где l — длина участка, км. Затем на картах вдоль маршрута каждого рейса (рис. 2.1 и 2.2 а, б) были проставлены дробные обозначения, знаменатели которых дают значения $\bar{l}$ км, а числители представляют собой суммарные доли отрезков с $|\Gamma(T)| < 0,2$ °С/км от общей длины каждого участка в процентах (с точностью до 1 %). На таких картах хорошо видно, что среднее расстояние между зонами высоких горизонтальных градиентов температуры колеблется от 2 до 1100 км. Наибольшие значения $\bar{l}$ характерны для открытых частей океана. В этих случаях доля отрезков, где $|\Gamma(T)| < 0,2$ °С/км, близка к 100 %. Наименьшие значения $\bar{l}$ чаще всего встречаются в прибрежных районах. В этих случаях доля слабых градиентов может падать до 24—26 %. Однако и в открытых частях Тихого (рис. 2.1) и Индийского (рис. 2.2 а) океанов встречались области, где значения $\bar{l}$ находились в пределах от 2—5 до 10—20 км. Не исключено, что в данных случаях мы имели дело с неоднородностями поля температуры, характерными для условий интенсивного солнечного прогрева в штилевую погоду [69] (см. также раздел 3.5).

Ранее мы [31] не считали возможным отнести термические неоднородности подобного типа к фронтам. Это было связано с тем, что их физическая природа была нам непонятна. Теперь нам пред-

ставляется, что в механизмах поддержания этих неоднородностей и многих более крупных фронтальных разделов существенных различий нет, за исключением динамической природы порождающих их движений. Кинематика процесса остается той же самой. Теплые полосы в штилевых неоднородностях возникают вследствие конвергенций горизонтальных составляющих орбитальных скоростей внутренних волн вблизи поверхности, а холодные — вследствие их дивергенции. Резкие горизонтальные градиенты температуры (фронты) располагаются между этими полосами. Не исключено, что к концу дневного прогрева на базе возникших модуляций толщины прогретого слоя могут возникать замкнутые конвективные ячейки крупного (километрового) масштаба. Характерное соотношение поперечных размеров этих ячеек должно быть, однако, не более 10^{-2} (10 м:1000 м), что мало вероятно. Поэтому данное предположение нуждается в проверке. В любом случае, однако, время жизни термических неоднородностей штилевой погоды и мелкомасштабных (но очень резких) фронтов, связанных с ними, не превышает $1/2$ сут. Заместим, что еще более частое чередование линий конвергенций и термических градиентов на поверхности океана может быть связано с ячейками Лепгмюра.

Еще одной причиной обнаружения довольно высокой частоты повторяемости термических фронтов в открытом океане ($\bar{l} = 10 \dots 30$ км) и прибрежных районах ($\bar{l} = 2 \dots 10$ км) может быть такое стечение обстоятельств, при котором судно следует вдоль основного направления сильно меандрирующего фронта. Дело в том, что буксировка термодатчика, в отсутствие какой-либо дополнительной информации (например, спутниковой), всегда проводится вслепую. Регистрация пересечений меандров одного и того же фронта создает при этом мнимую картину пересечения множества фронтов. По данным Вудса [261], средняя длина волн неустойчивости на фронтах в океане равна 10 км. Характерные размеры циклонических возмущений на шельфовых фронтах вокруг Европы, по данным Пингри [208], равны 20—40 км. Если же взять фактические пространственные изображения фронтов, полученные путем анализа аэрокосмических ИК изображений, то получится, например, что при следовании вдоль фронта субтропической конвергенции в Саргассовом море на 200 км маршрута может быть зарегистрировано до 6—7 пересечений одного и того же фронта ($\bar{l} \approx 30$ км). В Северном море следование вдоль фронта на восток от Фламборо-Хед [208] даст около 16 пересечений на 100 км пути ($\bar{l} \approx 6$ км). Совершенно ясно, что судовые данные в отсутствие дополнительной информации о пространственной структуре поля температуры могут легко ввести неискушенного исследователя в заблуждение относительно действительной частоты повторяемости фронтов в различных районах океанов.

Ситуация может быть относительно простой, когда меандрирует всего лишь один, хорошо различимый фронт. Однако решение вопроса может оказаться вовсе не однозначным, когда мы имеем дело со сложной «многофронтальной» структурой изучае-

мой фронтальной зоны (см. раздел 4.1). Такой структурой отличаются, например, фронтальные зоны Куроиси [249] и Гольфстрима [250], а также, как показывает рис. 2.7, фронтальные зоны в районах интенсивного прибрежного подъема глубинных вод (апвеллинга).

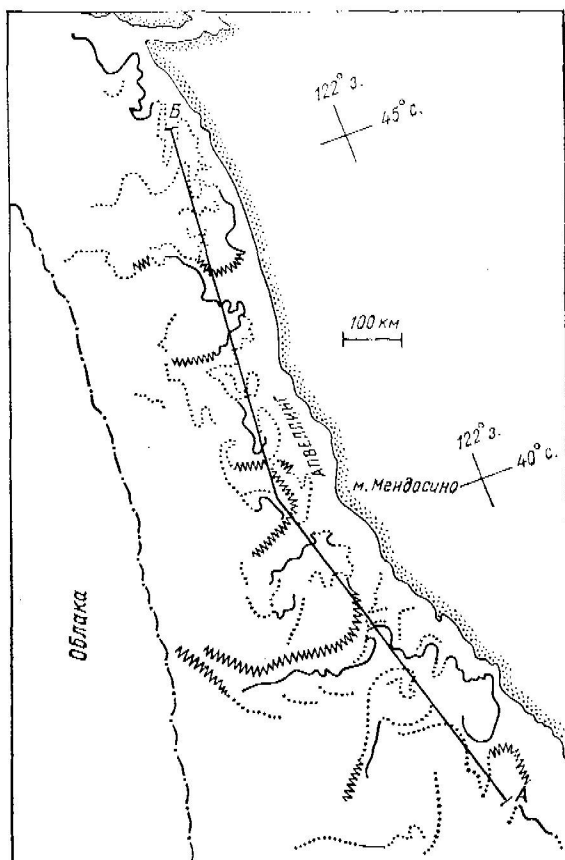


Рис. 2.7. Пример анализа положения термических фронтов по ИК изображению фронтальной зоны Орегонского апвеллинга, полученному с американского спутника NOAA-5 [195].

Тонкие сплошные линии — соответствуют резким фронтам.
 Зигзагообразные участки — фронтам умеренной резкости,
 точечный пунктир — размытым фронтам.

На рис. 2.7 изображена картина расположения фронтов (резких, слабых и размытых) вблизи Тихоокеанского побережья Северной Америки между 36 и 48° с. ш. по данным анализа ИК изображения с пространственным разрешением 1 км, полученного 8 сентября 1976 г. со спутника NOAA-5 [195]. Хорошо видно, что фронт, ограничивающий холодную воду апвеллинга со стороны

открытого океана на расстоянии около 100 км от берега, не имеет непрерывного протяжения и, вообще говоря, даже не расположен параллельно береговой черте. Наиболее резкие его участки, связанные с поперечной циркуляцией на шельфе, вытянуты в направлении, перпендикулярном берегу, и простираются на 200—300 км в открытом море. Вся картина, особенно когда смотришь на оригинальное ИК изображение, напоминает поверхность сильно турбулизованного потока (например, кильватерной струи судна при большом увеличении). Характерные размеры отдельных «турбулентных элементов» этой картины колеблются от 20 до 100 км. При следовании вдоль воображаемого маршрута *АВ* длиной около 1300 км (рис. 2.7) судно зарегистрировало бы 33 пересечения фронтов, что соответствует $l \approx 40$ км. Всего на свободной от облаков площади изображения в 430 000 км² можно насчитать около 40 плохо связанных между собой фронтов длиной от 30—40 до 400—500 км. Результаты нашего анализа спутникового ИК изображения неплохо совпадают со спектральным анализом самолетных ИК измерений в том же самом районе Холладесем и О'Брайеном [141]. При несколько лучшем пространственном разрешении, используя, однако, данные, собранные вдоль частых галсов, они получили пик пространственной спектральной плотности поля температуры поверхности океана в районе Орегонского апвеллинга на длинах волн порядка 16—40 км.

Заметим, что такие же характерные масштабы явления получаются из рассмотрения опубликованных в разных источниках (например, [174]) ИК изображений других прибрежных районов океана.

Если обратиться теперь к областям океана, расположенным на 300—1000 км от берега, то в поле нашего зрения попадут фронтальные зоны Гольфстрима, Куро시오, Бразильского течения, течения Гумбольдта, течения Мыса Игольного, Сомалийского течения, Восточно-Австралийского течения и других основных пограничных течений Мирового океана. Соответствующие этим областям спутниковые ИК изображения также могут быть найдены в [174, 195] и других источниках. Анализ подобных изображений для района Гольфстрима [50, 139, 173] совместно с результатами исследований тонкой структуры его фронтальной зоны традиционными контактными средствами обнаруживают в этой зоне большое разнообразие структурных элементов, таких, как меандры, отделившиеся теплые и холодные кольца, мелкие циклонические вихри, чередующиеся струи теплых и холодных вод, проникающие в глубину до 100—200 м, и т. д. (см. разделы 3.1.3 и 4.1). Все эти структурные элементы создают в рассматриваемом районе крайне анизотропную по характеру тонкую пространственную структуру поля температуры с характерными масштабами от 5—10 до 200—300 км и чередованием фронтальных разделов на таких же расстояниях. Видимо, и в других районах пограничных течений картина аналогична, как об этом свидетельствуют имеющиеся ИК изображения [11, 174].

В области атлантической субтропической конвергенции в Саргассовом море (около 1500 км от берега) характерные горизонтальные масштабы температурных неоднородностей и движения находятся в пределах от 30—50 до 200 км [21, 34, 172, 251]. Эти масштабы и соответственно расстояния между фронтами на фоне общего высокого горизонтального градиента температуры в зоне конвергенции определяются вихрями синоптического масштаба,

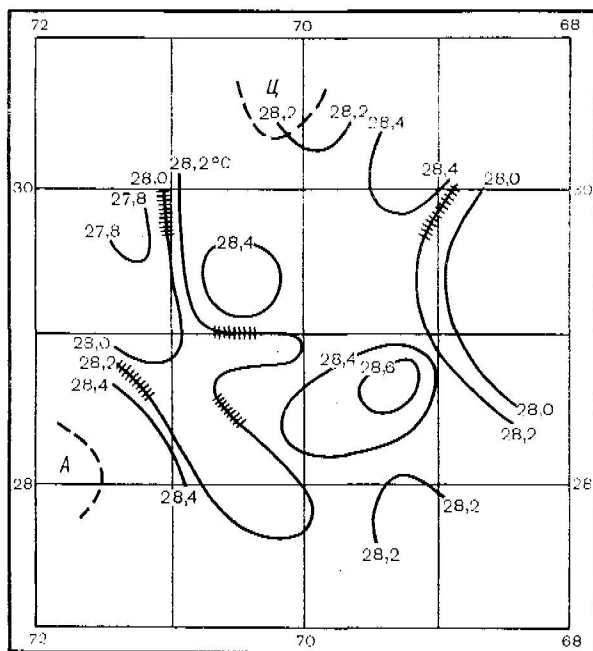


Рис. 2.8. Распределение температуры на горизонте 10 м на полигоне эксперимента ПОЛИМОДЕ 18—29 сентября 1977 г.

Штрихами показано положение фронтов на границах языков теплых и холодных вод по данным визуальных наблюдений. Пунктиром показано положение центров вихрей: Ц — циклонического, А — антициклонического.

перемещающимися через этот район с востока на запад [21, 253]. Положение центров вихрей на полигоне ПОЛИМОДЕ в сентябре 1977 г. вместе с положением языков теплой и холодной воды и фронтами показано на рис. 2.8. По данным наших измерений температуры и солености на ходу судна летом и осенью 1977 г., расстояния между фронтами здесь могут колебаться в это время года от 40 до 100 км, что хорошо соответствует картине, изображенной на рис. 2.8, в основу которой были положены данные гидрологической съемки и буксируемого термистора.

До сих пор результаты анализа ИК изображений, получаемых со спутников, неплохо совпадали с рассмотренными ранее резуль-

татами статистической обработки судовых данных, за исключением лишь самых малых значений $\bar{l}$. Нам не с чем сравнить самые большие значения $\bar{l}$ для срединных областей океанов, так как удовлетворительных ИК изображений для этих областей пока не публиковалось. Можно предположить, что в областях Мирового океана, удаленных от основных фронтальных зон климатического происхождения, частота появления термических фронтов может быть связана только с частотой прохождения вихревых образований и поэтому не может быть меньше 100—200 км. На самом деле, учитывая, что в открытых частях океана трудно ожидать плотной «упаковки» вихрей и поэтому их пространственная перемежаемость там должна быть достаточно редкой (10—20 %), можно согласиться с тем, что для открытого океана $\bar{l}$ может находиться в пределах от 500 до 1000 км.

Наблюдения автора с борта НИС «Академик Курчатов» в 34-м рейсе во время плавания через Тихий и Атлантический океаны показали, что в западных частях океана, где динамика общей циркуляции носит фоновый конвергентный характер, резкие фронтальные разделы встречаются гораздо чаще ($\bar{l} \sim 100$ км), чем в восточных частях, где динамический фон является преобладающе дивергентным. Можно даже говорить о том, что в рамках рассмотренных в разделе 1.2 критериев, восточные части океанов во многих районах характеризуются размытыми фронтальными зонами, вообще не содержащими фронтальных разделов. Такая ситуация может носить сезонный характер, так как локальные фронтогенетические механизмы внутри фронтальных зон могут быть связаны с процессами (например, с прибрежным апвеллингом), имеющими сезонный ход.

Примерами в данном случае могут служить фронтальная зона Перуанского апвеллинга и экваториальная фронтальная зона к востоку от о-вов Галапагос, которая содержит резкий фронтальный раздел только летом северного полушария.

В результате проведенного обсуждения можно следующим образом ответить на поставленный в заголовке вопрос.

1. В прибрежных районах, особенно там, где имеет место интенсивный апвеллинг, во внутренних морях и проливах, а также во фронтальных зонах мощных пограничных течений (Гольфстрим, Кюросио и др.) среднее расстояние $\bar{l}$ между термическими фронтами может быть всего лишь несколько десятков километров (30—50 км), причем колебания отдельных ситуаций лежат в пределах от 5 до 100 км. Значения $\bar{l}$ порядка 3—5 км на участках длиной сотни километров, полученные в прибрежных районах на основе судовых данных, могут быть результатом пересечения многочисленных меандров одного и того же фронта.

2. В областях открытого океана, где имеются фронтальные зоны климатического происхождения (например, субтропическая конвергенция), характерные значения $\bar{l}$ приближаются к 100 км, хотя элементы тонкой пространственной структуры этих фронтальных зон могут в отдельных случаях (при наличии синоптических

вихрей) характеризоваться и меньшими масштабами (40—50 км).

3. В открытых частях океана, удаленных от основных фронтальных зон, значения T возрастают до 500—1000 км.

4. В западных частях океанов резкие термические фронтальные разделы, вообще говоря, встречаются чаще, чем в восточных. Это различие, однако, может нарушаться в связи с сезонными явлениями и процессами.

5. Практически повсеместно в умеренных и низких широтах в условиях интенсивного солнечного прогрева в штилевую и слабобетреную погоду в верхнем слое толщиной 3—8 м благодаря внутренним волнам могут возникать мелкомасштабные неоднородности термического поля с горизонтальными градиентами температуры фронтального характера, чередующимися с интервалом 1—5 км. Расстояния между конвергенциями в ячейках Ленгмюра, которые возникают при умеренных ветрах, могут быть еще меньше: 10—50 м.

В этом разделе в целях полноты обсуждения пришлось коснуться целого ряда вопросов, которые в данной книге еще не затрагивались. Сюда относятся: фронтогенетическая роль вихрей в океане; сведения о тонкой пространственной структуре фронтальных зон; вопросы термохалинной изменчивости во фронтальных зонах прибрежного апвеллинга.

Все эти вопросы будут более подробно рассмотрены в последующих разделах и главах книги.

Ниже хотелось бы дополнить то, что уже известно о частоте повторяемости термических фронтов в океане, теми скудными и отрывочными натурными данными о соленостных фронтах, которые можно почерпнуть из литературы, архивных и собственных данных наблюдения.

Как уже указывалось выше, надежных данных непрерывных наблюдений солености на ходу судна все еще слишком мало для получения каких-либо обобщенных представлений о частоте распределения соленостных фронтов на поверхности Мирового океана. Роден [214] указывал, что, по его наблюдениям, соленостные фронты далеко не всегда совпадают с термическими. Это утверждение справедливо применительно ко всему океану в целом, где действуют различные фронтогенетические механизмы и имеют место различные конкретные условия фронтогенеза. Проведенное мною исследование ряда конкретных локальных океанографических ситуаций показывает, что там, где имеются параллельно функционирующие источники пространственной изменчивости температуры и солености, единый фронтогенетический процесс чаще всего порождает **термохалинные фронтальные зоны**, в которых пространственные перепады температуры и солености практически совпадают. Такова ситуация в районе Орегонского побережья Северной Америки, где апвеллинг представляет собой источник холодных и соленых вод, а сток р. Колумбии — источник более пресных и быстро прогреваемых поверхностных вод. Здесь в прибрежной фронтальной зоне подсчитанное нами (по

данным непрерывной регистрации температуры и солености [101]) число пересечений отдельных температурных фронтов совпало в пределах $\pm 10\%$ с общим числом пересечений соленостных фронтов. Подавляющее большинство фронтов этого района имело соответственно высокую отрицательную T , S -корреляцию и представляло собой резкие плотностные фронты (см. подробнее в разделе 3.2). В небольшом числе случаев, однако (не более 5% от общего числа, близкого к 100), резкие соленостные фронты не сопровождались заметными пространственными изменениями температуры, что можно отнести за счет чистого эффекта речного стока в отсутствии апвеллинга. Схожие общие условия имеют место вблизи зоны Бразильского апвеллинга, где вынос распресненных вод из залива Баия-де-Сепетиба создает резкие соленостные фронты с горизонтальными градиентами солености до $1\text{—}1,6\text{‰/км}$ [183]. Однако они не похожи на стоковые фронты, описанные в подразделе 3.3.1, и заставляют думать о специфических фронтогенетических механизмах в области сильных течений на периферии зоны интенсивного апвеллинга.

Вообще же речной сток является главной причиной возникновения чисто соленостных фронтов на поверхности океана, причем не только вблизи устьевых участков, но и далеко в открытом океане, если речь идет о крупных реках, таких, как Амазонка, Ориноко, Конго, Ганг, Брахмапутра, Иравади и др. Соленостные фронты, связанные со стоком этих рек, и изолированные линзы распресненных вод, ограниченные резкими соленостными фронтами, встречались различными исследователями за сотни и даже за тысячи километров от берега. При этом перепады солености ΔS на таких фронтах достигали 1‰ и более (см., например, [81, 123, 222], а также подраздел 3.3.1).

Ситуация в районах океана, не подверженных влиянию речного стока, заслуживает специального рассмотрения. Мы располагаем данными по району субтропической конвергенции в Атлантике. К северу от конвергенции расположены менее теплые и менее соленые воды. Соленость и температура возрастают довольно резко через зону конвергенции в южном направлении. Поскольку сама субтропическая конвергенция имеет, таким образом, общую положительную T , S -корреляцию, любой фронтогенез в деформационном поле синоптических вихрей приводит здесь к появлению термохалинных фронтов с положительной T , S -корреляцией и частичной компенсацией противоположных плотностных вкладов температуры и солености [34, 35]. В некоторых случаях эта компенсация вблизи поверхности океана является почти полной, и плотностной скачок на фронте практически незаметен (рис. 2.9 а). В этом районе, однако, часто встречаются чисто температурные фронты, а также (в меньшем числе) чисто соленостные фронты. Наши оценки по данным одновременной регистрации температуры и солености на ходу судна [68] вблизи поверхности ($\sim 3\text{ м}$) в этом районе за июнь-сентябрь 1977 г. дают:

	<i>n</i>	‰
Общее число пересечений фронтальных градиентов температуры и/или солёности на 1500 км маршрута в Саргассовом море	35	100
Число термохалинных фронтов с положительной <i>T</i> , <i>S</i> -корреляцией	17	49
Число термохалинных фронтов с отрицательной <i>T</i> , <i>S</i> -корреляцией	4	11
Число чисто термических фронтов ($\Delta S=0$)	13	37
Число чисто солёностных фронтов ($\Delta T=0$)	1	3
Число фронтов с $ \beta \Delta S > \alpha \Delta T $	8	23

(α и β — удельные вклады температуры и солёности соответственно в изменения плотности ρ).

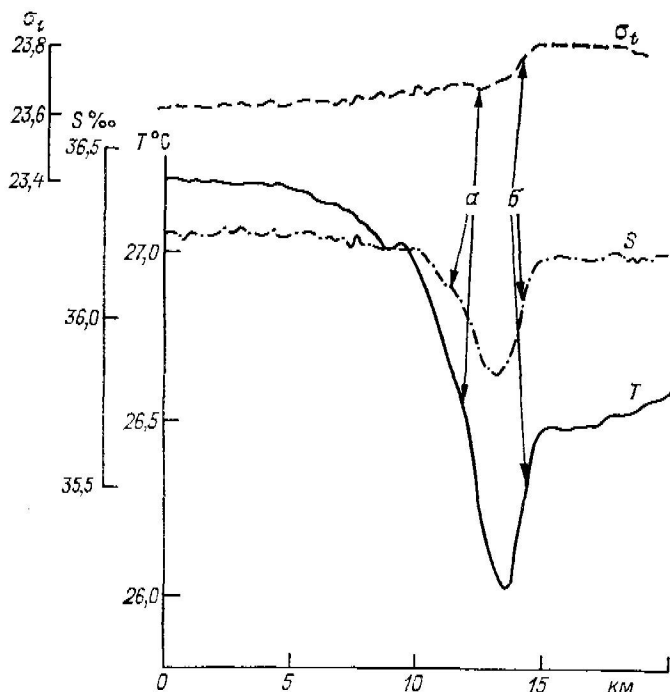


Рис. 2.9. Пример регистрации горизонтальных градиентов температуры (*T*) и солёности (*S*) в Саргассовом море в сентябре 1977 г.

a — участок без изменения плотности σ_t ; *b* — участок с небольшим изменением плотности σ_t за счет преобладания вклада солёности.

Эти данные не претендуют ни на полноту, ни на репрезентативность. Они, однако, неоспоримо свидетельствуют о том, что в областях океана, не подверженных влиянию речного стока, общее число термических фронтов (со вкладом солёности и без него)

существенно больше общего числа чисто солёностных фронтов и фронтов, в которых солёностный вклад $\Delta\rho_S = \beta \Delta S$ в изменение плотности превышает по абсолютному значению соответствующий температурный вклад $\Delta\rho_T = \alpha \Delta T$, так что

$$|\Delta\rho_S| > |\Delta\rho_T|.$$

2.2. Общий фон пространственной изменчивости температуры и солёности вблизи поверхности океана

Фронты наблюдаются нами вблизи поверхности океана на фоне естественной пространственно-временной изменчивости температуры и солёности, которая может быть весьма существенной даже за пределами фронтальных зон. На рис. 2.10, например, можно видеть резкий (шириной около 1 км) термохалинный фронт, заре-

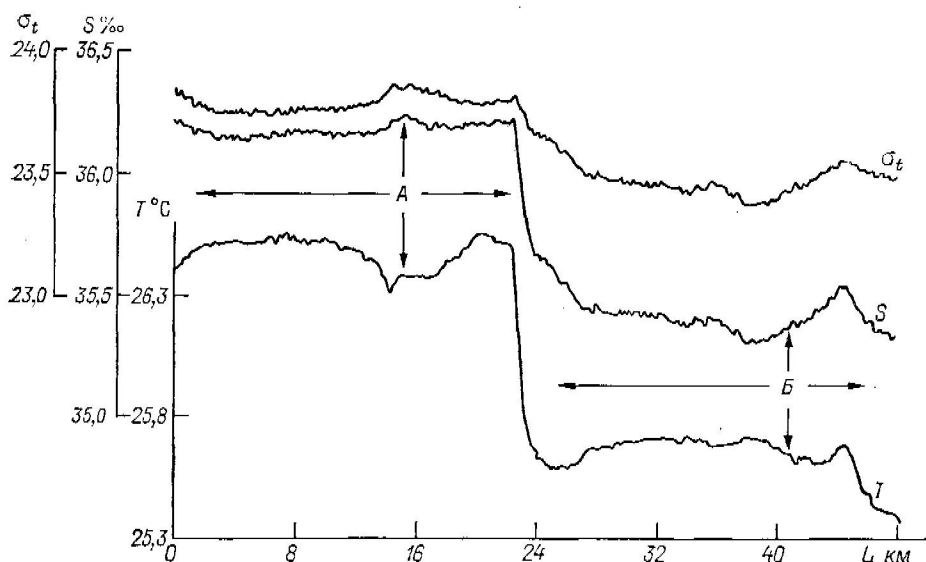


Рис. 2.10. Пример областей с отрицательной T , S -корреляцией (А и Б) по обе стороны положительно T , S -коррелированного фронта в Саргассовом море.

гистрированный автором в Саргассовом море в сентябре 1977 г. с помощью термосолезонда АИСТ, работавшего в проточной системе [68]. По обе стороны фронта на расстоянии по меньшей мере 20 миль наблюдаются существенные изменения температуры и солёности. Эти изменения отличаются от резкого падения температуры и солёности с севера на юг на фронте не только своей меньшей амплитудой, но еще и тем, что они отрицательно коррелированы между собой, т. е. за пределами фронта падению солёности соответствует рост температуры и наоборот. В принципе этому не приходится удивляться, так как сам фронт и внефрон-

тальные изменения могут быть вызваны совершенно различными причинами или же, несмотря на тесную связь друг с другом, могут иметь совершенно различную физическую природу. Например, часты случаи, когда при подходе к фронту наблюдаются интенсивные флюктуации температуры или солености явно колебательного (квазипериодического) характера. На рис. 2.11 изображен пример

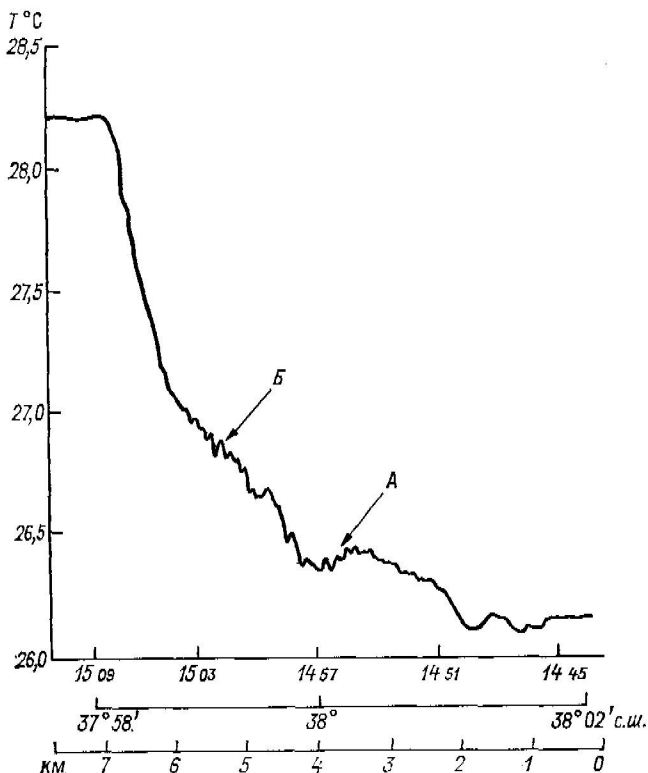


Рис. 2.11. Квазипериодические флюктуации температуры (области А и Б) при подходе к основному фронту Гольфстрима с севера вдоль 70° с. ш. 11 сентября 1978 г.

таких флюктуаций (области А и Б) при подходе к основному фронту Гольфстрима вдоль 70° з. д. с севера (наблюдения автора в 27-м рейсе НИС «Академик Курчатов» в сентябре 1978 г.).

Различные естественные причины пятнистости распределения температуры в поверхностном слое океана и типичные характеристики пространственной изменчивости ТПС в различных условиях подробно рассмотрены в сборнике «Мезомасштабная изменчивость поля температуры в океане», подготовленном и опубликованном под руководством и под редакцией автора в 1977 г. Хотя много новых интересных результатов было получено в ходе более позд-

них исследований [18, 34, 35, 69], цитированный выше сборник все еще может представлять интерес для тех, кто интересуется физикой вопроса. В контексте данного раздела имеет смысл повторить и несколько расширить обсуждение приведенного в сборнике сводного спектра пространственной изменчивости поля температуры в океане, построенного на основе всех опубликованных данных.

2.2.1. Сводный спектр пространственной изменчивости поля температуры в океане

На основе компиляции имеющихся в литературе данных был построен сводный спектр изменчивости ТПС в диапазоне горизонтальных масштабов от 10 м до 1000 км, представленный на рис. 2.12. Он включает в себя следующие спектры.

I — Сондерс [225]. Измерения радиационной температуры дистанционным методом в ИК диапазоне с самолета над Средиземным морем. В диапазоне длин волн $\lambda = 3 \dots 100$ км спектр аппроксимируется степенной зависимостью $k^{-2,2}$ (k — волновое число), не удовлетворяющей ни одну из известных моделей турбулентности. Заметим, что в районе измерений находился участок термического фронта Ионического бассейна [176], который, хотя и не выходил на поверхность в момент измерений, вероятно, мог оказывать воздействие на температуру поверхности. Вудс [260] полагает, что степень 2,2 отражает совместное действие идеальной геострофической турбулентности (k^{-3}) и системы резких горизонтальных градиентов или «скачков» температуры (k^{-2}). Такие «скачки» могут быть фронтами, но могут носить и искусственный характер, связанный с методикой измерений и вычислений.

II — Холлэдэй и О'Брайен [141]. Измерения радиационной температуры дистанционным методом с самолета в районе прибрежного апвеллинга (Орегонское побережье США). Изотропная часть двумерного спектра аппроксимируется зависимостью k^{-3} как для текущих значений температуры, так и для средних (осреднение 3 недели) значений и отклонений от них в диапазоне волн λ от 4 до 20 км. Такая зависимость, как уже говорилось, характерна для геострофической турбулентности, причем она должна особенно хорошо выполняться в районах сильной бароклинической неустойчивости (см. раздел 2.8). Таковым, видимо, и является район апвеллинга, где созданная подъемом вод доступная потенциальная энергия бароклиничности переходит в кинетическую энергию вихревого движения. Любопытно отметить, что вычисленный по этим же данным одномерный спектр, как утверждают авторы, обнаруживает степенную зависимость, сходную с той, что получил Сондерс [225]. Это отличие свидетельствует об анизотропии поля, которая хорошо заметна и на рис. 2.7.

III — МакЛейш [181]. Измерения радиационной температуры. Спектры МакЛейша (из которых приведены только два) имеют значительный разброс по уровню спектральной плотности и по

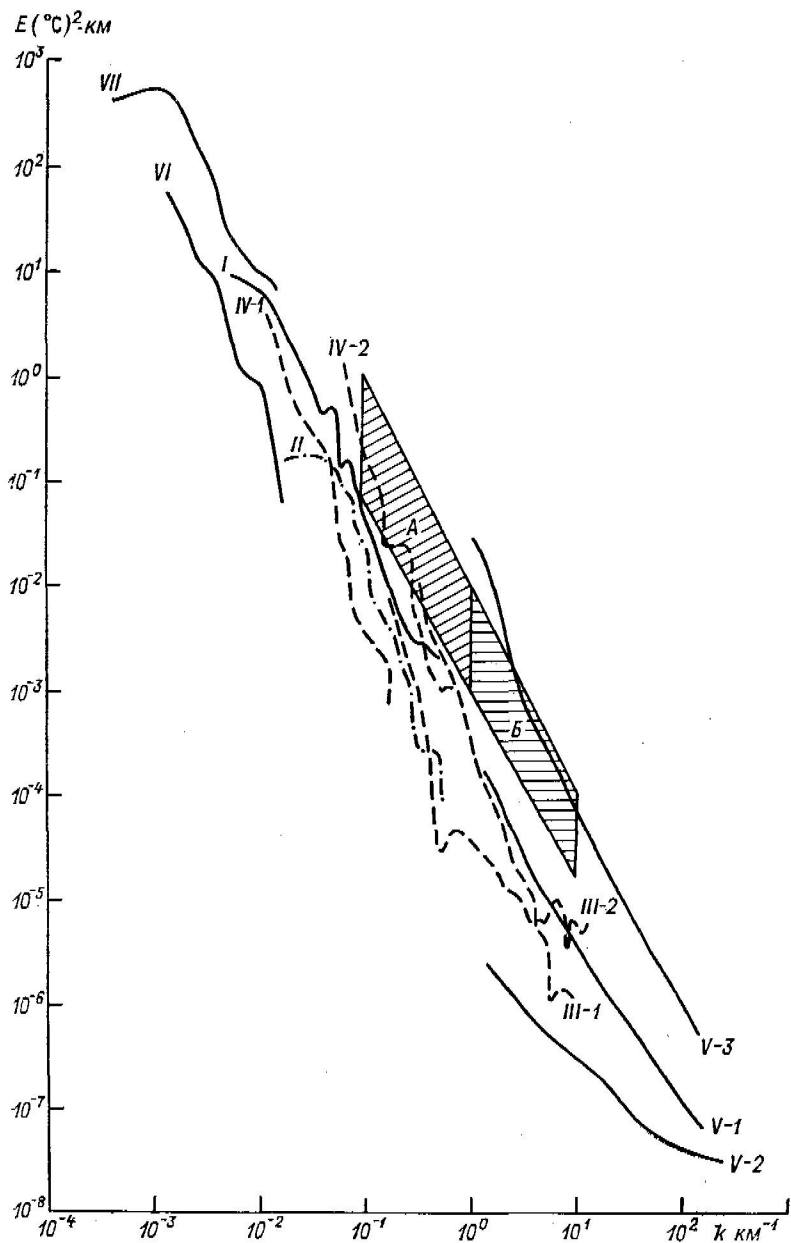


Рис. 2.12. Сводный спектр изменчивости температуры по горизонтали в верхнем квазиоднородном слое океана.

Заштрихована область, соответствующая изменчивости, которой следует ожидать в связи с океаническими фронтами. Прочие пояснения — в тексте.

наклону кривых. Возможно, это связано с влиянием «шума», обусловленного неточностью измерений (см. ниже). Наибольшую изменчивость обнаруживает поле температуры в районе сильных береговых течений. Спектры спадают с увеличением волнового числа k , однако, начиная с $k \sim 2 \dots 5$ цикл/км ($\lambda \sim 200 \dots 500$ м), спектры выходят на плато. Добавочная спектральная плотность приписывается поверхностным «сликам» (полосовидным неоднородностям), связанным, как полагают, с ячеистой циркуляцией типа ячеек Ленгмюра. Не исключено, однако, что увеличение спектральной плотности на больших волновых числах связано с «шумом», обусловленным неточностью измерений. Спектральная плотность «белого шума» $E_0 = \sigma_0^2 \Delta l$, где σ_0^2 — дисперсия шума, а Δl — интервал дискретности измерений. Учет этой добавочной величины, практически никогда не оцениваемой на практике, может быть существенным, особенно для измерений малой точности (например, дистанционных, где точность при наблюдении с самолетов не лучше $0,2-0,25^\circ\text{C}$).

IV — Науменко и др. [45]. Измерения буксируемыми термисторами в поверхностном слое (на глубине 20 см) Атлантического океана. Кривая 2 соответствует району апвеллинга (мыс Кап-Блан). Степенная зависимость спектра находится между k^{-2} и k^{-3} .

V — Ценк и Катц [273]. Измерения буксируемыми термисторами в верхнем перемешанном слое (горизонт 26 м). Спектры обнаруживают различные уровни изменчивости поля температуры в окрестности термического фронта. Верхняя кривая 3 относится к самой фронтальной области, кривые 1 и 2 — к участкам, примыкающим к фронту с разных сторон.

VI — Бернштейн и Уайт [88]. Данные серии стандартных гидрологических станций в Тихом океане в термоклине (до 160 м). Спектр аппроксимируется зависимостью k^{-2} . Авторы объясняют зарегистрированные возмущения температуры синоптическими вихрями, происхождение которых связано с бароклиными волнами Россби.

VII — вычисления по данным измерений буксируемым термистором в 13-м рейсе НИС «Академик Курчатов» (горизонт 5 м) в Атлантическом океане, выполненные под руководством автора сотрудниками его лаборатории.

Интересные спектры содержатся в работе Кенеке и Магаарда [160] (не приведены на рис. 2.12). Они использовали измерения буксируемыми термисторами в сезонном термоклине (горизонт 30 м) в Балтийском море. Разрез включал небольшой квазистационарный геострофический вихрь (с диаметром $d \approx 20$ км). Локальный радиус деформации Россби $R \approx 13 \dots 18$ км. Наклон спектра аппроксимируется зависимостью k^{-3} в диапазоне длин волн λ от 0,5 до 12 км, что является аргументом в пользу геострофической турбулентности, развивающейся в масштабах $\lambda < R$. Отметим, что в Северном море и в Атлантике, где глубина существенно больше, чем в Балтийском море, авторы не обнаружили ничего похожего на квазистационарные возмущения, встреченные

в Балтийском море. Флюктуации температуры в этих бассейнах вызывались, по-видимому, внутренними приливными волнами (спектр k^{-2}).

Все спектры характеризуются более или менее монотонным спадом в сторону увеличения волнового числа (уменьшения масштабов) — результат, наиболее часто встречающийся в геофизике. Он соответствует передаче изменчивости от больших масштабов к меньшим, дроблению турбулентных вихрей или температурных неоднородностей. Несколько удивительно, однако, что ни один из приведенных спектров не имеет статистически обеспеченных локальных максимумов, соответствующих «энергонесущим масштабам». Как уже говорилось, можно было бы ожидать проявления в поле температуры естественно выделенных динамических масштабов, связанных с планетарными волнами или синоптическими вихрями, локальным радиусом деформации Россби, инерционными и приливными колебаниями, конвекцией в верхнем однородном слое. Кроме того, возможно существование преимущественных масштабов, связанных с процессами теплообмена океана и атмосферы. Левый пик, соответствующий длине волны $\lambda \sim 800$ км на спектре VI, имеет, по-видимому, искусственное происхождение, связанное с недостаточной длиной реализации (около 1800 км). Хотя воздействие синоптических вихрей на термическую структуру океана не вызывает сомнений, нельзя априори гарантировать существование максимума горизонтальной изменчивости температуры в области λ от 100 до 200 км, обусловленного такими вихрями. Можно было бы попытаться искать следы геострофических вихрей меньших масштабов [160] на спектрах для мелких морей. Таким вихрям соответствует длина волны $\lambda \sim 40$ км ($\lambda = 2d$), до которой, к сожалению, спектр, полученный авторами [160], нельзя продолжить.

Можно предполагать, что пятнистая структура температуры в зоне прибрежного апвеллинга должна характеризоваться преимущественным масштабом, примерно равным ширине этой зоны (20—40 км). Пятна такого размера видны на картах радиационной температуры, полученных Холлэдэем и О'Брайеном [141]. Однако спектральным путем не удалось убедительно подтвердить преимущественность этого масштаба из-за недостаточного размера обследованного участка поверхности.

Не обнаруживаются на спектрах (в масштабах от нескольких километров до 100 км) и возмущения, связанные с теплообменом океана и атмосферы, которые должны были бы по крайней мере влиять на структуру поля радиационной температуры. Отсутствие источников, связанных с теплообменом, в масштабах до 50 км подтверждается и в ряде других исследований. Таким образом, остается неизвестным, имеют ли процессы теплообмена с атмосферой предпочтительные пространственные масштабы в рассматриваемых пределах спектра. Не исключено, что эти предпочтительные масштабы находятся как раз в областях более 100 км и менее 5 км.

Монотонный характер спектров может указывать на «инерционный» перенос изменчивости по спектру. Можно ли установить подлинный характер этого переноса — непрерывный (благодаря слабым взаимодействиям) или дискретный (благодаря сильным взаимодействиям) [260]? Оба процесса дают при осреднении непрерывный спектр. Косвенным подтверждением существования дискретного переноса может служить аномально высокая изменчивость гидрофизических полей во фронтальных зонах. Этот известный факт подтверждается и в отношении горизонтального поля температуры (см. спектры IV-2 и V-3 на рис. 2.12). Если

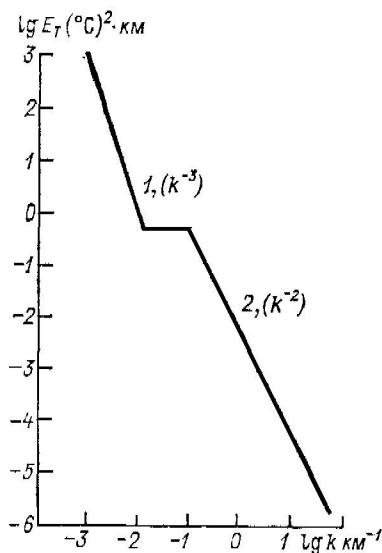


Рис. 2.13. Предполагаемый обобщенный спектр изменчивости температуры по горизонтали со скачкообразным переходом от синоптических (вихревых) масштабов (1) к фронтальным (2).

попытаются экстраполировать спектральную плотность этих спектров на большие масштабы, то она оказывается значительно выше, чем, например, у спектра VI, и не может соответствовать общепринятым представлениям об уровне возможной мезомасштабной (синоптической) и крупномасштабной изменчивости. Можно предположить поэтому, что горизонтальная изменчивость поля температуры из диапазона синоптических вихрей, охватываемого спектром VI, передается скачком в диапазон меньших масштабов, связанный с фронтальными зонами, без «потерь» в промежуточных масштабах, что может осуществляться за счет переноса энтропии [262] (рис. 2.13).

Рассмотрим более подробно вопрос о том, видны ли (проявляются ли) фронтальные зоны и пятнистость пространственного распределения температуры на спектрах пространственной изменчивости ТПС. Для этого обратим внимание на участки сводного спектра, обозначенные буквами А и Б соответственно. Участок А представляет собой область характерных горизонтальных масштабов участков фронтальных градиентов температуры (в их

поперечном сечении), т. е. 1—10 км. Участок *Б* включает в себя изменчивость, связанную с элементами тонкой структуры (по горизонтали) вблизи фронтальных разделов как таковыми (100 м — 1 км). На различных спектрах, попавших в эти участки, не видно сколько-нибудь заметных пиков. Все эти спектры близки по своему наклону к k^{-2} . Спектр Ценка и Катца [273], обозначенный *V-3*, расположен на участке *Б* по уровню своей спектральной энергии на целый порядок выше среднего уровня остальных спектров. Это не должно удивлять, так как данные, взятые в данном случае для анализа, относились к разрезу, выполненному во фронтальной зоне, и обладали высоким пространственным разрешением, определявшим предельно разрешаемое волновое число Найквиста $k_N = (2\Delta x)^{-1} = 0,24$ цикла/м. По-видимому, только такое разрешение позволяет хорошо отразить на спектре высокий уровень пространственной изменчивости, связанный с тонкой горизонтальной структурой фронтальных зон. Но, видимо, даже такое высокое разрешение по пространству не приводит к появлению на спектрах обеспеченных пиков, которые соответствовали бы каким-либо выделенным масштабам, связанным с фронтами: например, модуляционным эффектам в поле температуры за счет внутренних волн, в изобилии встречающихся вблизи фронтов (см. обсуждение в разделе 3.5).

Можно было бы предположить, что непрерывность спектра пространственной изменчивости температуры вблизи поверхности океана обусловлена присутствием неоднородностей практически всех масштабов в пределах от 100 м до 1000 км. Отсюда у людей, не задумывавшихся о частоте повторяемости фронтов в океане, может возникнуть предположение, что фронты должны были бы лучше проявляться при спектральном анализе данных буксировок термодатчиков на более глубоких горизонтах (скажем, 50—150 м), где мелкомасштабная пятнистость поля температуры, связанная с приповерхностными эффектами [18, 31, 69], заведомо отсутствует. Однако спектры для горизонтов 100 и 150 м, обсуждаемые в работе Мосли и Дель Бальзо [190], являются совершенно монотонными, спадающими в интересующем нас диапазоне по закону, близкому к k^{-2} . Заметим, что эти спектры так же, как и спектр *V-3* Ценка и Катца [273], построены по относительно коротким рядам (не более 30 км) с пространственным разрешением 0,25—0,5 м. Уровень спектральной плотности $E_T(k)$ у них, как и следовало ожидать, на порядок ниже, чем у спектра *V-3* при тех же значениях k . Однако и более длинные ряды также не дают спектральных пиков на каких-либо выделенных масштабах, которые могли бы соответствовать фронтам или температурным «пятнам» какого-либо преобладающего размера. В принципе этого и следовало ожидать, так как относительная повторяемость фронтов в океане такова (см. раздел 2.1), что при регистрациях температуры протяженностью 30—50 км в прибрежных районах можно в среднем рассчитывать на 1—2 пересечения фронта за каждую буксировку. В открытом океане 1—2 пересечения фрон-

тов будет приходится на 500—1000 км измерений. Ясно, что статистический эффект столь редких событий в принципе не может никак отразиться на результатах спектрального анализа. С другой стороны, «пятнистость» поля температуры, проявляющаяся в широком диапазоне масштабов, существенно влияя на общий уровень спектральной плотности $E_T(k)$, не определяет однозначно вида зависимости наклона спектра от k . Неадекватность метода спектрального анализа в подобных случаях уже неоднократно отмечалась в литературе [112, 245].

Итог этого обсуждения таков, что длинные ряды измерений температуры на больших расстояниях (100—1000 км) с разрешением $\Delta x \approx 100 \dots 200$ м не дают возможности получить на спектрах заметного пика, соответствующего океаническим фронтам, по причине относительно малой повторяемости последних (всего лишь несколько пересечений на один ряд). С другой стороны, короткие ряды (30—50 км), полученные непосредственно во фронтальных зонах путем измерений с разрешением порядка 1 м, отличаются повышенным уровнем пространственной изменчивости температуры, что дает аномально высокие значения $E_T(k)$ на участке волновых чисел от 1 до 100 циклов на 1 км. Нам неизвестны длинные ряды измерений, которые позволяли бы одинаково хорошо разрешать как мелкомасштабные, так и крупномасштабные пространственные изменения температуры в пределах от 100 до 10^{-3} циклов/км. Не исключено, что спектр, построенный по такому ряду, как раз и имел бы вид, изображенный на рис. 2.13.

В интересующем нас диапазоне волновых чисел от 10^1 до 10^{-1} циклов/км (участки А и Б на рис. 2.13), который Мосли и Дель Бальзо называют «плавуче-конвективным», спектр горизонтальной изменчивости температуры в океане, в соответствии с их теоретическими исследованиями [190], должен иметь форму

$$E_T(k) = A_1 k^{-5/3} + A_2 k^{-3}, \quad (2.1)$$

где k — волновое число, а размерные коэффициенты A_1 и A_2 являются функциями глубины благодаря своей зависимости от скорости диссипации кинетической энергии ϵ , скорости размывания термических неоднородностей ϵ_T и частоты Вейселя—Брента N . Значения A_1 и A_2 определяются эмпирически на основе результатов спектрального анализа данных измерений. Знание величины N дает возможность определить значения ϵ и ϵ_T , а также их изменение с глубиной, если регистрации буксируемым датчиком проводятся на различных горизонтах. Таким образом, можно считать, что для описания фоновой пространственной изменчивости поля температуры в интересующем нас диапазоне, включающем фронты, уже имеется модель [190], которую, однако, следовало бы проверить на большом количестве натурных данных. Однако уже сейчас можно сказать, что выражение (2.1) может объяснить получающиеся значения наклонов спектров $E_T(k)$ на интересующем нас участке, колеблющиеся по результатам различных авторов между $k^{-1.7}$ и k^{-3} .

Что касается пространственной изменчивости солёности вблизи поверхности открытого океана, то статистических обобщений по этому вопросу в литературе еще не появлялось, за исключением спектра пространственной изменчивости солёности на горизонте 3 м, полученного нами в довольно узком диапазоне масштабов (от 1 до 10 км) и опубликованного в [34, 35]. Этот спектр также не имеет никаких пиков и спадает по закону, близкому к k^{-3} . Совершенно ясно, что один единственный спектр, полученный к тому же относительно короткому ряду измерений (80 км), не может служить сколько-нибудь надежной обобщенной характеристикой пространственной изменчивости поля солёности в приповерхностном слое открытого океана.

Представляет интерес проанализировать имеющиеся у нас и в литературе сведения о пространственной изменчивости поля солёности в приповерхностном слое океана вместе с информацией об изменчивости в нем температуры.

Укажем, что неоднородности распределения температуры и солёности в масштабах от 10 до 100 км имеют существенно различный характер в различных районах океана. В прибрежной зоне в отсутствие заметного апвеллинга изменения температуры и солёности, как правило, плохо коррелированы друг с другом и характеризуются существенно большими значениями дисперсий, чем в районах открытого океана. Измерения в открытом океане показали, что температура и солёность приповерхностного слоя меняются там в значительной степени согласованно. Как правило, при этом пространственные флуктуации температуры и солёности либо положительно, либо отрицательно коррелированы друг с другом в масштабах от нескольких километров до многих десятков и сотен километров [109, 152].

Пример того, как положительная T , S -корреляция, наблюдавшаяся на расстоянии более 1000 км, сменяется отрицательной корреляцией, характерной для столь же большого пространства, был в свое время продемонстрирован Эванс [109]. Не менее характерный пример (рис. 2.14), заимствованный из работы Икеда и др. [152], показывает аналогичное явление на протяжении всего лишь около 100 км. Эти иллюстрации, взятые вместе с приведенным уже ранее нашим собственным примером (рис. 2.10), показывают, что подобная ситуация является достаточно типичной для различных частей Мирового океана.

Причину появления областей с отрицательной T , S -корреляцией на фоне корреляции противоположного знака следует искать или в пространственной неоднородности вертикального перемешивания [54, 60] при различном соотношении знаков вертикальных градиентов температуры и солёности в приповерхностном слое океана, или в подъеме вод с больших глубин в окрестностях фронтов, компенсирующем обычное опускание вод вдоль фронтального раздела. Вертикальное распределение температуры и

солёности в верхнем слое может быть таково, что неоднородные по пространству вертикальные движения или перемешивание должны неизбежно приводить к отрицательно коррелированным

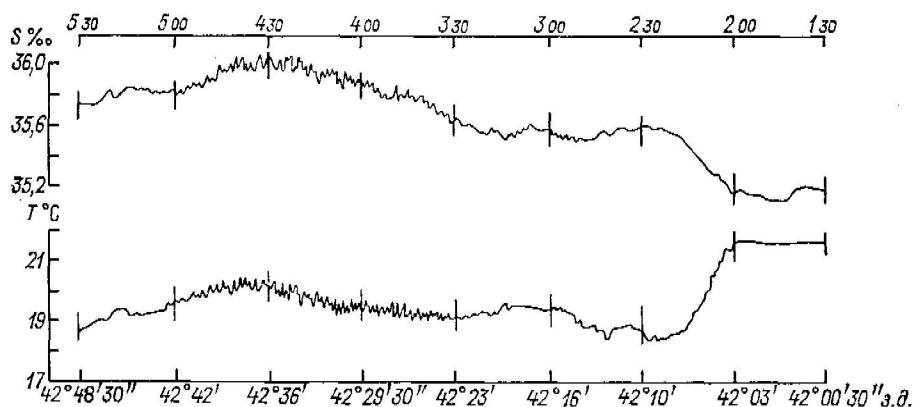


Рис. 2.14. Пример смены отрицательной T , S -корреляции на положительную на горизонте 3 м вдоль разреза по $23^{\circ}04'$ ю. ш. в районе Кабу-Фриу (Бразильский апвеллинг), по данным Икеда и др. [152].

горизонтальным термохалинным неоднородностям. На рис. 2.15 представлен небольшой разрез через зону резких горизонтальных градиентов температуры и солёности, построенных по данным измерений НИСП «Виктор Бугаев» вдоль меридиана $69^{\circ}40'$ з. на

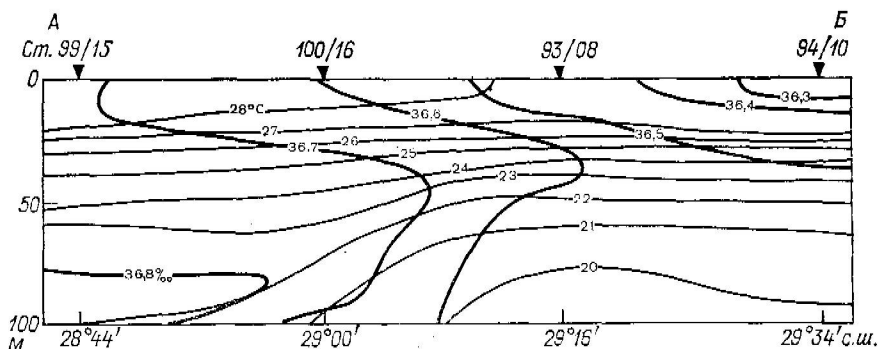


Рис. 2.15. Температура и солёность на разрезе вдоль $69^{\circ}40'$ з. д. в Саргассовом море.

полигоне буйковых станций эксперимента ПОЛИМОДЕ в Саргассовом море в июле 1977 г. Положение изолиний температуры и солёности на этом разрезе таково, что любая локальная адвекция по горизонтали приведет к положительно коррелированным термохалинным аномалиям, тогда как неравномерная вертикальная

адвекция или неоднородное по пространству перемешивание приведут к появлению в горизонтальной плоскости (в том числе и на поверхности океана) отрицательно коррелированных трмохалинных неоднородностей.

Известно, что осадки и особенно интенсивные ливни, часто выпадающие в низких широтах, очень существенно влияют на характер горизонтального и вертикального распределения солености в приповерхностном слое океана [18]. Изменения солености за счет выпадения осадков могут колебаться в пределах от нескольких сотых долей промилле до $1-1,5\text{‰}$ в экстремальных условиях в зависимости от интенсивности дождя, глубины перемешивания (которая зависит от скорости ветра) и от начальной приповерхностной стратификации. Такие изменения солености являются очень значительными с точки зрения привычных океанографических масштабов и изменчивости этой величины. Однако их невозможно надежно регистрировать со спутников с помощью чувствительных к изменениям солености СВЧ методов [62, 77], поскольку порог разрешения этих методов не лучше $1-2\text{‰}$. Поэтому мы не располагаем аэрокосмической информацией, подобной рис. 2.7, чтобы оценить характерные пространственные масштабы изменчивости солености и среднее расстояние между соленостными фронтами (см. раздел 2.1). В распоряжении исследователей остаются лишь контактные методы измерений. К настоящему времени специальных измерений изменчивости солености вблизи поверхности океана было сделано сравнительно немного, причем наиболее значительная часть их относится к влиянию осадков и приходится на долю автора с сотрудниками: А. И. Гинзбург, А. Г. Зацепиным, В. Е. Складовым [18]. Полученные при этом сведения о пространственной «пятнистости» солености в приповерхностном слое океана можно просуммировать следующим образом:

- 1) при слабых ветрах глубина распреснения при выпадении ливневых осадков редко превышает $1-2$ м, что при выпадении 30 мм осадков дает результирующее уменьшение солености в этом слое на $0,5-1\text{‰}$;

- 2) умеренные ветры увеличивают толщину распресненного слоя до $5-10$ м, что дает на каждые 30 мм осадков уменьшение солености в этом слое всего лишь на $0,1-0,2\text{‰}$;

- 3) выпадение дождей чаще всего сопровождается одновременным слабым понижением температуры вблизи поверхности океана на $0,1-0,2^{\circ}\text{C}$, но может и не сопровождаться одновременным тепловым эффектом, так как изменения условий теплообмена на границе океан—атмосфера при выпадении дождя достаточно сложны и неоднозначны;

- 4) характерные горизонтальные размеры распресненных осадками пятен на поверхности океана соответствуют типичным размерам кучево-ливневых облаков, т. е. $1-5$ км. Однако при интенсивной и длительной ливневой погоде эти пятна могут сливаться, образуя вблизи поверхности океана «блюдца» распресненной на

0,5—1‰ воды диаметром несколько сотен километров (рис. 2.16);

5) термодинамический эффект таких обширных распреснений определяется главным образом подавлением турбулентного обмена распресненного слоя с нижележащей толщей океана, что может приводить к перегреву поверхности океана в дневные часы и к переохлаждению в ночное время. При большой влажности воздуха и ночной облачности дневной прогрев может аккумулироваться в распресненном слое в течение нескольких суток, что может в определенных широтах способствовать зарождению и распространению тропических циклонов и ураганов;

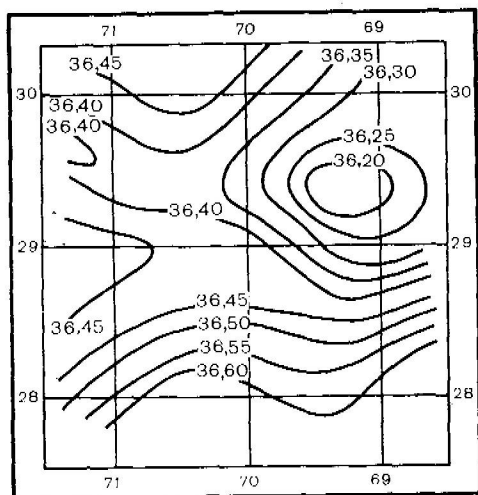


Рис. 2.16. Распределение солёности (‰) вблизи поверхности в Саргассовом море 18—26 июля 1977 г.

6) отдельные выпадения даже очень интенсивных ливневых дождей, как правило, не приводят к образованию резких фронтальных разделов на краях распресненных пятен. Это связано скорее всего с малой толщиной распресняемого слоя. Однако сезонное преобладание осадков над испарением и испарения над осадками в отдельных районах океана при наличии конвергентных течений вблизи поверхности на границах таких районов может приводить к формированию солёностных фронтов [213, 214].

Распреснение прибрежных районов океана стоком крупных рек может достигать очень больших значений, причем горизонтальные перепады солёности на малых расстояниях могут достигать 10—15‰ и более. Образование фронтов в данном случае является скорее правилом, нежели исключением из правила (см. раздел 3.3). Несмотря на принципиальную возможность картировать изменения солёности в таких районах с помощью аэрокосмической СВЧ техники [77], мы все еще пока не располагаем адекватной пространственной информацией о полях солёности, полученной дистанционными методами в районах впадения крупных рек в океан.

Вместе с тем известно, что распределяющее влияние на структуру верхнего слоя океана таких крупных южноамериканских рек, как Ориноко, Амазонка, Парана и Уругвай, наблюдается за сотни километров от побережья [59, 123, 271] (см. также рис. 2.17). По данным Гиббса [134], следы распреденения океана стоком самой крупной реки мира — Амазонки — ощущаются вблизи поверхности на расстоянии 1000—1200 км от дельты, часто в виде изолированных линз [222]. В районе апвеллинга у Орегонского побережья Северной Америки воды, распреденные стоком р. Колумбии, увлекаются прибрежным течением далеко на юг и обра-

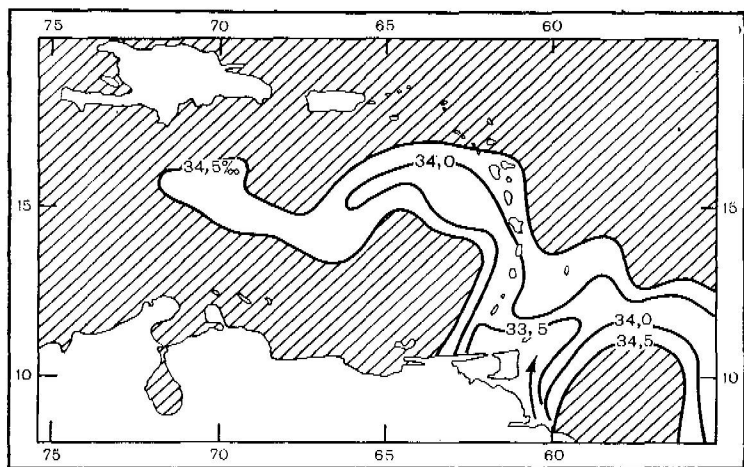


Рис. 2.17. Крупномасштабный распределяющий эффект р. Ориноко, по данным Вюста [271].

зуют тот фон, на котором возникают многочисленные фронты апвеллинга. Именно по этой причине вся пространственная термохалинная изменчивость в этом районе в периоды апвеллинга характеризуется сильной отрицательной T , S -корреляцией (см. раздел 3.2). Для фронтов это означает, что и температурный, и соленостный перепады на фронте увеличивают перепад плотности. Это в свою очередь должно приводить к усилению динамических эффектов на фронтах и соответственно к обострению последних. По-видимому, конечный результат фронтогенеза, независимо от того, какую природу имеет локальное деформационное поле, в значительной мере зависит от характера фоновой пространственной изменчивости температуры и солености, причем изменчивость солености может играть особо важную роль. По мнению автора, термические фронты с дополнительным соленостным вкладом в перепад плотности и соленостные фронты с дополнительным термическим вкладом в перепад плотности или без него гораздо резче во всех своих внешних и динамических проявлениях, чем чисто температурные фронты или фронты с частичной

или полной плотностной компенсацией вкладов температуры и солености (при положительной T , S -корреляции). Этот вопрос будет рассмотрен в разделе 3.2.

2.3. Основные физические параметры фронтальных зон и разделов

В силу того, что наши сведения о фронтальных зонах и фронтах в океане сегодня нельзя еще признать достаточно полными, и так как описательный этап в изучении фронтов в океане еще далеко не закончен, а теоретическое описание требует для своего развития солидной фактической основы, одна из главных задач современных исследований фронтов в океане заключается в сборе и систематизации достоверной физической информации об изучаемом явлении. Эта информация должна быть количественной там, где это возможно, и должна освещать как наиболее типичные стороны явления, так и все отклонения от того, что считается «нормой». В настоящий момент сведения о следующих физических параметрах представляются наиболее важными для удовлетворительного физического описания фронтальных зон и фронтальных разделов:

- 1) ширина фронтальной зоны на поверхности океана или на любой характерной поверхности;
- 2) направление ее простираения, протяженность и пределы по глубине;
- 3) общая T , S -характеристика фронтальной зоны. Средние горизонтальные градиенты температуры и солености поперек зоны. Взаимное расположение изопикн, изотерм и изогалин в поперечном сечении фронтальной зоны;
- 4) число фронтальных разделов во фронтальной зоне;
- 5) характеристики фронтальных разделов:
 - 5.1) угол наклона фронтального раздела;
 - 5.2) горизонтальные градиенты температуры и солености поперек фронта на разных уровнях;
 - 5.3) глубина, до которой фронтальный раздел различим;
 - 5.4) T , S -характеристики вертикальных структур по обе стороны каждого фронтального раздела и под ним;
 - 5.5) поле скоростей в районе фронтального раздела и в особенности характерные значения вертикального и горизонтального сдвигов скорости поперек фронтального раздела;
 - 5.6) длина волны меандрирования фронта (или число меандров на 100 км) на разных горизонтах или изопикнических поверхностях;
 - 5.7) радиус кривизны наиболее искривленных участков фронта;
 - 5.8) скорость и направление общего перемещения фронтального раздела;
 - 5.9) скорость и направление перемещения меандров;

5.10) наблюдающаяся тенденция к обострению или релаксации фронтального раздела;

5.11) фактическое время фронтогенеза (или фронтолиза), если процесс наблюдался;

б) статистические и физические характеристики тонкой вертикальной термохалинной структуры вблизи фронтальных разделов и на периферии фронтальной зоны.

Все перечисленные выше характеристики в принципе можно получить прямыми измерениями в океане. Некоторые из характеристик легче получить с помощью дистанционных методов (например, со спутников), нежели с помощью судов. На основе перечисленных выше характеристик могут быть получены косвенные оценки других, не менее важных, но не поддающихся измерению физических параметров, таких, например, как вертикальные составляющие скорости движения на фронтальном разделе или коэффициенты турбулентного переноса тепла и соли через поверхность фронтального раздела (см. раздел 4.4) и т. д. В целом приведенный выше перечень содержит наиболее важные элементы **трехмерного** физического описания фронтальных явлений в океане. Однако реальная возможность успешного выполнения всех необходимых для этой цели измерений в океане все еще остается проблематичной. Именно поэтому в литературе такие описания пока практически отсутствуют. Можно указать здесь лишь на ряд работ [50, 159, 163, 188, 254], в которых уже присутствуют некоторые элементы трехмерного подхода к описанию и анализу фронтальных явлений*. По-видимому, продуманное сочетание дистанционных измерений с ИСЗ со съемкой, выполняемой одновременно несколькими судами и самолетами (с использованием теряемых батитермографов и аэробатитермографов), поможет организовывать необходимые программы измерений в недалеком будущем.

К приведенному выше перечню того, что желательно знать о фронтальных зонах и разделах для их удовлетворительного трехмерного описания, необходимо дать некоторый комментарий, основанный на результатах собственных наблюдений. В соответствии с обсуждавшимися выше критериями (см. раздел 1.2) понятие «ширины» имеет смысл для фронтальной зоны и не имеет — для фронта. Однако фактический характер изменения температуры поперек фронтальной зоны может быть таким, что максимальный горизонтальный градиент температуры (или солености) не достигается в точке, а наблюдается в некоторой узкой полосе конечной ширины (см., например, рис. 2.18). В этом случае целесообразно пользоваться термином «фактическая ширина фронта» и указывать эту ширину в описании как одну из физических характеристик. Так, например, для случая, представленного на рис. 2.18, фактическая ширина термохалинного фронта A равна 1—1,2 км при общей ширине B фронтальной зоны 22,5 км.

* См. также раздел 4.3.

Как будет показано ниже (см. раздел 2.4), несмотря на существенное физическое подобие фронтальных явлений в океане и атмосфере, сходство их во многих важных деталях все еще не подкреплено наблюдениями, а важность некоторых феноменоло-

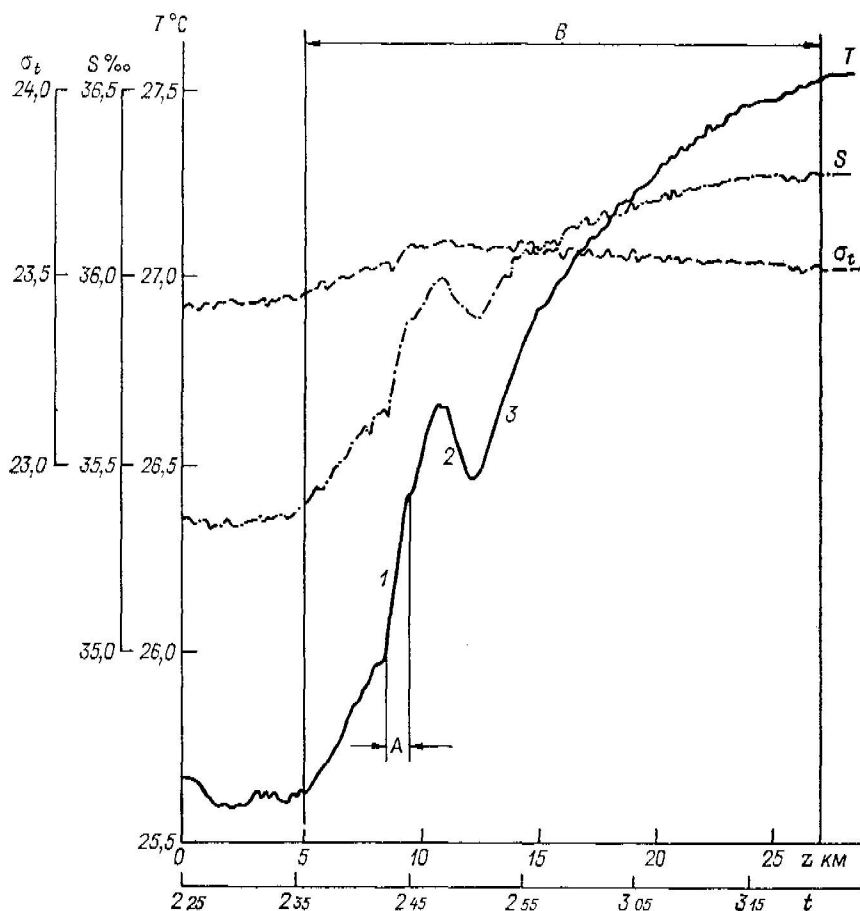


Рис. 2.18. Пример пересечения фронтальной зоны, в которой наблюдаются несколько фронтальных разделов (1, 2, 3). Фактическая ширина одного из фронтов обозначена буквой А. Вся ширина зоны (В) превышает 20 км. Данные получены автором в 25-м рейсе НИС «Академик Курчатов» в Саргассовом море 14 сентября 1977 г. Фронтальная зона предположительно ограничивает с юга холодный след тропического циклона «Клара», прошедшего через этот район за сутки до прохода судна.

гических различий может, на первый взгляд, выглядеть преувеличенной. Наблюдения за фронтами в океане (при соответствующей постановке) могут помочь выяснению спорных и неясных вопросов в этой области. В частности, определение направления

перемещения фронтального раздела или его участка дает право отнести соответствующий фронт к разряду «теплых» или «холодных». Возникновение явления опрокидывания на «холодном» фронте, подмеченное Кнауссом [163], наблюдалось и нами в 34-м рейсе НИС «Академик Курчатов» вблизи северо-западной оконечности о. Исабела (о-ва Галапагос), где очень резкий термический фронт с перепадом температуры 5°C отделяет поднимающиеся к поверхности воды течения Кромвелла с температурой около 19°C от типичных поверхностных вод архипелага, имеющих температуру более 24°C . Во время наших наблюдений фронтальный

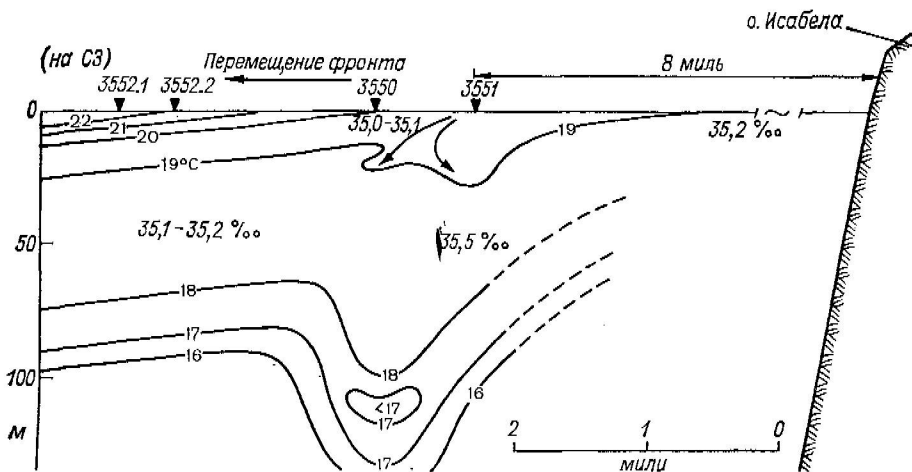


Рис. 2.19. Пример явления опрокидывания при натекании холодных вод на теплые в районе выхода течения Кромвелла на поверхность у о. Исабелла (о-ва Галапагос).

раздел довольно быстро перемещался от берега в сторону открытого океана (вероятно, под воздействием приливного течения). Изотермы на разрезе через фронтальный раздел (рис. 2.19), по данным СТД зондирований на трех станциях, имели конфигурацию, свидетельствующую о натекании холодных вод на теплые. Наблюдения, проведенные в этом же рейсе в других районах Мирового океана, дают основания предполагать, что термические фронты, перемещающиеся по типу «теплого» фронта, являются существенно менее резкими, чем «холодные» фронты.

Наиболее типичным проявлением термоклинного (см. с. 25) приповерхностного фронтального раздела на T , S - или θ , S -диаграмме можно считать Y-образное (или вилкообразное) расположение точек, соответствующих двум близко расположенным гидрологическим станциям (рис. 2.20). Левая ветвь соответствует обычно более пресным и более холодным водам, а правая — более соленым и теплым. Марка глубины в месте соединения вет-

вей соответствует самому глубокому горизонту, до которого доходит фронтальный раздел. «Вилка» может иметь различный наклон на T, S -диаграмме в зависимости от соотношения термического и солевого вкладов в горизонтальный градиент плотности через фронт. Заметим, что T, S -кривые по обе стороны чисто бароклинного фронтального раздела идентичны.

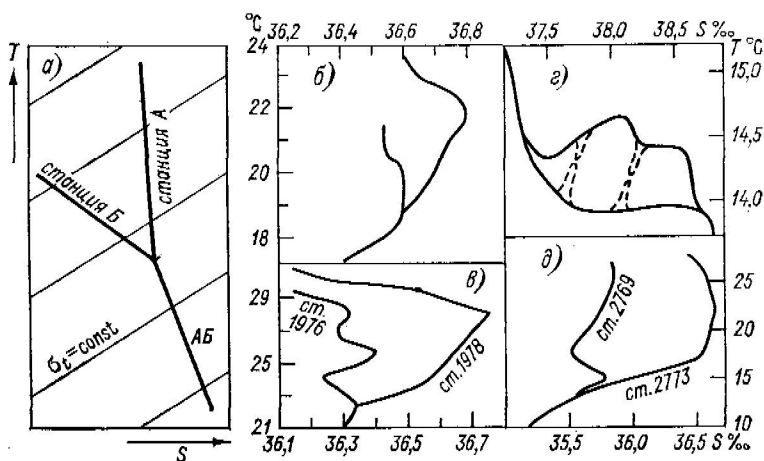


Рис. 2.20. Примеры типичной Y-образной формы T, S -кривой для пар (или групп) станций, выполненных по разные стороны фронтального раздела.

а — схема; станция А — в теплой и более соленой воде, станция В — в холодной и менее соленой воде. Максимальная разность температуры и солёности поперек фронта наблюдается на поверхности океана; б — один из фронтальных разделов субтропической конвергенции в Саргассовом море по данным [159]. Кривые построены путем осреднения нескольких пар станций; в — фронтальный раздел на выходе из Адриатического залива в Красное море по данным 22-го рейса НИС «Академик Курчатов» 7–8 июня 1976 г.; г — глубинный фронтальный раздел в Тунисском проливе, разделяющий воды западного и восточного бассейнов Средиземного моря, по данным наблюдений автора в 18-м рейсе НИС «Академик Курчатов», апрель 1974 г. Кривые построены путем осреднения данных двух групп станций, расположенных по обе стороны фронтального раздела (см. раздел 4.2, рис. 4.6 и 4.7). Температурный и солёностный контрасты полностью отсутствуют в приповерхностном слое вследствие теплообмена с атмосферой. Пунктиром схематически показаны часто наблюдающиеся трансфронтальные квазиизопикнические интрузии; д — фронтальный раздел холодного (циклонического) кольца Гольфстрима по данным, полученным автором [66] в 27-м рейсе НИС «Академик Курчатов» в Саргассовом море в сентябре 1978 г.

Заслуживают всяческого внимания случаи обнаружения трех различных термохалинных структур в одной фронтальной зоне вблизи одного или нескольких близких фронтальных разделов. Не исключено, что фронты по типу окклюзии, аналогичные атмосферным, встречаются и в океане, но о таких фронтах достоверно пока ничего неизвестно. С другой стороны, фронтальные структуры с тремя типами вод вроде той, которая была описана Катцем [159], могут ошибочно приниматься за окклюзионные, тогда как третья «водная масса» есть попросту результат опускания продуктов трансфронтального перемешивания основных двух типов вод, разделенных фронтом.

Следует брать на заметку и характер (знак) T , S -корреляции в мелких деталях горизонтальных неоднородностей по обе стороны фронта, о чем говорилось в разделе 2.2. Не исключено, что таким косвенным путем можно выяснить положение зоны апвеллинга, сопутствующей фронтальному разделу и находящейся на некотором расстоянии от него.

Наконец, привлекает внимание вихреобразование всех масштабов в непосредственной близости от фронтальных разделов. Наблюдения из космоса [50] помогают обнаружить вихри сравнительно малого диаметра (25—30 км) вблизи основного фронта Гольфстрима. Встречаются ли вихри меньших диаметров и всегда ли они приурочены к столь интенсивным фронтам, как фронт Гольфстрима? Во всяком случае пространственные масштабы, характеристики перемещения и длительность жизни всех вихрей, наблюдающихся вблизи фронтов, должны быть неотъемлемой частью физического описания последних.

В течение последних лет была выяснена несомненная связь положений многих океанических фронтов с особенностями донной топографии и, в частности, с резкими изменениями уклона дна в районах шельфа, континентального склона и вблизи подводных возвышенностей и хребтов. Поэтому в случае обнаружения неизвестного ранее явления фронтального характера необходимо установить, в каком отношении оно находится к локальным особенностям рельефа дна.

2.4. Об условиях фронтогенеза в океане и в атмосфере

Фронты являются характерной особенностью общей циркуляции в атмосфере и в океане. Однако существенные различия между этими двумя средами (по физическим характеристикам, уравнениям состояния, характеру стратификации, масштабным факторам и т. п.) не позволяют ожидать стопроцентной аналогии между атмосферными и океаническими фронтами. Скорее, приходится удивляться, что, несмотря на указанные различия двух сред, фронты в них имеют очень много сходных черт как в динамике, так и в самом процессе их формирования.

Сравнение основных закономерностей динамики океана и атмосферы всегда было плодотворным [193, 194, 204, 206, 219, 220] по многим причинам, из которых хочется назвать две основные. Первая, чисто научная, заключается в том, что в результате применения одних и тех же фундаментальных физических законов и уравнений движения к анализу явлений в двух средах с различными характеристиками можно лучше понять роль тех или иных физических факторов в динамике каждой из рассматриваемых сред. Россби [219] указывал, что «... сравнение картин циркуляции в атмосфере и в океане дает в наше распоряжение в высшей степени полезную альтернативу экспериментам с контролируемым изменением фундаментальных параметров». Другая причина кроется в более раннем и быстром развитии динамиче-

ской метеорологии как физико-математической науки по сравнению с океанологией, которая в течение длительного времени относилась к сфере наук описательно-географических. Больше того, уже вскоре после второй мировой войны благодаря развитию радиолокационной техники метеорологи были в состоянии осуществлять трехмерный анализ некоторых атмосферных процессов [219], тогда как океанологи опирались в основном на двухмерный подход — традиционные вертикальные разрезы. Первые крупномасштабные синоптические съемки в океане, например «Операция Кабот» [120] (см. также раздел 1.1), были тогда новинкой и не могли в то время проводиться очень часто из-за их дороговизны. Поэтому, в принципе, океанологи всегда выигрывали от таких сравнений за счет более обширного методического, экспериментального и теоретического опыта метеорологов.

Для того чтобы лучше понять те ограничения, которые природа неизбежно накладывает на все сравнения подобного рода, просуммируем ниже те различия между атмосферой и океаном (помимо различий в основных физических свойствах, определяющих характерные масштабы), которые, на наш взгляд, не могут не влиять на характер фронтов и на процессы их формирования и разрушения. Эти различия таковы.

1. Атмосфера прогревается снизу, что часто сообщает ей гидростатическую неустойчивость и делает ее приземный слой в среднем менее устойчивым, чем приповерхностный пикноклин океана. Океан в умеренных и низких широтах прогревается сверху, что создает резкий скачок температуры и плотности под сравнительно тонким слоем. Этот скачок гидростатически весьма устойчив.

2. Циркуляция воздуха в атмосфере возбуждается термическими воздействиями, т. е. внутренними силами, тогда как основная доля энергии циркуляции вод океана связана с внешним возбуждающим действием ветра. В этой связи особенно важным является, по-видимому, различное происхождение зональных струйных течений в двух рассматриваемых оболочках.

3. Экмановский слой в атмосфере находится у подошвы фронтов, и конвергенция экмановского переноса в этом слое вносит существенный вклад во фронтогенез в атмосфере [206]. В океане фронты могут возникать и существовать без непосредственного участия ветра, и ветровой экмановский слой не является в таких случаях ни существенным, ни необходимым для возникновения и поддержания фронта. С другой стороны, фронтогенез за счет конвергенции экмановского дрейфа в океане приводит к возникновению очень неглубоких фронтов. Однако роль внутренних экмановских слоев, возникающих в околофронтальных течениях в океане, может быть весьма важной в поддержании океанических фронтальных разделов в обостренном состоянии (см. раздел 2.9).

4. В океане плотность воды определяется не только температурой, но и соленостью, полного аналога которой не имеется в атмосфере. В то время как в океане существуют чисто соле-

ностные фронты, перепада одного только влагосодержания в атмосфере недостаточно для возникновения фронта. Кроме того, в океане возможны термохалинные фронты с практически нулевым горизонтальным градиентом плотности и давления.

5. У океана имеются непроницаемые боковые границы, которых нет у атмосферы. Термоклин в океане всегда ограничен с боков этими границами, тогда как тропопауза в атмосфере расположена значительно выше самых высоких гор.

6. Вследствие комбинации факторов, перечисленных в п. 2 и 5, основные течения в толще океана и атмосферы могут иметь существенно различные и даже противоположные друг другу направления, что не может не порождать различий в характере перемещений возмущений синоптического масштаба в рассматриваемых средах.

7. Циклоны в атмосфере вместе с присущими фронтальными системами можно рассматривать как волновые возмущения, возникающие вследствие бароклинной неустойчивости зонально вытянутых струйных потоков [164, 198]. Хотя в океане и существуют крупномасштабные течения зонального направления (Гольфстрим, Куроиси, Циркумполярное антарктическое течение, Экваториальные течения), а их неустойчивость также порождает вихри, мейандры и фронты [55, 193, 223], по причинам, изложенным в п. 6, закономерности перемещения этих вихрей, их собственный фронтотенетический эффект и их связь с фронтами существенно отличаются от того, что мы привыкли видеть в атмосфере. В океане, например, среди многообразия обнаруженных вихрей никто еще не наблюдал вихря, во всем подобного атмосферному циклону с характерным теплым сектором, который был бы ограничен теплым и холодным фронтами. Атмосферные фронты окклюзии, по-видимому, вообще не имеют полной аналогии в океане.

С другой стороны, следует указать и на те факторы, которые определяют сходство динамики фронтов в рассматриваемых средах.

Влияние вращения Земли сказывается на фронтах в атмосфере и океане одинаковым образом. Поэтому в тех случаях, когда масштабы фронтов достаточно велики и фронты хорошо выражены в поле плотности, в установившемся случае наблюдается геострофический баланс движения и поля масс, определяемый значениями скорости и плотности по обе стороны фронта. Фронты при этом приобретают наклон, пропорциональный перепаду скорости через фронт:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{f \bar{\rho} (u_1 - u_2)}{g (\rho_2 - \rho_1)}, \quad (2.2)$$

где g — ускорение свободного падения; f — параметр Кориолиса; u_1 и ρ_1 — скорости течения вдоль фронта и плотность в более легкой воде, а u_2 и ρ_2 — скорость течения вдоль фронта и плотность тяжелой воды.

Из формулы (2.2), известной как формула Маргулеса, следует, что на фронтах как в атмосфере, так и в океане всегда должна

наблюдаться циклоническая завихренность [206]. Исключение в океане могут, вероятно, составлять лишь мелкомасштабные фронты. Следует, однако, указать, что на деле фронты в океане далеки от идеального равновесного состояния. Развивающиеся на них интенсивные агеострофические движения дают исследователям основания считать их «полугеострофическими» явлениями [262].

Затем отметим, что и в атмосфере, и в океане режим движения таков, что в нем появляются так называемые деформационные поля, которые в метеорологии считаются основой фронтогенеза. Понятие о деформационном поле было введено в метеорологии Бергероном [87] и затем плодотворно развито Петтерсеном

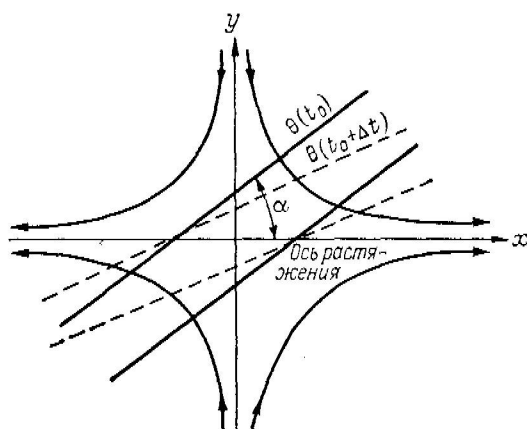


Рис. 2.21. Схема гиперболического деформационного поля и изменения положения изолиний потенциальной температуры θ в этом поле за промежуток времени Δt .

[204, 205]. Деформационное поле (см. раздел 2.5) — это такая конфигурация линии тока, которая в сочетании с полем любой скалярной примеси (например, температуры) приводит к сгущению или разрежению линий концентрации этой примеси вдоль выделенного направления, называемого в метеорологии осью растяжения (рис. 2.21). Режим движения, с которым неизбежно связаны горизонтальные деформационные поля, — это режим, при котором поле скорости содержит крупномасштабные горизонтальные вихри с вертикальной осью. Элиассен [108] называет такой режим движения планетарным режимом Россби. Горизонтальные деформационные поля в атмосфере, по мнению Элиассена, являются лишь «инициаторами» фронтогенетического процесса. Атмосферные фронты обостряются и затем поддерживаются в обостренном состоянии за счет возникновения поперечных циркуляций («вертикальных деформационных полей»), являющихся уже следствием начавшегося фронтогенеза. По-видимому, так же обстоит дело и в океане. Ньютон [194] считает, что вертикальные движения эффективно усиливают бароклинность первичных фронтальных возмущений и способствуют обострению фронтальных градиентов при фронтогенезе как в атмосфере, так и в океане.

С точки зрения Россби [218, 219], вертикальные фронтогенетические движения и, в частности, опускание холодных масс воздуха в атмосфере и воды в океане при циклогенезе в зоне струйных течений представляют собой одну из фундаментальных аналогий между атмосферой и океаном. Признание этой аналогии ведет к признанию того, что океанические течения типа Гольфстрима по меньшей мере частично поддерживаются за счет внутренних сил [219], порождаемых освобождением потенциальной энергии при опускании холодных масс воды в процессе меандрирования и вихреобразования.

Заметим, что механизм «вертикального деформационного поля», предложенный Элиассеном в развитие идсй Россби [218, 219], — это лишь одно из многих возможных физических толкований процесса обострения фронтов, возникающих в первичном горизонтальном деформационном поле. Не подлежит сомнению, что меандры и вихри, возникающие как следствие неустойчивости зональных струйных потоков в океане и атмосфере, характеризуются существенно более интенсивными собственными горизонтальными деформационными полями («скорость деформации» * $D \approx 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ для океана), нежели крупномасштабные планетарные круговороты (gyres) или циркуляции ($D \approx \approx 10^{-6} \dots 10^{-7} \text{ с}^{-1}$ для океана). Поэтому, опираясь на наши критерии и нашу терминологию, фронты как таковые (и фронтальные разделы) можно было бы считать следствиями вихреобразования, тогда как само вихреобразование в синоптическом масштабе можно было бы трактовать как следствие неустойчивости планетарных фронтальных зон. Такое толкование подходит для океана не в меньшей мере, чем для атмосферы. В океане имеются хорошо оформленные крупномасштабные круговороты (gyres), включающие зональные струйные и западные пограничные течения типа Гольфстрима или Куроисио. Можно считать, что эти планетарные круговороты образованы совместным действием ветра, вращения Земли и боковых границ океанических бассейнов. Хотя движущие силы струйных течений в атмосфере, как уже говорилось, имеют совершенно иную природу, конечный результат их неустойчивости в общих чертах сходен в обоих случаях. Это противоречие в незначительной степени волновало Россби [218, 219], научным концепциям которого удовлетворяла бы максимально полная динамическая аналогия между атмосферными и океаническими струйными течениями. Это противоречие в какой-то мере осталось неразрешенным и по сей день. Мнение о том, что формирование резких фронтальных разделов внутри океанических фронтальных зон чаще всего связано с меандрированием и вихреобразованием в этих зонах, в настоящий момент все еще не является общепринятым. В принципе такая концепция вполне совместима с естественной последовательностью процессов, развивающихся в направлении непрерывно уменьшающихся масштабов, и соответствует идее о потоке

См. раздел 2.5.

энстрофии от больших масштабов к меньшим в спектре двумерной (геострофической) турбулентности при условии сохранения потенциального вихря [41]. Именно в таком духе и сформулирована гипотеза Вудса [262] о двойном каскаде энстрофии и энергии по спектру океанической турбулентности «от метаметра до миллиметра», т. е. от крупномасштабных океанических круговоротов через геострофические вихри синоптического масштаба и через «полугеострофическис» фронты (механизм передачи энстрофии) с участием внутренних волн (механизм передачи энергии) и тонкой структуры к характерным масштабам диссипации. Эта гипотеза предложена Вудсом специально для океана с учетом характерных особенностей его циркуляции, структуры и масштабов. Она, безусловно, представляет собой шаг вперед в нашем понимании взаимосвязи различных классов движения в океане. Однако само рождение этой гипотезы связано с тщательным изучением перечисленных выше аналогий и различий между океаном и атмосферой, а концепция двумерной турбулентности, являющаяся основой гипотезы Вудса, закономерным образом заимствована из атмосферной физики.

Рассмотренные выше два фронтогенетических механизма — горизонтальные и вертикальные деформационные поля — не исчерпывают всех возможных условий, приводящих к фронтогенезу. Хоскинс и Брезентон [146] насчитали в атмосфере по крайней мере восемь фронтогенетических механизмов:

- 1) горизонтальное деформационное поле;
- 2) горизонтальное движение со сдвигом;
- 3) вертикальное деформационное поле;
- 4) разнонаправленные вертикальные движения;
- 5) освобождение скрытого тепла испарения;
- 6) трение о поверхность Земли;
- 7) турбулентность и перемешивание;
- 8) радиационные эффекты.

Если рассматривать приложимость этого списка к океану, то из него сразу же можно вычеркнуть п. 5, так как аналога атмосферной влажности в океане не существует. Аналогом трения о поверхность Земли (п. 6) является трение о дно, которое является важным в мелководных районах, где фронты часто создаются приливным трением (см. раздел 3.4). Седьмой механизм — турбулентность и перемешивание — может быть связан как с придонным трением, так и с действующим на поверхность моря ветром. Как показывают наши наблюдения, фронты в океане возникают в условиях экстремально сильного взаимодействия океана и атмосферы (штормовое перемешивание, влияние тайфунов и ураганов на верхний слой океана). Помимо этого, турбулентность и перемешивание при фронтогенезе в океане играют и второстепенную роль, усиливая или ослабляя фронты в результате, скажем, турбулентного вовлечения через фронтальную поверхность. Разнонаправленные вертикальные движения (п. 4) и вертикальные деформационные поля (п. 3), как уже было пока-

зано, играют важную роль при фронтогенезе, связанном с вихреобразованием в струйных течениях. Эти механизмы могут работать и в действительности работают весьма эффективно в областях подъемов глубинных вод, особенно прибрежных.

В целом можно сказать, что почти все механизмы, работающие в океане, из числа упомянутых в списке Хоскинса и Брезертона [146] могут быть интерпретированы как разновидности деформационного поля или как механизмы, способствующие фронтогенетическому эффекту деформационного поля. К ним можно добавить специфически океанический механизм конвергенции экмановского дрейфа при конвергентном ветровом поле над океаном в присутствии неоднородностей тепломассообмена с атмосферой [214].

При рассмотрении процессов фронтогенеза для тех фронтов синоптического характера, которые не связаны с внешними источниками тепла (или соли — в поверхностном слое океана), движение можно считать адиабатическим. Это допущение широко применяется в динамической метеорологии и может быть с успехом использовано при изучении океанических фронтов. Если пренебречь вязкостью, то можно считать, что в океане и в атмосфере адиабатические движения совершаются вдоль изэнтропических поверхностей. Поскольку в атмосфере при адиабатическом движении потенциальная температура объема воздуха сохраняется, изэнтропы в атмосфере совпадают с линиями или поверхностями равной потенциальной температуры θ .

В океане при адиабатическом движении должны сохраняться не только потенциальная температура и соленость, но и потенциальная плотность ρ_θ . Следовательно, в океане изэнтропы должны практически совпадать с изопикнами. Поскольку в океане в наиболее общем случае изопикны пересекаются поверхностями равного давления, равной потенциальной температуры и равной солености, адиабатическое движение объемов воды вдоль изопикнических поверхностей при наличии деформационных полей должно вызывать и вызывает существенные обострения градиентов температуры и солености на изопикнических поверхностях.

Традиционным и наиболее ортодоксальным (с точки зрения соблюдения аналогии с атмосферой) определением положения поверхности фронтального раздела в океане является выделение поверхности (локуса) всех максимальных значений градиента давления (максимальной бароклинности*) на изопикнических поверхностях. Именно в этом случае с поверхностью фронтального раздела будет совпадать струйное околофронтальное течение, связанное с максимумом бароклинности. Как правило, можно ожидать совпадения максимума бароклинности и максимума тер-

* Выражения «бароклинность», «термоклинность» и «халоклинность» употребляются здесь в соответствии с терминологией Вудса [262, 263] в смысле пересечения изопикнических поверхностей поверхностями равного давления, температуры и солености.

моклинности на изопикнических поверхностях и выделять фронтальную поверхность по последнему. Именно так и было сделано автором [59, 61, 72] при анализе данных экспедиции «Полигон-70» в Тропической Атлантике в 1970 г. Изопикнический анализ применительно к изучению фронтов в океане особенно характерен для работ Вудса с соавторами [178, 265]. Однако далеко не все океанологи на практике пользуются им. В принципе в океане (в отличие от атмосферы) мыслима такая ситуация, когда, несмотря на наличие термоклинности и халоклинности, бароклинность, по крайней мере теоретически, может отсутствовать. Маквин и Вудс [178] считают, что в таких случаях бароклинность на деле не бывает равна нулю, а просто является малой и неразличимой на фоне кинематического эффекта внутренних волн. Заметим, что, если в атмосфере трехмерный анализ самолетных измерений позволял исследовать фронты в трех измерениях уже в 1964 г. [102], в океанографической практике еще только начинают развиваться специальные методы измерений [106, 265], позволяющие получать трехмерную картину распределения температуры и солености на выбранных изопикнических поверхностях. Трудность при этом заключается в получении достаточного для фронтологического анализа пространственного разрешения порядка нескольких сотен метров по горизонтали между точками измерений при быстроте охвата измерениями достаточных по площади акваторий. При работе на ходу судна со скоростью 8—10 уз современные буксируемые аппараты типа «Батфиш» дают возможность квазисиноптического охвата измерениями слоя толщиной 50—100 м на площади 500—900 км² за время порядка 20 ч [265]. Однако применение метода «микросъемки» с помощью СТД зонда АИСТ уже в 1970 г. позволило автору охватить частыми (через 2—3 мили) измерениями квадрат площадью 340 км² до глубины 500 м примерно за одни сутки. В результате удалось картировать на изопикнической поверхности $\sigma_t \approx 25,00$ термохалинный фронт с локальными изопикническими градиентами температуры до 0,2—0,3°C/км на наиболее резких участках [59, 61].

При изучении фронтогенеза в атмосфере и в океане можно пользоваться принципом адиабатической инвариантности потенциального вихря [41], рассматривая процесс в системе координат, связанной с потенциальной температурой или потенциальной плотностью соответственно. Этот подход тем более удобен, что фронтальные зоны и в атмосфере, и в океане являются зонами концентрации относительной завихренности [206]. Применение принципа сохранения потенциального вихря помогло Даниельсону [102] выявить процесс прогибания тропопаузы при фронтогенезе в атмосфере (рис. 2.22), являющийся важным механизмом обмена воздухом между стратосферой и тропосферой. Аналогом этого процесса в океане является, по-видимому, прогибание термоклины на фронтальных разделах, ведущее к образованию интрузионной тонкой структуры и эффективному тепломассообмену

через фронтальный раздсел [178, 263] (см. разделы 4.2 и 4.4). В своей наиболее полной модели атмосферного фронтогенеза Хоскинс и Брезертон [146] показали, что возрастание относительной завихренности во фронтальных зонах может приводить к уменьшению роли геострофического баланса (в результате преобладания вихревого члена над кориолисовым в уравнениях движения) и к развитию агеострофических движений, в том числе и вертикальных, вдоль фронтальных раздселов. При этом фронтальное число Ричардсона убывает до критических значений, что приводит к возникновению в атмосфере «турбулентности ясного

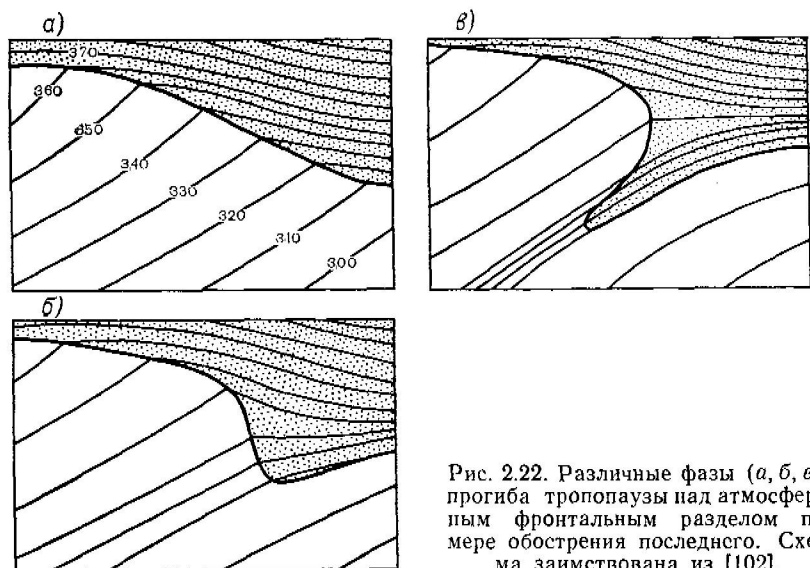


Рис. 2.22. Различные фазы (а, б, в) прогиба тропопавзы над атмосферным фронтальным раздслом по мере обострения последнего. Схема заимствована из [102].

неба», а в океане — к «волно-вихревой турбулентности» вследствие неустойчивости Кельвина—Гельмгольца.

В заключение этого сравнительного анализа хотелось бы привести две таблицы из работы Ньютона [194], наглядно сравнивающие типичные характеристики Гольфстрима с соответствующими характеристиками атмосферного струйного течения (табл. 2.1), а также характеристики волновых возмущений (мандров), образующихся в обоих потоках (табл. 2.2).

Сравнение цифр для Гольфстрима и атмосферного струйного потока, содержащихся в табл. 2.1 и 2.2, показывает, с какой осторожностью надо подходить к проведению количественных аналогий между океаном и атмосферой. Действительно, синоптический пространственный масштаб в атмосфере в 20 раз превосходит синоптический масштаб в океане (табл. 2.2) и в своем численном выражении соответствует скорес планетарным масштабам океанической циркуляции, тогда как синоптические масштабы возмущений оксанической циркуляции близки к характерным

Таблица 2.1

Сравнение типичных характеристик Гольфстрима (ГС) и атмосферного струйного течения (АСТ) (по Ньютону [194])

Характеристика	ГС	АСТ	ГС/АСТ
Толщина тропосферы *, км	1,2	12	1/10
Фронтальный раздел:			
толщина, км	0,1—0,2	1—2	1/10
ширина, км	10—20	100—200	1/10
наклон	~1/100	~1/100	1
Течение на уровне максимальной скорости:			
ширина **, км	35	1000	1/30
Максимальная скорость, м/с	2	60	1/30
Антициклонический сдвиг		0,7f ***	1
Циклонический сдвиг		(1—2)f	1
Вертикальный сдвиг на фронтальном разделе, 10^{-2} с^{-1}		1—2	1

* Для Гольфстрима восточнее плато Блейка.

** Ширина между точками, где скорость падает до $1/2$ максимальной.

*** f-корнелисов параметр.

размерам атмосферных фронтов. Эти соотношения всегда надо иметь в виду.

Таблица 2.2

Сравнение некоторых характеристик волновых возмущений Гольфстрима (ГС) и атмосферного струйного течения (АСТ) на 38° с. ш. ($f = 0,9 \cdot 10^{-4} \text{ с}^{-1}$) (по Ньютону [194])

Характеристика	ГС	АСТ	ГС/АСТ
Допускаемые размеры возмущения:			
длина волны, км	200	4000	1/20
скорость течения, м/с	2	60	1/30
фазовая скорость, м/с	0,4	8	1/20
отношение амплитуды к длине волны	1/10		
Вычисленные свойства:			
радиус меандрирования, км	50	1000	1/20
дивергенция *, 10^{-5} с^{-1}	1,8	4	~1/2
вертикальная скорость **, см/с	0,5	8	~1/20

* Средняя по половине длины волны в ядре течения в верхней тропосфере.

** В середине тропосферы под ядром течения.

2.5. Понятие о деформационном поле и фронтогенезе

Выше уже говорилось о деформационном поле как об основном условии атмосферного фронтогенеза. Сказанное справедливо и для океана. Скорость сжатия изолиний концентрации c любой пассивной примеси (например, озона в атмосфере или растворенного кислорода в океане) в деформационном поле, расположенном в горизонтальной плоскости, можно описать следующим образом:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial c}{\partial n} \right) = - \frac{\partial v_n}{\partial n} \frac{\partial c}{\partial n}, \quad (2.3)$$

где n — направление нормали к изолиниям c ; v_n — горизонтальная составляющая скорости движения вдоль нормали n ; t — время.

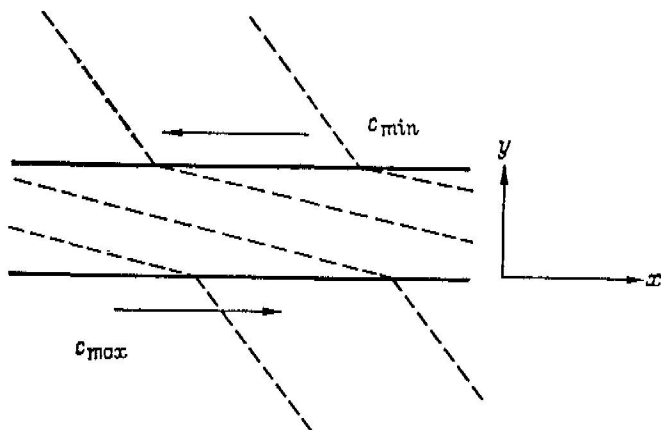


Рис. 2.23. Схема, демонстрирующая увеличение горизонтального градиента концентрации скалярной примеси c поперек фронтального раздела под действием вдольфронтального течения со сдвигом скорости.

Из схемы на рис. 2.21 и выражения (2.3) следует, что при идеальном осесимметричном поле деформации сгущение изолиний c вдоль оси сжатия будет происходить при любых углах α , меньших 45° , между осью растяжения и изолиниями c . При этом изолинии c будут поворачиваться до достижения параллельности с осью растяжения. При углах $\alpha > 45^\circ$ будет происходить разрежение изолиний c .

В случае, когда сжатие изолиний c происходит в результате горизонтального движения со сдвигом (рис. 2.23), выражение для скорости сжатия изолиний c по своей форме аналогично (2.3):

$$-\frac{d}{dt} \left(\frac{\partial c}{\partial y} \right) = \frac{\partial u}{\partial y} \frac{\partial c}{\partial x}, \quad (2.4)$$

и процесс есть не что иное, как разновидность деформации. В данном случае рассматривалось горизонтальное движение вдоль

произвольно направленной оси x со скоростью $u(y)$; причем деформация наблюдалась в зоне, где $du/dy \neq 0$.

Совершенно ясно, что ситуации, описываемые выражениями (2.3) и (2.4), вполне реальны не только для атмосферы, но и для океана.

Выражение, стоящее в левых частях (2.3) и (2.4), в метеорологии называют фронтогенетической функцией F , которую в общем трехмерном случае можно записать в виде

$$F_3 = \frac{d}{dt} (\nabla_3 c). \quad (2.5)$$

Расписав почленно d/dt и ∇ и произведя перестановку членов, можно получить

$$F_3 = \nabla_3 \frac{dc}{dt} - \left(\frac{\partial c}{\partial x} \nabla_3 u + \frac{\partial c}{\partial y} \nabla_3 v + \frac{\partial c}{\partial z} \nabla_3 w \right), \quad (2.6)$$

где w — вертикальная составляющая скорости движения.

Если выбрать ось x параллельно фронту, то нас должны интересовать две компоненты:

$$F_z = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial c}{\partial z} \right) = \underbrace{\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{dc}{dt} \right)}_a - \underbrace{\left(\frac{\partial c}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial z} \right)}_b + \underbrace{\frac{\partial c}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial z}}_в + \underbrace{\frac{\partial c}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial z}}_г; \quad (2.7a)$$

$$F_y = \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial c}{\partial y} \right) = \underbrace{\frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{dc}{dt} \right)}_A - \underbrace{\left(\frac{\partial c}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial y} \right)}_Б + \underbrace{\frac{\partial c}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial y}}_В + \underbrace{\frac{\partial c}{\partial z} \frac{\partial w}{\partial y}}_Г. \quad (2.7б)$$

В этих выражениях члены B и $г$ описывают горизонтальное и вертикальное поле деформации [сравните с (2.3)], члены $Б$ и $б$ соответствуют эффектам движения со сдвигом в разных плоскостях, что аналогично условию (2.4), а члены $в$ и $Г$ выражают изменение горизонтальных и вертикальных градиентов за счет неравномерности горизонтальных и вертикальных движений соответственно. Члены a и A соответствуют внешним источникам примеси c .

Выражения, аналогичные (2.7a) и (2.7б), можно получить непосредственно из уравнения сохранения тепла T и соли S , причем, взяв мгновенное значение переменных в виде сумм средних и флуктуирующих значений, можно в правых частях получить дополнительные члены, описывающие эффекты турбулентности. Так поступил, например, Роден [214] при оценке вкладов различных процессов в тот баланс, который наблюдается при сохранении квазистационарных крупномасштабных фронтов климатического происхождения.

Выражения типа (2.7a) и (2.7б) или их модификации, подобные использованному Роденом [214], могут служить основой для

моделирования океанического фронтогенеза в той мере, в какой соленость S или температуру T в океане можно считать пассивными примесями. Последняя оговорка связана с тем, что на начальных стадиях фронтогенеза и температуру, и соленость в океане в какой-то мере можно считать скалярными характеристиками [178] (см. раздел 2.6). Их локальное распределение при этом никак не влияет на эффект внешнего деформационного поля. Лишь на определенной стадии обострения локальных градиентов этих свойств начинает действовать локальная динамика фронтального раздела, которая и определяет его дальнейшее поведение и существование. Эта локальная динамика, видимо, не в малой степени связана с возрастающим эффектом турбулентной вязкости.

Выражение (2.3) может быть переписано в форме

$$\frac{d}{dt} \left(-\frac{\partial c}{\partial n} \right) = -D \frac{\partial c}{\partial n}, \quad (2.8)$$

где $D = \frac{\partial v_n}{\partial n} = \frac{-d/dt (\partial c / \partial n)}{\partial c / \partial n}$ называется скоростью деформации и имеет размерность $[t^{-1}]$.

Маквином и Вудсом [178] показано, что расстояние L между любыми двумя точками, лежащими на одной оси вдоль направления n (вдоль оси сжатия), при условии $D = \text{const}$ изменяется по закону

$$L(t) = L_0 \exp(-Dt), \quad (2.9)$$

который можно назвать законом идеального фронтогенеза. Из этого закона можно вывести любопытное следствие — некоторый линейный масштаб, который Вудс* назвал «шириной равновесного фронта». Этот масштаб B выводится в предположении, что в некоторый момент времени скорость изменения ширины фронтальной зоны dL/dt за счет фронтогенетической конвергенции изолиний температуры или солености становится равной по абсолютному значению скорости релаксации (размывания) фронтальной зоны за счет турбулентного перемешивания, характеризуемого коэффициентом горизонтального обмена K_l . Процесс фронтогенеза при этом должен остановиться, и ширина фронтальной зоны должна принять свое равновесное значение B . Любые последующие деформации должны начинаться с этого равновесного состояния, когда $L_0 = B$ и $t = 0$. Если предположить, что в каждый момент времени

$$K_l = \frac{d}{dt} (L^2), \quad (2.10)$$

то $dL/dt = K_l / (2L)$ и при $L = L_0 = B$

$$\frac{dL}{dt} = \frac{K_l}{2B}. \quad (2.11)$$

* Сообщение на 2-м Международном симпозиуме по морской турбулентности, Льеж (Бельгия), 7—18 мая 1979 г.

С другой стороны, из (2.9) следует, что при $L_0 = B$ и $t = 0$

$$\frac{dL}{dt} = -DB. \quad (2.12)$$

Приравняв абсолютные значения правых частей (2.11) и (2.12), получим

$$B = \left(\frac{K_l}{2D} \right)^{1/2}. \quad (2.13)$$

Подставив в (2.13) значения $K_l \simeq 26 \text{ м}^2/\text{с}$ [142] и $D = 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ [178], получим $B = 1,14 \cdot 10^3 \text{ м} \simeq 1 \text{ км}$. Исходные значения K_l и D , выбранные выше, характеризуют как интенсивный локальный фронтогенез, так и сравнительно интенсивный трансфронтальный турбулентный обмен. Следовательно, можно сделать вывод, что в случае интенсивных локальных фронтогенетических и фронтолитических процессов характерная ширина зоны максимальных горизонтальных градиентов любой скалярной примеси должна иметь порядок 1 км. Для слабого фронтогенеза в планетарных масштабах ($D = 10^{-7} \text{ с}^{-1}$) и значений $K_l = 10^4 \text{ м}^2/\text{с}$, характерных для общих циркуляций океана, мы получим $B \approx 220 \text{ км}$, т. е. характерную ширину климатических фронтальных зон в океане. Вероятно, в настоящий момент трудно сказать что-нибудь более конкретное относительно физического смысла полученного масштаба B . Ясно только одно, что скорее всего такие важные параметры, как скорость деформации, фактическая ширина фронта (см. раздел 2.3) и интенсивность горизонтального турбулентного обмена, должны быть определенным образом связаны с локальной динамикой фронтального раздела. Иными словами, значения K_l и D в выражении (2.13) не могут задаваться произвольно, по крайней мере на той стадии, когда локальные градиенты температуры или солености уже определяют локальное поле движения до такой степени, что оно начинает преобладать над внешним более слабым деформационным полем, являвшимся первопричиной фронтогенеза. Например, можно себе представить локальное конвергентное движение за счет уплотнения при смешении, создающее локальные значения D , во много раз превышающие напряженность фонового деформационного поля. Не исключено, однако, что, определив значение K_l из наблюдений за интрузионной тонкой структурой вблизи конкретного фронтального раздела, как это делали, например, в работах [142] и [154], можно достоверно оценить интенсивность локального фронтогенетического процесса (найти локальные значения D) по измеренному в натуре масштабу B . Вероятно, такие оценки окажутся оправданными, так как очень трудно представить себе метод непосредственного надежного измерения локальных значений D в океане. Для более крупных масштабов может быть рекомендовано использование спутниковых данных о тепловом поле океана. Последний метод, однако, станет действительно доступным после существенного повышения точности и надежности спутниковых измерений ТПО.

2.6. О численном моделировании океанического фронтогенеза

Подходы к теоретическому исследованию фронтогенеза в открытом океане, несмотря на очевидную важность проблемы, слабо освещены в литературе. Лишь в последние годы этот пробел начал активно заполняться.

В работах П. С. Линейкина [39] и В. С. Мадерича [40] об эволюции крупномасштабных (~ 1000 км) аномалий плотности в океане показано, что в первоначально «гладких» плотностных аномалиях вследствие нелинейных процессов, описываемых длинными дивергентными недиспергирующими волнами Россби, с течением времени возникают фронты в поле плотности, сопровождающиеся усиливающейся концентрацией течений. Время образования фронтального раздела — несколько лет. Учет вертикальной скорости, направленной вниз, на поверхности океана приводил к более быстрому фронтогенезу, но существенно не менял результатов. Задача сводилась к анализу квазилинейного гиперболического уравнения для плотности на поверхности океана, решение которого представляло волну Римана. Фронт являлся результатом «укручения» начального возмущения. Скорость движения фронта, как и волн Россби, полученная в работе [39], равнялась $2,4 \cdot 10^3$ км в год.

Волновой взгляд на природу фронтов в океане представляет несомненный интерес. Подход, характерный для работ [39, 40], можно рассматривать как один из методов изучения фронтогенеза и режима распространения океанических фронтов. Однако для исследования океанических фронтов как геофизического явления, а также с целью описания структуры поля течений и плотности во фронтальных зонах необходимы и другие подходы.

Можно, например, исследовать перераспределение скалярных примесей в океане или только в его верхнем квазиоднородном слое под вынуждающим воздействием стационарных (реже — нестационарных) возмущений поля скорости. При этом удобно рассматривать наложенное возмущающее поле скоростей в виде четырех присоединенных вихрей: двух циклонических и двух антициклонических. По-видимому, впервые гипотеза об образовании фронтов при прохождении вихрей в океане была высказана в работе Вудса [261]. Вудс предложил рассматривать вихревое возмущение как квазигоризонтальное деформационное поле. К тому моменту было хорошо известно, что деформационное поле является основой атмосферного фронтогенеза (см. разделы 2.4 и 2.5). В настоящее время предполагается, что напряженность деформационного поля особенно велика на границе мезомасштабных океанических вихрей циклонического и антициклонического характера и, по-видимому, именно в граничных районах скорее всего можно ожидать образования резких неоднородностей в поле температуры и солености. Наиболее раннее свидетельство справедливости такого предположения содержится в [72], где описан термохалинный фронт на границе антициклонического и циклони-

ческого вихрей, обнаруженный во время советского гидрофизического эксперимента «Полигон-70» в Тропической Атлантике. Существенно, что в рамках представлений о деформационном поле можно также предсказать генезис фронтов на периферии уединенного стационарного вихря в двух диаметрально противоположных областях [38]. В целом можно сказать, что многие фронтогенетические механизмы, работающие в океане, могут быть интерпретированы как разновидности трехмерного деформационного поля [70].

Первые попытки представить с помощью сравнительно несложных численных моделей фронтогенетические эффекты вихревых движений в океане были сделаны в [239] и [47]. Более подробно этот вопрос будет рассмотрен в разделе 3.1. Здесь мы остановимся на возможности приложения к океану численных методов исследования фронтогенеза, разработанных в начале минувшего десятилетия для атмосферы (см. обзор в [36, 38]).

При моделировании фронтов в атмосфере метеорологи обычно заменяют сложные деформационные поля горизонтальным деформационным полем движения простого типа. Это обеспечивает определенные удобства при решении задач. Простейшим случаем деформационного поля является часто используемое в метеорологии гиперболическое поле линий тока $\Psi = Dxy$, где x, y — по-прежнему горизонтальные координаты, D — характерная напряженность деформационного поля. Для океана D изменяется в пределах от 10^{-6} до 10^{-5} с^{-1} [178]. Деформационное поле гиперболического типа можно рассматривать как присмлемую схематизацию поля движения четырех присоединенных вихрей циклонического и антициклонического характера.

Наиболее интересными и характерными для открытого океана являются фронтальные зоны в поверхностном слое. Аналогом таких океанических фронтов можно считать тропосферные фронты, моделирование которых началось сравнительно недавно работами Хоскинса и Брезертона [145, 146], рассматривавших фронтогенез в полугеострофическом приближении (semi-geostrophic theory). Смысл полугеострофического приближения заключается в том, что только движение вдоль фронта считается геострофическим, тогда как движение, направленное по нормали к фронту, является агеострофическим. Турбулентным перемешиванием при этом пренебрегают. Численные расчеты Хоскинса, например, подтвердили известный из наблюдений факт прогиба тропопаузы при образовании тропосферного фронта [102] (см. раздел 2.4 и рис. 2.22). Процесс прогибания тропопаузы на атмосферных фронтах рассматривается как один из важных механизмов обмена воздухом между стратосферой и тропосферой. В океане роль тропопаузы играет пикноклин — слой максимального вертикального градиента плотности. Поэтому фронты в океане также следует рассматривать как эффективные механизмы обмена теплом и солью между верхним квазиоднородным слоем и нижележащей толщей океана через гидростатически устойчивый пикноклин.

Аналогом атмосферной модели Хоскинса и Бресертонa [146] применительно к океану является модель океанического фронтогенеза, разработанная недавно Маквином и Вудсом. В ней также использовано полугеострофическое приближение в отсутствие турбулентного трения. Первые результаты расчетов с помощью этой модели обсуждались в 1977 г., тогда как детальное изложение процесса перераспределения скалярных примесей в деформационном поле при фронтогенезе в верхнем слое океана было опубликовано лишь в 1980 г. [178]. Одновременно с появлением первых результатов Маквина и Вудса была опубликована работа Н. П. Кузьминой и Б. Я. Куценко [38], в которой рассматривалась физически сходная модель океанического фронтогенеза с заданием несколько более реального исходного поля температуры (плотности). Поэтому во избежание ненужных повторений дальнейшее рассмотрение вопроса основано на изложении материала в окончательной трактовке Н. П. Кузьминой [36].

В рамках квазигеострофических уравнений будет рассмотрен фронтогенез в результате воздействия гиперболического деформационного поля на зонально вытянутую бароклинную область в оксанс. В отличие от результатов работы [47], полученных на основе интегральной модели, объектом анализа прежде всего будет вертикальная структура течений и поля температуры (плотности) в исследуемой области, а также эволюция скачка плотности в процессе образования фронтального раздела. Почему это важно? Во-первых, для того, чтобы лучше объяснить проявление фронтов на поверхности океана, необходимо четко представлять себе вертикальную структуру фронтального раздела, зависимость изменения скорости течений и градиентов температуры от глубины. Во-вторых, имеются основания считать [62, 259, 261], что фронтальные разделы синоптического характера являются наиболее вероятным и эффективным механизмом переноса тепла и соли через океанический пикноклин. С этой точки зрения, необходимо представлять себе поведение слоя максимального градиента плотности в процессе образования фронтального раздела.

Для адиабатического движения в приближениях гидростатики и Буссинеска квазигеострофические уравнения фронтогенеза могут быть записаны в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + V \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial V}{\partial y} u - fv = 0; \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial p}{\partial y} + fu = 0; \quad (2.15)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + V \frac{\partial \rho}{\partial y} + \frac{\partial \overline{\rho(z)}}{\partial z} w = 0; \quad (2.16)$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \quad (2.17)$$

$$\frac{\partial p}{\partial z} = - \frac{g\rho}{\rho_0}, \quad (2.18)$$

где u , v , w — зональная, меридиональная и вертикальная компоненты отклонений скорости от баротропного потока с функцией тока $\Psi = Dxy$ (гиперболическое деформационное поле); $V = -Dy$ — конвергентная скорость деформационного поля; $P = p/\rho_0$ — отклонение p давления от невозмущенного значения, деленное на среднюю плотность в океане; ρ — отклонение плотности от средней невозмущенной плотности ρ_0 в океане; $\bar{\rho}(z)$ — средняя по глубине плотность в океане.

При выводе системы (2.14) — (2.18) использовалось предположение о том, что в начальном состоянии изолинии поля плотности расположены вдоль оси растяжения (зональное направление) и возмущения поля плотности, скорости и давления не зависят от x . Это, а также достаточно простая структура деформационного поля позволили сделать переход от трехмерной задачи к двухмерной на разрезе yz . Система (2.14) — (2.18) решалась при следующих граничных условиях: $w = 0$ при $z = 0, H$, где H — глубина океана. При этом предполагалось, что вклад солёности в плотность несуществен и поэтому линеаризованное уравнение состояния определялось соотношением

$$\rho = -\alpha T, \quad (2.19)$$

где α — удельный вклад температуры в изменение плотности; T — отклонение температуры от среднего невозмущенного состояния T_0 .

Исходная система уравнений приводилась к виду, удобному для решения. Составлялось уравнение сохранения потенциального вихря в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - Dy \frac{\partial}{\partial y}\right) \left(\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + f^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \frac{T}{N^2}\right) = 0, \quad (2.20)$$

где $N^2 = (\alpha g / \rho_0) (\overline{dT(z)/dz})$ — квадрат частоты Вэйселя—Брента.

Граничные условия для уравнения (2.20) находились из уравнения изопикничности (2.16) при $w = 0$ на горизонтах $z = 0$ и $z = H$:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - Dy \frac{\partial}{\partial y}\right) T = 0. \quad (2.21)$$

Для скорости геострофического потока u вдоль фронтального раздела использовалось уравнение термического ветра, вытекающее из (2.15) и (2.18):

$$\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\alpha g}{\rho_0 f} \frac{\partial T}{\partial y}. \quad (2.22)$$

Для нахождения скоростей v и w вводилась функция тока φ в плоскости yz :

$$v = -\frac{\partial \varphi}{\partial z}, \quad w = \frac{\partial \varphi}{\partial y}. \quad (2.23)$$

Из системы (2.14) — (2.18) было получено эллиптическое уравнение для функции φ :

$$\frac{N^2}{f^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} = \frac{2D\alpha}{f^2 \rho_0} g \frac{\partial T}{\partial y}, \quad (2.24)$$

которое решалось при нулевых граничных условиях.

Уравнение (2.20) и граничное условие (2.21) затем упрощались путем освобождения от оператора $(\partial/\partial t - D y \partial/\partial y)$. Вместо (2.20) получалось уравнение эллиптического типа

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + f^2 \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} = \frac{T}{N^2} = \Gamma(ye^{Dt}, z), \quad (2.25)$$

а вместо (2.21) — граничное условие

$$T = \Gamma'(ye^{Dt}), \quad z = \begin{cases} 0 \\ H \end{cases}. \quad (2.26)$$

Функции $\Gamma(ye^{Dt}, z)$ и $\Gamma'(ye^{Dt})$, характеризующие при $t=0$ начальную бароклинность заданного поля температуры (плотности), находились из начальных условий для отклонений температуры от среднего состояния. Начальное распределение температуры $T_{\pi} = \overline{T(z)} + T(y)$ задавалось двух типов, которым соответствовала постоянная и переменная стратификация воды:

$$a) \quad T_{\pi} = a(z - 0,5H) - b \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg}(\operatorname{sh} \gamma y); \quad (2.27)$$

$$б) \quad T_{\pi} = c \operatorname{arctg}[20(z/H - 0,8)] - b \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg}(\operatorname{sh} \gamma y), \quad (2.28)$$

где $a = dT_{\pi}(z)/dz = 0,01^\circ\text{C}/\text{м}$, $b = 0,4^\circ\text{C}$ — константы, подбиравшиеся по типичным для Атлантического океана данным натурных измерений; $\frac{\gamma}{\pi} = fH^{-1} \left(\frac{\alpha}{\rho_0} g \frac{dT_{\pi}(z)}{dz} \right)^{1/2}$ — величина, обратная радиусу деформации Россби. Константа $c = 3,527^\circ\text{C}$ для распределения температуры с переменной стратификацией подбиралась так, чтобы средний вертикальный градиент температуры для случая (б) равнялся постоянному вертикальному градиенту температуры в случае (а). Подстановкой начального отклонения температуры от среднего состояния $T = T_{\pi} - \overline{T(z)}$ в уравнение (2.25) и граничное условие (2.26) находились выражения для функций Γ и Γ' :

$$\Gamma = b \frac{2}{\pi} \gamma^2 \frac{\operatorname{sh}(\gamma e^{Dt} y)}{\operatorname{ch}^2(\gamma e^{Dt} y)} - b \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg}[\operatorname{sh}(\gamma e^{Dt} y)] f^2 \frac{d^2}{dz^2} \left(\frac{1}{N^2} \right);$$

$$\Gamma' = -b \frac{2}{\pi} \operatorname{arctg}[\operatorname{sh}(\gamma e^{Dt} y)].$$

Уравнения (2.24) и (2.25) решались численным методом. Значения T на боковых границах при решении (2.25) равны $T =$

$=\Gamma'(\pm 1/2 Le^{Dt})$, $y = \pm L/2$, где L — горизонтальный масштаб области счета. Уравнение (2.22) для скорости геострофического потока интегрировалось в предположении, что поверхность нулевой скорости располагается на горизонте $z=0,5H$. Исследуемая область была ограничена в горизонтальном направлении расстоянием 250 км, глубина океана H полагалась равной 1 км. Разрешения по осям y и z равны $\Delta y=5$ км, $\Delta z=20$ м соответственно. Характерная напряженность деформационного поля D принималась равной $0,2 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, для параметра Кориолиса и удельного вклада температуры в изменение плотности выбирались значения $f=10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $\alpha=0,2 \text{ кг/м}^3$ на 1°C соответственно.

На рис. 2.24 *а, б* показаны изолинии поля отклонений температуры от среднего состояния в океане в плоскости yz в начальный момент и в момент времени $t=240$ ч для постоянной стратификации. Образование фронтальных разделов наблюдается в центральной части области в верхнем и придонном 200-метровых слоях. Поверхность максимального горизонтального градиента при этом вертикальна, в то время как из наблюдений океанических фронтов следует, что поверхности фронтальных разделов, находящихся в квазигеострофическом равновесии, всегда наклонны, причем тангенс наклона фронтальных разделов к горизонту колеблется в пределах от 0,001 до 3 [70]. В районе резких горизонтальных градиентов образуются интенсивные геострофические потоки (рис. 2.25 *а, б*). Так, через 240 ч скорость геострофического потока u в ядре течения возрастает от $18 \cdot 10^{-2}$ до $30 \cdot 10^{-2} \text{ м/с}$. С одной стороны фронтального раздела (в области теплой воды) наблюдается подъем жидкости, с другой (в области холодной воды) — опускание. Вертикальные скорости в окрестности фронта растут незначительно и не превышают 10^{-5} м/с .

Более интересные результаты получены с учетом изменения вертикального градиента температуры по глубине. Глубина залегания слоя максимального градиента температуры при этом равнялась 200 м. Вблизи дна и у самой поверхности (рис. 2.24 *в*) наблюдается образование фронтальных разделов, причем в глубинном слое от 500 м и ниже имеет место почти баротропная картина. Скорость геострофического потока на дне достигает 50 см/с для $t=240$ ч, а вблизи поверхности значения скорости почти не изменяются (рис. 2.25 *в*).

Наибольший интерес представляет верхний слой толщиной 100—300 м. В слое с максимальной частотой Вьейсяля—Брента наблюдается уменьшение горизонтального градиента и изменение знака градиента на противоположный. Этот эффект хорошо прослеживается в поле отклонений температуры от среднего невозмущенного состояния (рис. 2.24 *в*). Изменение знака горизонтального градиента на горизонте $z=200$ м соответствует изменению наклона слоя максимальной частоты Вьейсяля—Брента. На рис. 2.26 показано распределение полного поля температуры $T_{\text{полн}}$ в начальный момент ($t=0$) и в момент времени, равный 240 ч. Данная схема наглядно показывает существование ниже

поверхностного фронтального раздела характерного изгиба изотерм, свидетельствующего о разнонаправленных вертикальных движениях жидкости. Возможно, что такие движения могут при-

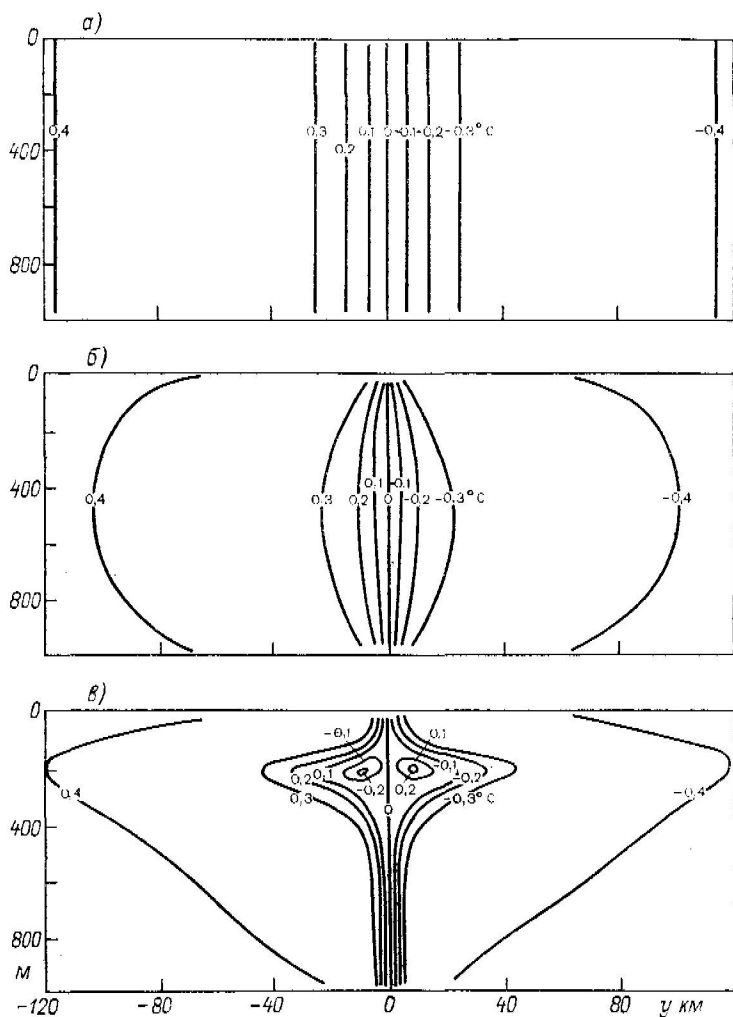


Рис. 2.24. Изолинии поля отклонений температуры от среднего состояния в океане.

а — начальное распределение ($t=0$); б — для $t=240$ ч (постоянная стратификация); в — для $t=240$ ч (переменная стратификация).

водить к интенсивному обмену теплом между верхним квазигомогенным слоем и нижележащими водными массами. При этом существование локального подъема вод может способствовать возникновению резких тонкоструктурных горизонтальных и верти-

кальных неоднородностей температуры и солености в окрестности фронтальных разделов.

На рис. 2.27 приведен вертикальный разрез поля температуры через холодный вихрь по данным Вуковича [255]. Не исключено, что волнообразное искривление слоя с максимальным горизонтальным градиентом температуры (отмечено стрелками) в районе

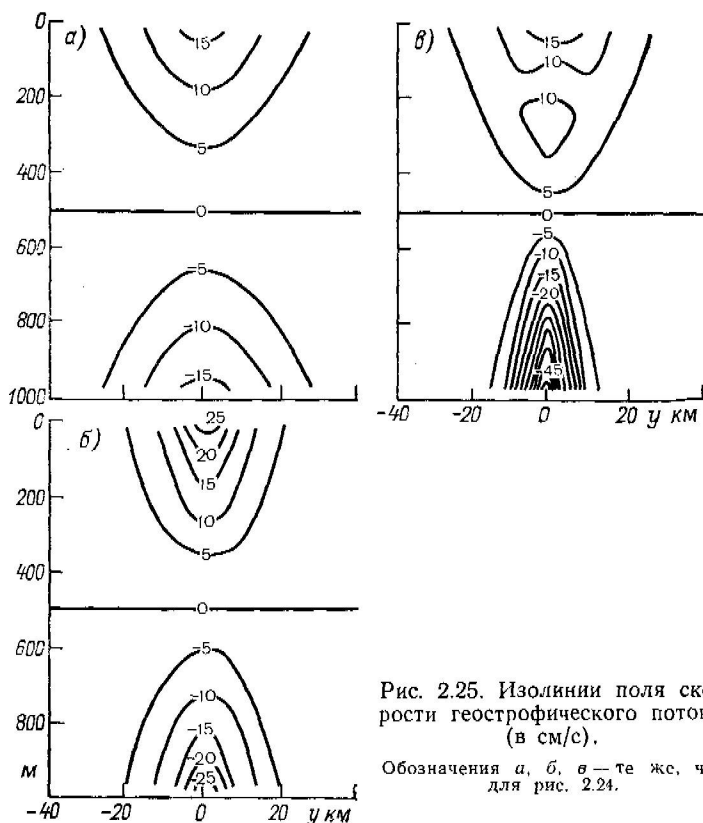


Рис. 2.25. Изолинии поля скорости геострофического потока (в см/с).

Обозначения а, б, в — те же, что для рис. 2.24.

правого фронта можно объяснить на основе полученных модельных расчетов.

Полученные Н. П. Кузьминой результаты [36, 39] полезно сравнить с результатами Маквина и Вудса [178]. В обеих моделях решалась практически двумерная задача, так как предполагалось, что никаких изменений в направлении фронта не происходит. В обоих случаях в качестве первого примера рассматривалась начальная слабо бароклинная зона с пикноклином, выходящим на поверхность океана. Скорость деформации D в направлении, поперечном фронту, была взята в одном случае $2 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ [36, 39], а в другом — 10^{-5} с^{-1} [178]. Соответственно * на умень-

* См. выражение (2.8) в разделе 2.5.

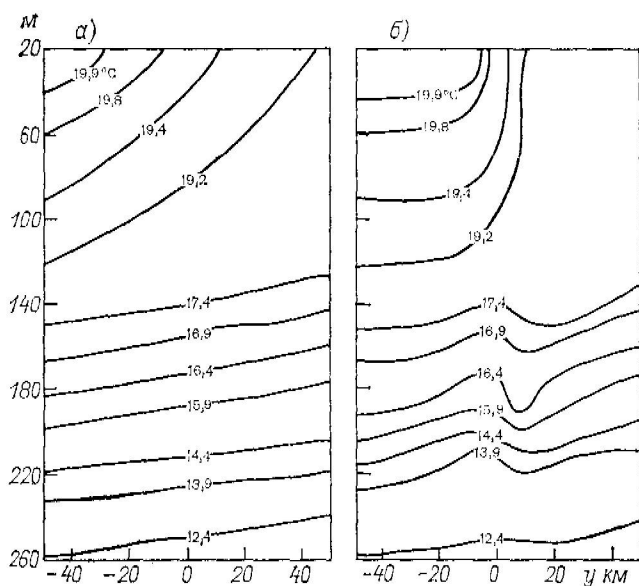


Рис. 2.26. Распределение температуры в верхнем 250-метровом слое океана.

а — для $t=0$; б — для $t=240$ ч (переменная стратификация).

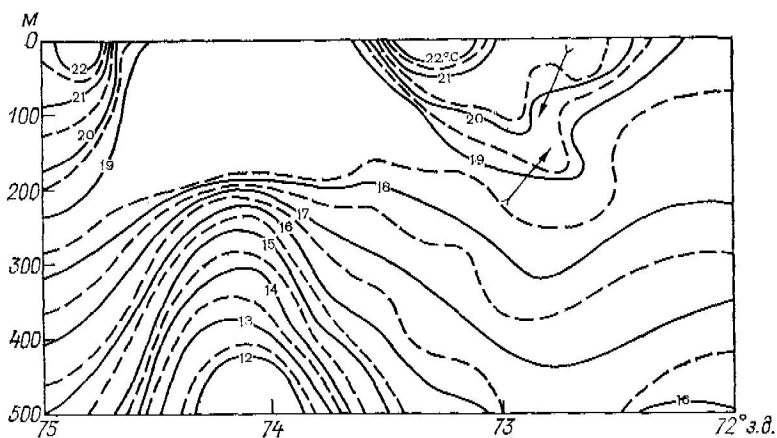


Рис. 2.27. Вертикальный разрез поля температуры в вихре, по данным Вуковича [255].

шение характерного горизонтального фронтального масштаба L в 20 раз в случае, рассмотренном Маквином и Вудсом, потребовалось примерно 83 ч, а у Н. П. Кузьминой на это ушло бы в 5 раз больше, т. е. 416 ч. За 240 ч (10 сут) средний горизонтальный градиент температуры на поверхности в случае, рассмотренном Н. П. Кузьминой, возрос всего лишь в 5 раз (см. рис. 2.26 а). В [178] для такого же обострения фронта потребовалось бы всего лишь 2 сут. Проведенные в [178] расчеты показали, что векторы

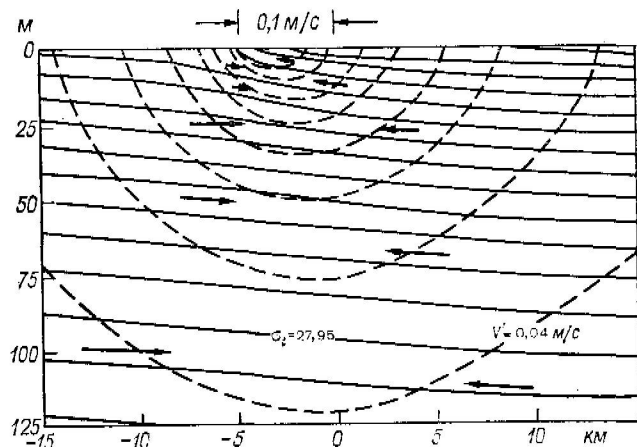


Рис. 2.28. Результат, заимствованный из [178], фронтогенетической деформации первоначально слабо бароклинной зоны за 57, 76 ч при $D=10^{-5} \text{ с}^{-1}$.

Стрелки — векторы скорости конвергентных течений в вертикальной плоскости разреза поперек фронта. Масштаб скорости указан сверху. Пунктирные линии — изолинии геострофического вдольфронтального течения, направленного в чертеж, проведенные через 0,04 м/с. Сплошные линии — изопикны, проведенные через 0,2 ед. σ_t .

конвергентных движений в плоскости, поперечной фронту, направлены в толще вод параллельно изопикнам (рис. 2.28) и лишь вблизи свободной поверхности становятся горизонтальными. Характерные скорости этих движений в зоне шириной 25 км и толщиной от поверхности до 125 м получились в [178] в пределах $(1-10) \cdot 10^{-2} \text{ м/с}$. Соответственно в случае, рассмотренном Н. П. Кузьминой, они должны быть меньше в 5 раз. Все эти различия, как уже говорилось, связаны с выбором различных значений D и поэтому не являются принципиальными. То, что конвергентные движения в самом верхнем слое параллельны свободной поверхности, является причиной имеющего здесь место наиболее интенсивного фронтогенеза. Расчеты Вудса и Маквина показывают, что при $D=10^{-5} \text{ с}^{-1}$ за 3—4 сут вблизи поверхности из сравнительно размытой бароклинной зоны может возникнуть область

разрыва с бесконечно большим горизонтальным градиентом плотности. В одном из примеров, рассмотренных в работах Вудса и Маквина [178, 263], где температура проявляет себя как скалярная примесь, интенсивный приповерхностный фронтогенез приводит к прогибанию термоклина и характерному изгибанию изотерм, приводящему к образованию вблизи поверхности интрузий вод с одной стороны фронта в толщу вод, расположенных на другой стороне (см. раздел 4.2). В модели Н. П. Кузьминой подобный изгиб изотерм (рис. 2.26 б) связан с разнонаправленными вертикальными движениями, эффект которых особенно хорошо заметен на локально усиленном за счет переменной по z стратификации начальном вертикальном градиенте температуры. В этом смысле второй пример [с переменной по z стратификацией, соответствующей (2.28)] из числа рассмотренных Н. П. Кузьминой в какой-то мере эквивалентен примеру с верхним однородным слоем, рассмотренному в [178].

Следует отметить, что, в отличие от [36, 38], Маквин и Вудс использовали трансформированную поперечную координату, позволяющую учесть нелинейные инерционные эффекты в вертикальной плоскости и получить систематическое смещение фронта вблизи свободной поверхности в сторону более тяжелых вод и наклон всего фронтального раздела, что хорошо заметно на рис. 2.28 и 2.29 б. В квазигеострофической модели Н. П. Кузьминой этот эффект не имеет места, вследствие чего фронтальный раздел получается перпендикулярным к свободной поверхности, что можно считать существенным недостатком этой модели.

Представляют интерес рассмотренные Маквином и Вудсом примеры фронтогенеза, в которых начальное распределение солёности на разрезе, нормальном фронту, задано в неявной форме путем задания начального наклона изотерм по отношению к изопикам (рис. 8—14 в [178]). Именно при такой постановке задачи температура в большей мере проявляет себя как пассивная примесь, чем в случаях, когда поле плотности целиком определялось полем температуры. Из рассмотренных примеров следует, что наибольшего усиления приповерхностных и глубинных горизонтальных градиентов температуры и плотности в результате фронтогенеза следует ожидать в тех случаях, когда горизонтальные градиенты температуры и солёности вносят одинаковый по знаку вклад в горизонтальный градиент плотности (оба градиента усиливают бароклинность). В этом случае наклоны изотерм и изопикн в начальный момент имеют одинаковый знак, но изотермы наклонены к горизонту круче, чем изопикны (см. рис. 2.29 а и б). Как раз такая ситуация характерна для фронтов в зоне Орегонского прибрежного апвеллинга (см. раздел 3.2).

Выше рассматривался процесс океанического фронтогенеза синоптического масштаба в рамках квазигеострофического приближения. Фактически квазигеострофическая модель описывает лишь начальные стадии образования фронтальных разделов и то только

с качественной стороны. Поэтому целесообразно продолжить анализ фронтогенеза в океане на основе нелинейных «примитивных» уравнений гидродинамики. По-прежнему будем рассматривать решения, независимые от координаты, направленной вдоль фронта.

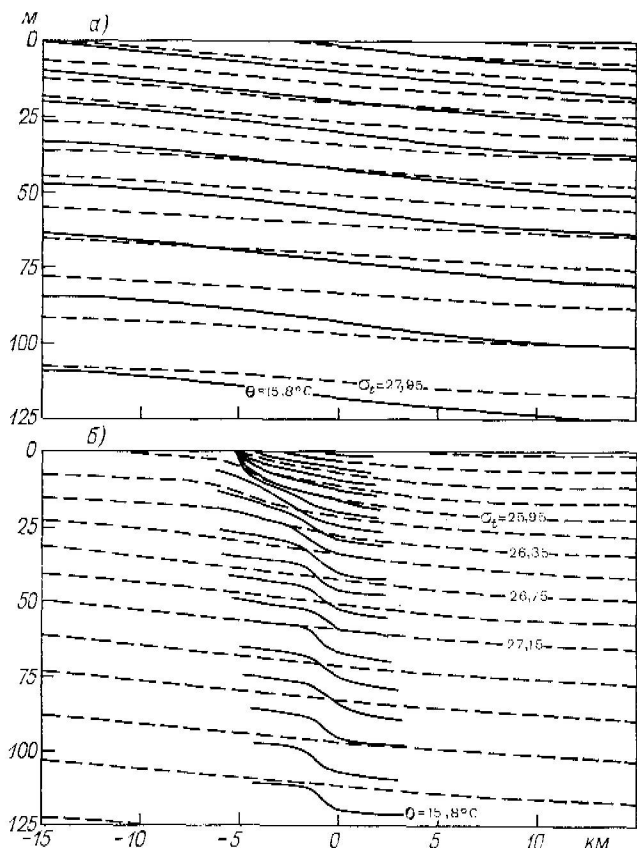


Рис. 2.29. Полугеострофический фронтогенез (по [178]) в бароклинной зоне, где плотность определяется не только температурой, но и соленостью; изотермы (сплошные линии через $0,8^\circ\text{C}$) пересекают изопикны (пунктир — через $0,2$ ед. σ_t).

a — начальное состояние; b — через 83,21 ч действия деформационного поля при $D=10^{-5} \text{ с}^{-1}$.

В качестве простейшей аппроксимации поля движения присоединенных вихрей циклонического и антициклонического характера снова будет использовано деформационное поле гиперболического типа напряженностью D (см. с. 92 и рис. 2.21).

Уравнения адиабатического движения в приближениях гидростатики и Буссинеска записываются в виде

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial (uu)}{\partial x} + \frac{\partial (vu)}{\partial y} + \frac{\partial (wu)}{\partial z} - fv = -\frac{\partial P}{\partial x}; \quad (2.29)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial (uv)}{\partial x} + \frac{\partial (vv)}{\partial y} + \frac{\partial (wv)}{\partial z} + fu = -\frac{\partial P}{\partial y}; \quad (2.30)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -g \frac{\rho}{\rho_0}; \quad (2.31)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0; \quad (2.32)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial (u\rho)}{\partial x} + \frac{\partial (v\rho)}{\partial y} + \frac{\partial (w\rho)}{\partial z} = 0, \quad (2.33)$$

где обозначения аналогичны использованным в (2.14) — (2.18).

Выбранному начальному баротропному полю движения с функцией тока Ψ гиперболического типа соответствует горизонтальное распределение скоростей

$$\mathbf{V} = Dxi - Dyj, \quad (2.34)$$

где $\mathbf{i}$ и $\mathbf{j}$ — единичные векторы движения в направлениях x и y соответственно.

Подставив (2.34) в систему уравнений (2.29) — (2.33), найдем баротропное поле давления P , соответствующее заданному распределению скоростей:

$$P = -D^2(x^2 + y^2)/2 - fDxy. \quad (2.35)$$

Нас будут интересовать решения системы (2.29) — (2.33), являющиеся отклонениями от баротропного поля деформирующего движения (2.34), (2.35) и не зависящие от вдольфронтальной координаты x . Искомая величина обозначена тильдой ($\sim$) сверху:

$$\begin{aligned} \text{а) } u &= Dx + \tilde{u}(y, z, t); \\ \text{б) } v &= -Dy + \tilde{v}(y, z, t); \\ \text{в) } w &= \tilde{w}(y, z, t); \\ \text{г) } \rho &= \tilde{\rho}(y, z, t); \end{aligned} \quad (2.36)$$

$$\text{д) } P = [-D^2(x^2 + y^2)/2] - fDxy + \tilde{P}(y, z, t).$$

Подставляя выражения (2.36) в систему (2.29) — (2.33), получим систему (2.37) — (2.41), которая описывает возмущенное в про-

цессе фронтогенеза движение в вертикальной плоскости yz , нормальной к фронту:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} + \frac{\partial (\tilde{v} \tilde{u})}{\partial y} + \frac{\partial (\tilde{w} \tilde{u})}{\partial z} - \frac{\partial V}{\partial y} \tilde{u} + V \frac{\partial \tilde{u}}{\partial y} - f \tilde{v} = 0; \quad (2.37)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \frac{\partial (\tilde{v} \tilde{v})}{\partial y} + \frac{\partial (\tilde{w} \tilde{v})}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial y} (\tilde{v} V) + \frac{\partial \tilde{P}}{\partial y} + f \tilde{u} = 0; \quad (2.38)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial t} + \frac{\partial (\tilde{v} \tilde{p})}{\partial y} + \frac{\partial (\tilde{w} \tilde{p})}{\partial z} + V \frac{\partial \tilde{p}}{\partial y} = 0; \quad (2.39)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial y} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial z} = 0; \quad (2.40)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}}{\partial z} = -g \frac{\tilde{p}}{\rho_0}, \quad (2.41)$$

где $V = -Dy$ — конвергентная компонента баротропного деформационного поля.

На границах прямоугольной области с масштабами H (глубина океана) и L (горизонтальный размер области) ставились следующие граничные условия:

$$\tilde{w} = 0 \text{ при } z = 0, H; \quad (2.42)$$

$$\tilde{u} \left(\pm \frac{L}{2}, z, t \right) = \tilde{u} \left(\pm \frac{L}{2}, z, 0 \right); \quad (2.43)$$

$$\tilde{p} \left(\pm \frac{L}{2}, z, t \right) = \tilde{p} \left(\pm \frac{L}{2}, z, 0 \right); \quad (2.44)$$

$$\tilde{v} \left(\pm \frac{L}{2}, z, t \right) = \tilde{v} \left(\pm \frac{L}{2}, z, 0 \right). \quad (2.45)$$

Систему (2.37) — (2.41) удобно интегрировать, воспользовавшись методом разделения системы на уравнения, описывающие баротропную и бароклинную части движения. Использование приближения «твердой крышки» (2.42) обеспечивает простую реализацию этого метода. Введем осреднение по вертикали по формуле

$$\langle () \rangle = \frac{1}{H} \int_0^H () dz \text{ и проинтегрируем уравнение гидростатики (2.41)}$$

по z . Вычитая из него осредненное уравнение, запишем (2.41) в виде

$$\tilde{p} - \langle \tilde{p} \rangle = -\frac{g}{\rho_0} \left[\int_0^z \tilde{p} dz - \left\langle \int_0^z \tilde{p} dz \right\rangle \right]. \quad (2.46)$$

Выполнив аналогичную процедуру с уравнением (2.38), получим уравнение для компоненты скорости $\tilde{v}$ в представлении, удобном для численного счета:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial y} (\tilde{v} \tilde{v} - \langle \tilde{v} \tilde{v} \rangle) + \frac{\partial}{\partial z} (\tilde{\omega} \tilde{v}) + \frac{\partial}{\partial y} (\tilde{v} V) + \\ + \frac{\partial}{\partial y} (\tilde{P} - \langle \tilde{P} \rangle) + f(\tilde{u} - \langle \tilde{u} \rangle) = 0. \end{aligned} \quad (2.47)$$

Уравнения (2.37), (2.39), (2.40), (2.46) и (2.47) представляют замкнутую систему уравнений для моделирования фронтогенеза. Эта система решалась Н. П. Кузьминой разностным методом [37]. Прежде чем остановиться на обсуждении начальных условий для решения указанной выше системы, отметим, что для удобства снова предполагалось, что изменение плотности определяется только изменением температуры и является ее линейной функцией, как в (2.19).

Начальное распределение температуры $T_n = T(z) + T$ снова задавалось в виде (2.27) при тех же значениях a , b и γ . Начальное значение вдольфронтальной геострофической компоненты скорости $u(y, z, 0)$ находилось для (2.27) из уравнения термического ветра (2.22) в предположении, что поверхность нулевой скорости располагается на горизонте $z = H/2$. Компоненты скорости $v(y, z, 0)$ и $w(y, z, 0)$ для начального момента времени находились из квазигеострофических уравнений, полученных на основе системы (2.37)–(2.38). Процедура вычисления аналогична той, которая подробно изложена в [36, 38].

Исследуемая область была ограничена полосой 200 км в горизонтальном направлении, поперечном фронту. Глубина океана H полагалась равной 1 км. Разрешение по осям y и z было взято 4 км и 20 м соответственно. Напряженность деформационного поля D на этот раз принималась равной 10^{-5} с^{-1} . Для параметра Корiolиса f и коэффициента термического расширения α выбирались значения $f = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$, $\alpha = 0,2 \text{ кг/м}^3 \text{ на } 1^\circ\text{C}$. Численное интегрирование уравнений проводилось с шагом по времени 30 мин.

Как и в рассмотренной выше модели квазигеострофического фронтогенеза [36, 38], образование фронтальных разделов наблюдается в центральной части области в верхнем и придонном 200-метровых слоях. На рис. 2.30 *a* и *б* приведены распределения температуры в поверхностном слое в начальный момент (*a*) и в момент времени $t = 70 \text{ ч}$ (*б*). Горизонтальный градиент на фронте быстро убывает с глубиной и на горизонтах более 200 м мало отличается от первоначального. Время фронтогенеза, определенное как время обострения начального горизонтального градиента температуры в 10 раз вблизи поверхности $y = 0$ для напряженности деформационного поля $D = 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, составляет всего 3 сут.

Рисунок 2.31 *a*, *б* демонстрирует изменение температуры, зональной и меридиональной компонент скорости на горизонте $z = 20 \text{ м}$ за 70 ч от начального момента (*a*). На нижнем графике

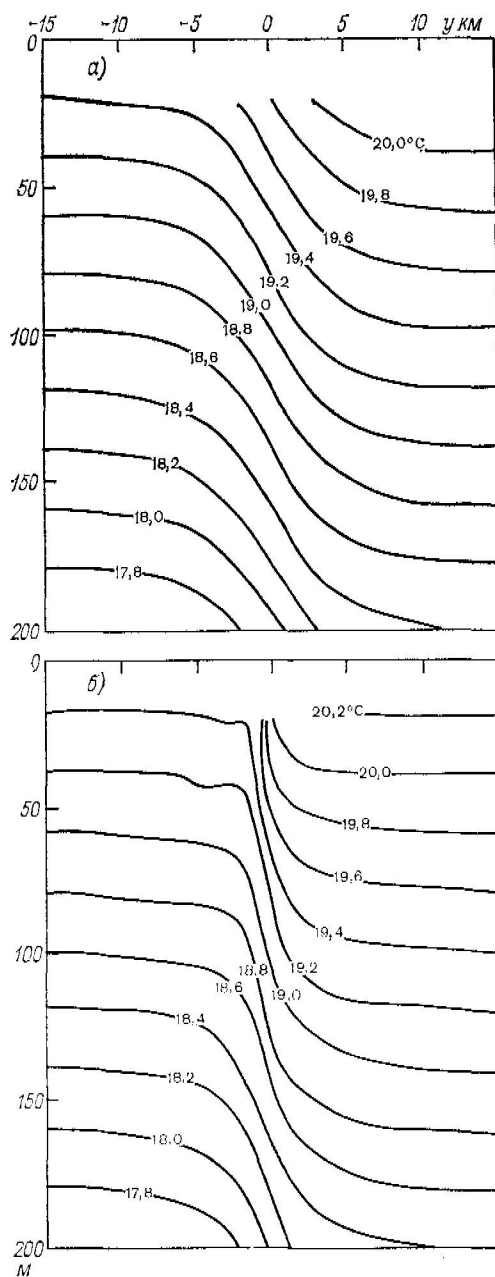


Рис. 2.30. Распределение температуры в верхнем слое океана.

а — в начальный момент ($t=0$); б — в момент $t=70$ ч.

(б) наблюдается смещение фронта в сторону холодной жидкости. Причем это смещение максимально на поверхности области и уменьшается с глубиной. Наблюдаемый эффект свидетельствует

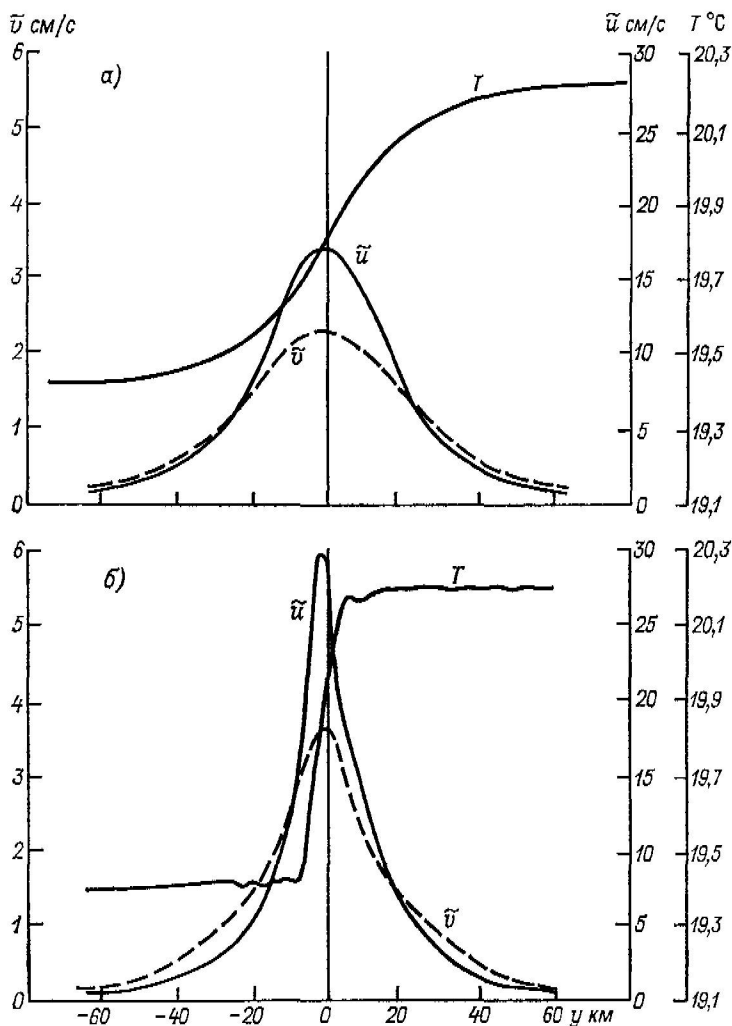


Рис. 2.31. Распределение температуры $\tilde{T}$, вдольфронтовой $\tilde{u}$ и поперечной $\tilde{v}$ компонент скорости на горизонте $z=20$ м.
а — в начальный момент ($t=0$); б — в момент $t=70$ ч.

об отклонении фронтального раздела от вертикального положения. Напомним, что в случае квазигеострофического приближения получалось, что поверхность максимального горизонтального градиента

температуры (плотности) была вертикальна (см. рис. 2.24). Вертикальные скорости через 70 ч фронтогенетического процесса, как показывает расчет, достигают вблизи фронтального раздела 10^{-4} м/с (рис. 2.32). Характерно, что во всех фронтогенетических моделях и у Н. П. Кузьминой, и у Вудса с Маквином на теплой стороне фронтального раздела получился подъем вод, на холод-

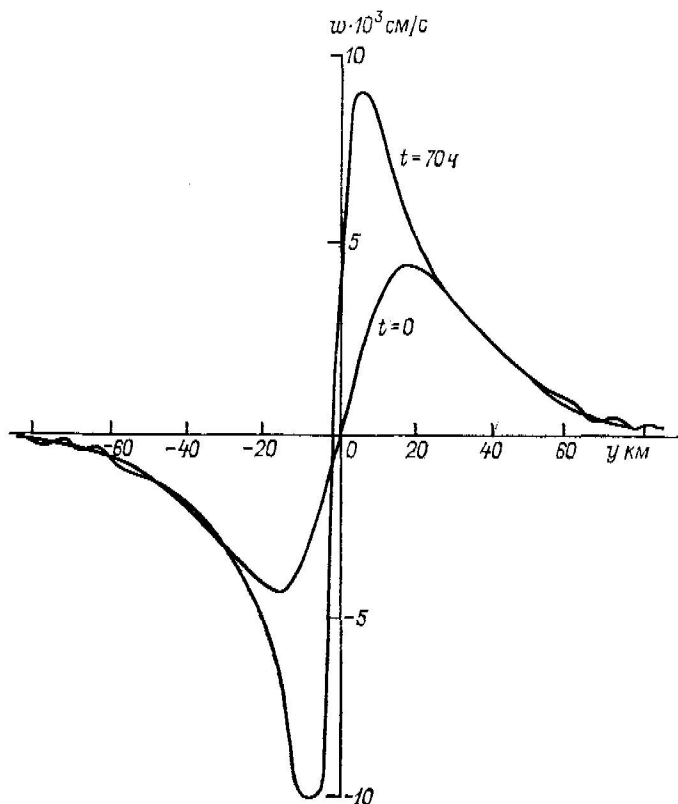


Рис. 2.32. Распределение вертикальной скорости на горизонте $z=20$ м в начальный момент ($t=0$) и в момент $t=70$ ч.

пой — опускание. Заметим, что в натуре конвергентная циркуляция в вертикальной плоскости, перпендикулярной фронту, чаще всего характеризуется опусканием вод по обе стороны фронтального раздела, по крайней мере в непосредственной близости от него.

Это и другие отличия модельных результатов от того, что наблюдается в океане на самом деле, приводит к заключению, что пренебрежение турбулентным перемешиванием является приемлемым приближением лишь на ранних стадиях фронтогенеза и может позже продолжать быть оправданным лишь на большом уда-

лении от фронтального раздела вблизи поверхности [178]. Во всяком случае, как было показано в разделе 2.5, турбулентное перемешивание, видимо, лежит в основе достижения фронтами равновесного квазистационарного состояния, при котором фронтальные горизонтальные градиенты плотности не могут достигать бесконечно больших значений, но зато могут распространяться до больших глубин, нежели это «дозволяется» полугеострофическими или квазигеострофическими моделями.

Из сказанного следует, что для понимания фундаментальной физики фронтов в океане недостаточно уметь моделировать процессы фронтогенеза. Необходимо еще и разобраться в динамике квазистационарных океанических фронтов.

2.7. Вопросы общей динамики океанических фронтов

Кристофер Муэрс [185] в своем анализе динамики фронтов отметил, что гидродинамические модели (1) генерации фронтов (фронтогенеза), (2) их стационарного состояния и (3) их разрушения (фронтолиза) могут формулироваться по-разному:

— первые — должны быть нестационарными, но могут не включать никаких диссипативных факторов;

— вторые — позволяют пренебречь изменениями во времени, но требуют учета диссипации и ее основного агента — турбулентной вязкости;

— третьи — требуют рассмотрения нестационарности и диссипативных сил вместе.

Поскольку, по аналогии с атмосферой (см. раздел 2.4), поддержание океанических фронтальных разделов в обостренном состоянии обусловлено циркуляцией в плоскости, нормальной к фронту, то основной задачей анализа динамики квазистационарных фронтальных разделов, видимо, следует считать исследование баланса сил, поддерживающих эту поперечную циркуляцию.

Большинство крупномасштабных фронтов, принадлежащих к первой категории (см. раздел 1.3) и имеющих климатический характер, являются на деле квазистационарными в том смысле, что процесс фронтогенеза для них не имеет реального смысла. Квазистационарные фронтальные зоны и фронтальные разделы возникли вместе с общей циркуляцией вод Мирового океана и подвержены флюктуациям около среднего состояния в той же мере, в какой флюктуирует сама общая циркуляция. Для исследования таких фронтальных разделов знание динамики поддержания их квазистационарного состояния, видимо, намного важнее, чем знание процесса фронтогенеза.

Именно поэтому Стоммел [237], формулируя свою нелинейную инерционную теорию Гольфстрима, ставшую теперь классической, сразу рассмотрел квазистационарное состояние потока со скоростью $v(x)$ в квазигомогенном по плотности слое «18-градусной воды», имеющем толщину H , стремящуюся к H_0 на большом уда-

лении x от начала координат*, при условии постоянства потенциальной завихренности $\left(f + \frac{\partial v}{\partial x}\right)/H$ при всех x :

$$\frac{f + \partial v / \partial x}{H} = \frac{f}{H_0}. \quad (2.48)$$

Условие (2.48) подразумевает, что $\partial v / \partial x = 0$ при $x \rightarrow \infty$ и $H \rightarrow H_0$. Начало координат ($x=0$) помещено там, где $H=0$, и ни-

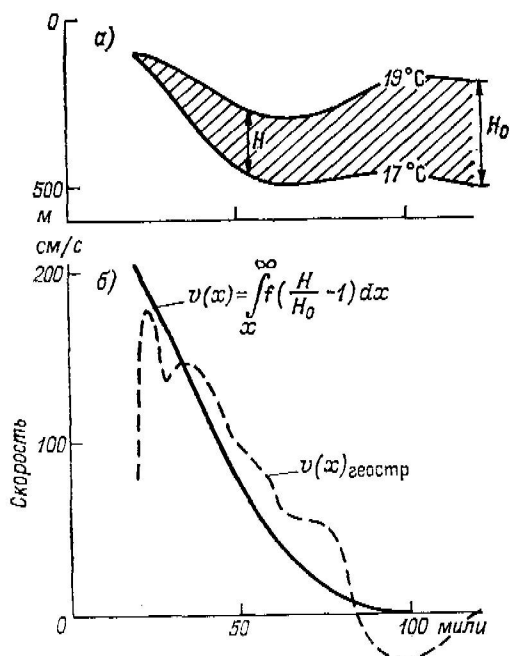


Рис. 2.33. Анализ завихренности в поперечном сечении Гольфстрима в районе $39^{\circ}40'$ с. ш., 79° з. д., по Стоммелу [237].

a — изменение толщины слоя «18-градусной» воды между изотермами 17 и 19°C в направлении, поперечном основному фронту Гольфстрима. Слой выклинивается ($H=0$) вблизи фронтального раздела; *b* — изменение скорости поперек Гольфстрима: сплошная линия — вычисленное путем интегрирования потенциального вихря при условии его постоянства вдоль оси x ; пунктир — вычисленное обычным динамическим методом по гидрологическим данным.

каких изменений движения в направлении y не происходит. Стоммел проверил соблюдение условия (2.48), вычислив $v(x)$:

$$v(x) = \int_x^{\infty} f \left(\frac{H}{H_0} - 1 \right) dx \quad (2.49)$$

при $H(x)$ и H , взятых из наблюдений в океане, и сравнив полученный профиль с результатами обычных динамических вычислений скорости Гольфстрима (рис. 2.33). Сравнение обнаружило хорошее согласие профилей скорости $v(x)$ и таким образом подтвердило предположение о постоянстве потенциального вихря

* Поскольку в случаях, рассмотренных в этом разделе, фронтальный раздел уже не является зональным, координата x здесь и далее уже не является вдольфронтальной, а направлена по нормали к фронту, в соответствии с выбором авторов работ [158, 237].

в струе Гольфстрима, точнее — в слое 18-градусной воды, движущейся в ядре Гольфстрима по периферии Саргассова моря.

Полученное согласие послужило для Стоммела основанием упростить постановку задачи до предела и задаться вопросом, нельзя ли получить основные характеристики Гольфстрима из сочетания условия сохранения потенциального вихря с условием геострофичности движения в однородной линзе более легкой воды плотностью ρ_1 и толщиной H , располагающейся на глубоком слое более тяжелой воды плотностью ρ_2 , находящемся в покое.

Геострофическое соотношение

$$fv = g' \frac{\partial H}{\partial x}, \quad (2.50)$$

где $g' = g(\rho_2 - \rho_1)/\rho_2$, вместе с условием (2.48) дают уравнение

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \frac{1}{\lambda^2} (H - H_0), \quad (2.51)$$

где $\lambda = \sqrt{g'H_0}/f$ — радиус деформации Россби.

Решение (2.51) при $H=0$, когда $x=0$, и $H=H_0$, когда $x=\infty$, дает

$$H = H_0(1 - e^{-x/\lambda}) \quad (2.52)$$

и соответственно

$$v = \sqrt{g'H_0} e^{-x/\lambda} = v_{\max} e^{-x/\lambda}. \quad (2.53)$$

Полный расход Гольфстрима Q_G определяется непосредственно из (2.50) при

$$Q_G = \int_0^{\infty} v(x) H dx = \frac{g'H_0^2}{2f}. \quad (2.54)$$

В соответствии с (2.52) граница линзы более легкой воды, имитирующая фронтальный раздел Гольфстрима, должна заглубляться, приближаясь экспоненциально к H_0 , по мере удаления в направлении x от той точки ($x=0$), где фронт Гольфстрима выходит на поверхность. От этой же точки вправо, если смотреть вниз по течению, т. е. в том же самом направлении положительных значений x , скорость геострофического течения $v(x)$ должна убывать по экспоненте в соответствии с (2.53). При этом, как уже говорилось, потенциальная завихренность движения в линзе легкой воды должна быть величиной постоянной и равной f/H_0 при всех значениях x .

При типичных для гидрологии района Гольфстрима значениях $H_0=800$ м, $f=10^{-4}$ и $(\rho_2 - \rho_1)/\rho_2=2 \cdot 10^{-3}$ эта простая теория дает ширину λ области, в которой скорость Гольфстрима убывает в e раз, равной 40 км, предсказывает полный расход Гольфстрима $Q_G=64 \cdot 10^6$ м³/с, что весьма близко к фактическому значению и дает максимальную скорость Гольфстрима $v_{\max}=4$ м/с. Радиус

деформации Россби λ оказывается при этом важным масштабом фронтального струйного течения.

Из простой модели Гольфстрима, предложенной Стоммелом, следует, что в динамике квазистационарных крупномасштабных фронтов важную роль играют геострофический баланс вдольфронтального струйного течения и постоянство потенциального вихря в линзе более легкой воды, примыкающей к фронтальному разделу и вовлеченной в это струйное течение. Происхождение более легкой воды и тот процесс, который первоначально привел ее в соприкосновение с более тяжелой водой, не имеет в данном случае принципиального значения. Процесс фронтогенеза в данном случае остался за рамками исследования.

Последнее обстоятельство смущало более поздних исследователей. Не случайно Као [156, 157, 158] и Гарвин [127, 129, 130] начали свои исследования динамики фронтов не с крупных, а с мелких масштабов, где происхождение граничащих масс воды целиком укладывалось в пространственно-временные масштабные рамки задачи, а не находились за ее пределами. Для обоих исследователей отправным пунктом был пресноводный речной сток в океан (см. раздел 3.3). Као, в отличие от Гарвина, рассмотревшего прежде всего чисто вязкую динамику стокового фронта [127], сразу же заинтересовался пределами влияния вращения Земли на фронтальную динамику и пришел в [156, 157, 158] к следующим выводам:

1) типичное время t_1 установления стокового фронта между легкой жидкостью, распространяющейся по поверхности более тяжелой жидкости под действием градиента давления, всегда меньше инерционного масштаба времени $1/f$, где f — параметр Кориолиса: $t_1 \ll 1/f$;

2) при всех временах t , меньших $1/f$, влиянием вращения Земли можно пренебречь. На этой стадии баланс устанавливается между силами плавучести, определяющими горизонтальный градиент давления, и вязким касательным напряжением сдвига на границе между двумя жидкостями. Перемещение двух слоев относительно друг друга происходит равномерно с постоянной скоростью U_f , которую можно назвать поступательной скоростью фронта;

3) при $t > 1/f$ роль вращения Земли возрастает и при $t_2 \simeq 2\pi/f$ становится доминирующей в балансе сил [158]. Развивается вдольфронтное геострофическое течение, а поступательная скорость фронта значительно снижается, что способствует уменьшению трictionных сил. Геострофический баланс соблюдается на всем фронтальном разделе, за исключением приповерхностного слоя, где завихренность движения, порождаемая бароклинностью, может быть столь высока, что уравновесить ее могут лишь вязкие силы. Поэтому вблизи поверхности должен существовать экмановский слой независимо от того, имеет место ветер или нет.

Эти достаточно общие выводы, безусловно чрезмерно упрощающие наблюдаемую в природе картину (сравните, например, с постановкой задачи у Гарвина в [127]; см. также подраз-

дел 3.3.1), служат для Као исходной позицией для дальнейшего обобщения полученных ранее теоретических результатов на область крупных масштабов [156]. При этом Као пользуется методами подобия и размерностей для отыскания автомодельного решения.

Као начинает это обобщение с того, что он сохраняет в задаче прежнее начальное условие, заключающееся в том, что вблизи поверхности океана имеет место приток легкой воды с расходом Q_e на единицу длины в покоящуюся окружающую жидкость с плотностью ρ_0 . Этот приток характеризуется дефицитом плотности $(\Delta\rho)_e$ относительно окружающей жидкости. Соответственно на горизонтальной границе между двумя средами действует редуцированное ускорение свободного падения $g' = g(\Delta\rho)_e/\rho_0$. Из g' и Q_e можно составить масштаб скорости $U_\Phi = (g'Q_e)^{1/3}$ и пространственный масштаб плавучести $h_0 = (Q_e^2/g')^{1/3}$, которые в комбинации дают малый масштаб времени $t_1 = h_0/U_\Phi$. Инерционные масштабы времени и длины можно записать как $t = 1/f$ и $L_0 = U_\Phi/f$ соответственно. В свою очередь пространственный масштаб диффузии запишется как $h_v = (\nu/f)^{1/2}$ где ν — коэффициент диффузии, природу которой Као на этом этапе никак не определяет, хотя по смыслу задачи подразумевается турбулентная диффузия импульса. Очевидно, что ν имеет размерность кинематической вязкости $[L^2t^{-1}]$. При этом Као не уточняет, идет речь о вертикальной или о горизонтальной диффузии импульса. В задаче получились три пространственных масштаба, имеющих размерность длины: h_0 , L_0 и h_v , комбинируя которые, можно получить два важных числа:

1) денситометрическое число Россби

$$\tilde{Ro} = L_0/h_0; \quad (2.55)$$

2) число Экмана

$$E = (h_v/h_0)^2. \quad (2.56)$$

Комбинация этих двух чисел $\tilde{Ro}/E$ дает число Рейнольдса

$$Re = \frac{\tilde{Ro}}{E} = \frac{U_\Phi h_0}{\nu}. \quad (2.57)$$

Координаты выбираются таким образом, что положительные значения x направлены в сторону, противоположную притоку легкой воды к фронту, а ось z направлена вертикально вверх. Движение считается не зависимым от координаты y , которая в дальнейшем будет называться «вдольфронтной», тогда как координата x будет называться «поперечной фронту».

Исходную систему уравнений удобно записать в безразмерных координатах:

$$\xi = \frac{x}{L_0}, \quad \eta = \frac{z}{h_0} \quad \text{и} \quad \tau = tf, \quad (2.58)$$

и для безразмерных переменных:

$$\tilde{u} = u/U_\Phi, \quad \tilde{v} = v/U_\Phi \text{ и } \tilde{w} = \frac{\tilde{R}o_w}{U_\Phi}. \quad (2.59)$$

Тогда уравнение неразрывности будет

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \xi} + \frac{\partial \tilde{w}}{\partial \eta} = 0; \quad (2.60)$$

а вдольфронтальная компонента завихренности

$$\zeta = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x}$$

может быть представлена в безразмерной форме через безразмерную функцию тока $\tilde{\psi} = \psi/Q_e$, где

$$\tilde{u} = \frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \eta} \text{ и } \tilde{w} = -\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \xi}, \quad (2.61)$$

как

$$\tilde{\zeta} = (\tilde{R}o)^{-2} \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\psi}}{\partial \eta^2}. \quad (2.62)$$

Аномалия плотности $\gamma = (\rho - \rho_0)/\rho_0$ в предельном случае равна $\gamma_e = -(\Delta\rho)_e/\rho_0$ и может быть представлена в безразмерном виде как

$$\tilde{\gamma} = \gamma/\gamma_e. \quad (2.63)$$

Соответственно уравнение сохранения массы запишется в виде

$$\frac{\partial \tilde{\gamma}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} (\tilde{u} \tilde{\gamma}) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\tilde{w} \tilde{\gamma}) = E \left[(\tilde{R}o)^{-2} \frac{\partial^2 \tilde{\gamma}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\gamma}}{\partial \eta^2} \right], \quad (2.64)$$

уравнение сохранения вдольфронтальной компоненты завихренности — в виде

$$\frac{\partial \tilde{\zeta}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} (\tilde{u} \tilde{\zeta}) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\tilde{w} \tilde{\zeta}) - \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \eta} = \frac{\partial \tilde{\gamma}}{\partial \xi} + E \left[(\tilde{R}o)^{-2} \frac{\partial^2 \tilde{\zeta}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{\zeta}}{\partial \eta^2} \right], \quad (2.65)$$

а уравнение вдольфронтального движения $\tilde{v}$ — как

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \xi} (\tilde{u} \tilde{v}) + \frac{\partial}{\partial \eta} (\tilde{w} \tilde{v}) + \tilde{u} = E \left[(\tilde{R}o)^{-2} \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 \tilde{v}}{\partial \eta^2} \right]. \quad (2.66)$$

Система (2.60), (2.64), (2.65), (2.66) является замкнутой системой из четырех уравнений для четырех неизвестных $\tilde{u}$, $\tilde{v}$, $\tilde{w}$ и $\tilde{\gamma}$.

Заметим, что денситометрическое число Россби $\tilde{R}o$, использованное в рассмотренной выше системе, отличается от числа Кибеля—Россби, рассматривавшегося в [127] и [158] (см. также с. 29 и 195), тем, что в нем использован пространственный масштаб плавучести h_0 вместо довольно произвольного поперечного фронтального масштаба L_Φ . В качестве последнего в [127] и [158] при-

нимался масштаб ширины фронтальной зоны, связанный с толщиной слоя легкой воды и наклоном фронтального раздела: $L_\phi \approx 100$ м для стоковых фронтов и $L_\phi \approx 100$ км для Гольфстрима. Такой же подход использован и в подразделе 3.3.1 при обсуждении стоковых фронтов.

В только что рассмотренной системе уравнений $\tilde{R}_0$ более непосредственно связано с наклоном s поверхности фронтального раздела, так что при малых значениях E

$$s \approx 1/\tilde{R}_0.$$

Действительно, формулу Маргулеса (2.2) в новых обозначениях можно записать как

$$s = \operatorname{tg} \alpha = \frac{f \rho_0 \Delta v}{g (\Delta \rho)_e}, \quad (2.67)$$

где Δv — разность геострофических скоростей по обе стороны фронта, которая принимает значение $\Delta v \simeq U_\phi$ после того, как отклоняющая сила вращения Земли заменила в балансе сил напряжение вязкого трения. Подставив это значение в (2.67), получаем с учетом (2.55)

$$s = \operatorname{tg} \alpha \simeq \frac{f U_\phi}{g'} \simeq \frac{1}{\tilde{R}_0}. \quad (2.68)$$

Для фронтальных разделов, находящихся в квазигеострофическом равновесии, характерен средний наклон $s = 10^{-2}$. Соответственно $\tilde{R}_0$ должно иметь порядок 10^2 , как это со всей очевидностью следует из (2.68). В свою очередь при таких значениях $\tilde{R}_0$ система (2.60), (2.64), (2.65), (2.66) существенно упрощается, поскольку во всех этих уравнениях первым членом в квадратных скобках, стоящих в правых частях, можно пренебречь, и в них останется всего лишь по одному члену. Это дает Као основание утверждать, что решения исходной системы уравнений (2.60), (2.64), (2.65) и (2.66) окажутся подобными в широком диапазоне значений $\tilde{R}_0$, характерных для океана, и зависящими только от E . В свою очередь это означает, что динамика и структура фронтального раздела остаются одними и теми же при всех достаточно больших значениях $\tilde{R}_0$ и малых значениях E . Фронтальный раздел, например, будет иметь в координатах η , ξ универсальную форму, не зависящую от $\tilde{R}_0$ при всех значениях τ после достижения квазигеострофического равновесия.

Сохранение подобия решений, по-видимому, должно зависеть не в малой степени от соотношения коэффициентов вертикального v_V и горизонтального v_H обмена импульсом. Као утверждает, что подобие сохранится в достаточно широком диапазоне значений $v_H > v_V$, ограниченных сверху пределом $v_H/v_V > (\tilde{R}_0)^2$, что, по-видимому, следует из правой части (2.66). Подтверждение подобия

решений рассмотренной системы в указанном диапазоне $v_H > v_v$ и сходство их с результатами наблюдений в океане не свидетельствовали бы о том, что горизонтальной турбулентной диффузией в пределах рассматриваемых масштабов явления можно пренебречь. По-видимому, это верно лишь постольку, поскольку решения системы при малых E вообще мало отличаются друг от друга, что в конечном счете равносильно давно известному факту, что вязкое (турбулентное) трение не играет никакой роли в установившемся геострофическом режиме движения. В данной задаче это также справедливо всюду, за исключением экмановского слоя вблизи поверхности океана.

Также можно показать, что в пределах легкой воды потенциальный вихрь в квазистационарном геострофическом режиме (т. е. при малых E и больших τ) есть величина постоянная. Действительно, в легкой линзе на некотором удалении от фронта в сторону положительных значений x должна существовать область, где геострофическое соотношение

$$-\frac{\partial \tilde{v}}{\partial \eta} = \frac{\partial \tilde{\gamma}}{\partial \xi},$$

следующее из (2.65), превращается в

$$-\frac{\partial \tilde{v}}{\partial \eta} = 0$$

по причине того, что плотность в линзе перестает меняться по горизонтали.

В этой области Као рассматривает вертикальную компоненту абсолютного вихря

$$\omega = \frac{\partial v}{\partial x} + f,$$

представляя которую в безразмерном виде с помощью множителя $U_\phi/L_0 = f$, можно получить

$$\tilde{\omega} = \frac{\partial \tilde{v}}{\partial \xi} + 1.$$

Продифференцировав (2.66) по ξ , используя также (2.60), получим при $\partial \tilde{v}/\partial \eta = 0$, $\partial \tilde{w}/\partial \eta = 0$ и $E \rightarrow 0$

$$\frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial \tau} + \tilde{u} \frac{\partial \tilde{\omega}}{\partial \xi} + \omega \frac{\partial \tilde{u}}{\partial \xi} = 0. \quad (2.69)$$

Положив безразмерную толщину линзы более легкой воды равной H , можно переписать (2.60) в виде

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \xi} + \frac{1}{H} \frac{dH}{d\tau} = 0, \quad (2.70)$$

где $d/d\tau = \partial/\partial\tau + \tilde{u}\partial/\partial\xi$.

Комбинация (2.70) и (2.69) дает $d(\omega/H)/d\tau = 0$, что в свою очередь тождественно закону сохранения потенциального вихря

$$d(\omega/H)/dt = 0. \quad (2.71)$$

Этот результат позволяет Као сказать, что простая классическая концепция стационарной нелинейной инерционной теории Гольфстрима, выдвинутая Стоммелом, включена в рассмотренную постановку задачи как естественная составная часть.

Численное интегрирование исходной системы уравнений было выполнено Као по схеме, изложенной в [158], с целью подтверждения изложенного выше анализа масштабов, приведшего к заключению о подобии решений в исследуемой области. Као провел свои вычисления для нескольких комбинаций значений Ro (от 10 до 210) и E (от 0,025 до 2,10). Анализ полученных результатов

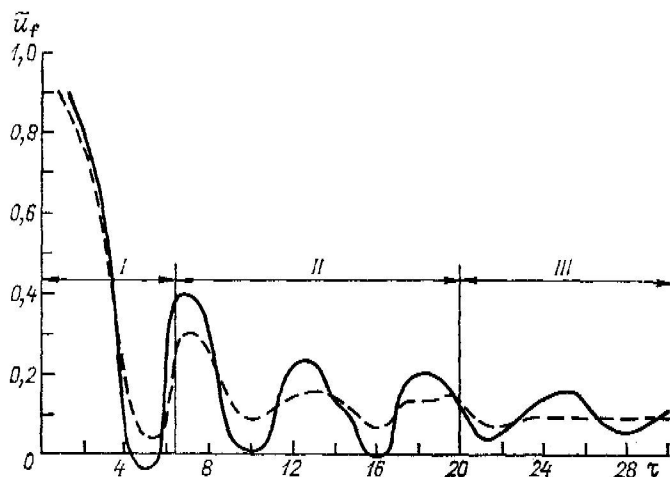


Рис. 2.34. Зависимость безразмерной скорости $\tilde{u}_f$ перемещения фронта от интенсивности турбулентного обмена, по данным Као [156].

Сплошная линия — при $E=0,025$; пунктир — при $E=0,25$ (более интенсивный турбулентный обмен). I — начальный (нестационарный) режим; II — переходный режим; III — квазистационарный режим.

представляет особый интерес с точек зрения: 1) исследования процесса достижения квазистационарного равновесия; 2) выяснения получающейся при этом плотностной и динамической структуры фронтального раздела и 3) численного сравнения с соответствующими характеристиками Гольфстрима.

Выход на квазистационарный режим. Этот процесс, как и предполагалось, не зависит от Ro , тогда как его качественные вариации определяются величиной E . Ход процесса показан на рис. 2.34, где безразмерная скорость $\tilde{u}_f$ перемещения фронта вдоль оси x показана в функции безразмерного времени τ . Скорость фронта резко убывает в течение первых инерционных суток, в течение которых протекает основной процесс приспособления к геострофическому равновесию. В дальнейшем движение фронта по горизонтали испытывает колебания с инерционной частотой, амплитуда которых

гасится быстрее при $E=0,25$, нежели при $E=0,025$. Одновременно фронтальный раздел углубляется, как того требует условие сохранения массы. При этом наблюдаются затухающие колебания по вертикали, находящиеся в противофазе с горизонтальными колебаниями. Вдольфронтальная скорость геострофического течения одновременно с этим достигает своего предельного значения, близкого к $U_{\text{ф}}$, которое окончательно устанавливается в течение нескольких инерционных суток.

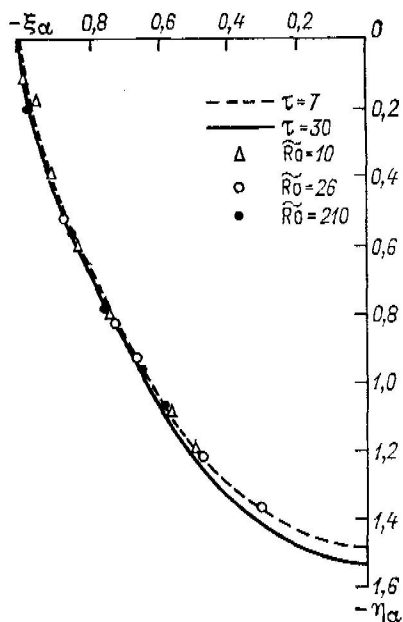


Рис. 2.35. Форма фронтального раздела при различных значениях Ro и τ , по данным модели Као [156]. График демонстрирует практически полное подобие профилей фронтального раздела при Ro от 10 до 210 и полный выход на квазистационарный режим между значениями τ от 7 до 30.

Плотностная и динамическая структура фронтального раздела. Уже при $\tau=7$ форма фронтального раздела, обозначенная изопикной $1/10 \gamma_e$ (пунктирная линия на рис. 2.35), очень мало отличается от того, что наблюдается в квазистационарном режиме — например, при $\tau=30$ (сплошная линия на рис. 2.35). Как видно из рис. 2.35, форма фронтального раздела полностью подобна при всех Ro в пределах от 10 до 210. Это подобие лучше всего выявляется в координатах $\xi_\alpha = \xi/\alpha$ и $\eta_\alpha = \eta/\alpha$, где α есть некая константа пропорциональности, показывающая степень изменения во времени первоначального масштаба фронта L_0 и масштаба плавучести (толщины линзы) h_0 , так что $L(\tau) = \alpha L_0$ и $h_\tau \sim \alpha h_0$. Вычисления Као и рис. 2.34 показывают, что асимптотическое значение $h(\tau)$ при $\tau \rightarrow \infty$ равно $h \simeq 1,5 \alpha h_0$, откуда можно определить асимптотическое значение α , если воспользоваться значением $\bar{h}$, взятым, например, из наблюдений за Гольфстримом:

$$\bar{\alpha} \simeq \frac{\bar{h}}{1,5 h_0} = \frac{h_0}{1,5 (Q_e^2 / g)^{1/3}}. \quad (2.72)$$

При $\bar{h}=800$ м (данные Стоммела) и заданных значениях $Q_e = 50$ м²/с и $g'=1,5 \cdot 10^{-2}$ м/с² получим $\bar{\alpha}=9,7$. Это означает, что процесс геострофического приспособления фронта в данной задаче есть процесс, качественно противоположный фронтогенезу. При последнем фронтальная зона обостряется, а в ходе приспособления к геострофическому режиму — расширяется. Это различие связано лишь с фундаментальным различием в постановках задач в разделах 2.6 и 2.7. В первом случае происходит постепенное обострение слабой бароклининой, геострофически сбалансированной

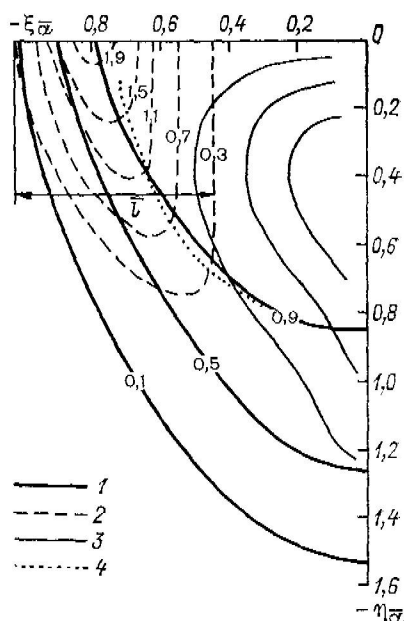
Рис. 2.36. Квазистационарная структура фронтального раздела в поперечном разрезе при $E=0,025$ (одинаковая для всех

Ro), по данным модели Као [156].

1 — изогалины; 2 — изотакхи $\bar{v}$; 3 — линии тока поперечной циркуляции; 4 — $\bar{H}/\bar{H}_0$.

$$\bar{H} = \bar{H}_0 \{1 - \exp[-6(0,74 + \xi_{\bar{\alpha}})]\};$$

$$\bar{v} = \bar{v}_{\max} \exp[-6(0,74 + \xi_{\bar{\alpha}})].$$



фронтальной зоны за счет выпущенной (наложенной извне) деформации, во втором случае скачкообразное агеострофическое фронтальное возмущение малой ширины L_0 , заданное в начальный момент через расход легкой жидкости Q_e , постепенно приспособляется к геострофическому режиму, при котором начальный скачок плотности $\Delta \rho_e$ должен размыться в зону с асимптотической шириной $\bar{L} = \alpha L_0$. Эта ширина должна быть такой, чтобы максимальная вдольфронтальная скорость струйного геострофического течения и его расход соответствовали притоку воды к фронту с расходом Q_e .

Фактически фронтогенетический эффект в данной задаче заложен в начальное условие существования расхода Q_e , который в частном случае может быть связан с деформационным полем.

Квазистационарная структура фронтального раздела в поперечном разрезе для $E=0,025$ (одинаковая для всех Ro) изображена на рис. 2.36 в координатах $\xi_{\bar{\alpha}} = \xi/\alpha$ и $\eta_{\bar{\alpha}} = \eta/\alpha$. Хорошо видно, что изо-

пикны, соответствующие долям 0,1, 0,5 и 0,9 от полного перепада плотности γ_e (толстые сплошные линии), сходятся концентрированным пучком вблизи поверхности ($\eta_{\bar{a}}=0$) таким образом, что между значениями $\xi_{\bar{a}}=1,0$ и $\xi_{\bar{a}}=0,8$ сосредоточено 80 % γ_e . Можно считать, что изопикна 0,9 ограничивает практически однородную линзу более легкой воды. От значения $\xi_{\bar{a}}=0$ вправо (в сторону положительных значений $\xi_{\bar{a}}$) изопикны становятся горизонтальными, так что вертикальное расстояние между изопикнами 0,1 и 0,9 соответствует толщине основного пикноклина. Као называет фронтальной зоной (зоной) всю область на поверхности между точкой $\xi_{\bar{a}}=0$ и изопикной 0,1. Фронтом он считает область между изопикнами

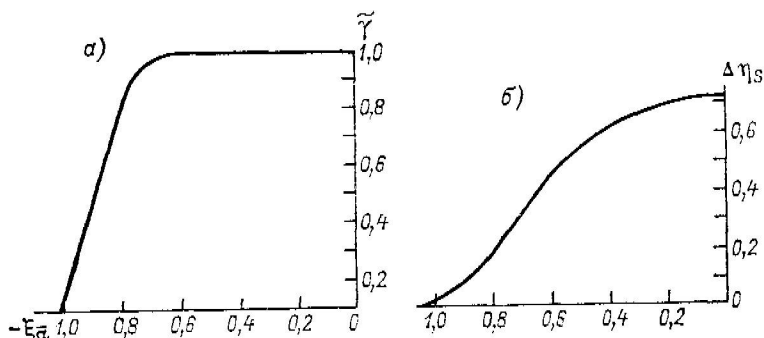


Рис. 2.37. Изменение безразмерной плотности (а) и безразмерного превышения уровня свободной поверхности (б) поперек фронтальной зоны, по данным модели Као [156].

0,1 и 0,9. На рис. 2.36 пунктиром нанесены изотакс вдоль фронтального геострофического течения. Ось этого струйного течения находится в координате $\xi_{\bar{a}}=-0,8$. Если считать, что струйное течение направлено на север, то линза легкой воды находится к востоку от фронтального раздела. Зона струйного течения на поверхности, судя по положению изотакс, вдвое шире, чем область максимального горизонтального градиента плотности. Это еще нагляднее видно из сравнения изменения аномалии плотности γ и изменения возвышения уровня $\Delta \eta_s$ вдоль оси $\xi_{\bar{a}}$ во фронтальной зоне (рис. 2.37). Значения аномалии плотности резко спадают от 0,9 до 0 на интервале $\xi_{\bar{a}}$ немногим более 0,2 в крайней левой части фронтальной зоны, тогда как значения превышения уровня $\Delta \eta_s$ плавно убывают справа налево через всю фронтальную зону. Максимум скорости струйного течения приходится как раз на область максимального горизонтального градиента $\Delta \eta_s$.

Как видно из положения изотакс (рис. 2.36), область фронтального раздела характеризуется максимальными значениями вертикального сдвига геострофического течения $\partial \tilde{v} / \partial \eta_{\bar{a}}$, тогда как в линзе более легкой воды правее изопикны 0,9 $\partial \tilde{v} / \partial \eta_{\bar{a}} \approx 0$, откуда

следует, что потенциальный вихрь здесь является величиной постоянной. Это обстоятельство вместе с геострофичностью вдоль фронтального потока дает основание ожидать соблюдения в линзе более легкой воды закономерностей типа (2.52) и (2.53), найденных Стоммелом. Действительно, результаты, представленные на рис. 2.36, могут быть аппроксимированы в области $0 \geq \xi_{\bar{\alpha}} \geq -0,74$ следующими выражениями:

$$\tilde{v} = \tilde{v}_{\max} \exp[-6(0,74 + \xi_{\bar{\alpha}})]; \quad (2.73)$$

$$\tilde{H} = \tilde{H}_0 [1 - \exp[-6(0,74 + \xi_{\bar{\alpha}})]], \quad (2.74)$$

причем $\tilde{H} = 0,82$, как видно из рис. 2.36, а соотношение $\tilde{H}/\tilde{H}_0$ (точечная линия на рис. 2.36) хорошо совпадает с изопикной 0,9. Отсюда же следует, что полный расход вдоль фронтального струйного течения должен быть равен $0,38 g'(H_0)^2/f$, что близко к выражению (2.54), полученному Стоммелом [237].

Тонкими сплошными линиями на рис. 2.36 нанесены изотакхи поперечного фронту течения. В верхней части линзы наблюдается конвергентное течение, направленное к фронту. В области фронтального раздела происходит опускание, а в нижней части линзы и в пикноклине имеет место обратный поток. Эта поперечная циркуляция по существу определяет и поддерживает квазистационарную динамику фронтального раздела. Типичные значения поперечных скоростей $(\tilde{u} - \tilde{u}_f)$ относительно флюктуирующего даже в квазистационарном состоянии фронта имеют порядок $1/10 U_{\Phi}$, тогда как скорости w опускания вод вблизи фронта оцениваются в $(10^{-3} - 10^{-4})$ в.

Сравнение с Гольфстримом. Для численного сравнения с Гольфстримом Као из простых соображений получил на основе своей модели следующие формулы:

1) максимальная скорость струйного геострофического течения —

$$v_{\max} = 2U_{\Phi} = 2(g'Q_e)^{1/2}; \quad (2.75)$$

2) наклон фронтального раздела —

$$\bar{s} = \frac{\bar{h}}{L} = \frac{1,5\alpha h_0}{\alpha L_0} = 1,5 \tilde{Ro}^{-1} = 1,5 f (g')^{-2/3} Q_e^{1/3}; \quad (2.76)$$

3) ширина фронтальной зоны —

$$\tilde{L} = \frac{\bar{h}}{1,5} \tilde{Ro} = \frac{\bar{h}}{1,5} f^{-1} (g')^{2/3} Q_e^{-1/3}; \quad (2.77)$$

4) полный расход Гольфстрима

$$Q_G = 0,253 \left(\frac{\bar{h}}{1,5} \right)^2 \frac{g'}{f} = 0,38 \frac{g' H_0^2}{f}. \quad (2.78)$$

В табл. 2.3 даны вычисленные характеристики Гольфстрима для различных заданных значений Q_e и следующих исходных параметров: воды Саргассова моря: $T = 20^\circ \text{C}$ и $S = 36,6\text{‰}$; воды

в толще Северной Атлантики: $T=5^{\circ}\text{C}$ и $S=35,0\text{‰}$; $\Delta\sigma_t=1,6$ или $(\Delta\rho)_e/\rho_0=1,6\cdot 10^{-3}$; $g^*=1,5\cdot 10^{-2}$ м/с², а значение $\bar{h}$ при вычислении $\bar{s}$ и $\bar{L}$ принималось равным 1400 м.

Таблица 2.3

Вычисленные характеристики Гольфстрима для разных Q_e

Q_e м ² /с	Начальные опорные значения			Вычисленные характеристики Гольфстрима				
	U_Φ м/с	L_0 км	h_0 м	$\tilde{R}_0$	$\tilde{s}$	$v_{\max}$ м/с	$\bar{L}^*$ км	$\bar{L}$ км
10	0,53	5,3	19	279	1:186	1,08	182	260
25	0,72	7,2	35	205	1:136	1,44	136	194
50	0,90	9,0	55	165	1:110	1,80	107	154
75	1,03	10,3	73	142	1:95	2,06	94	134
100	1,14	11,4	88	129	1:86	2,28	85	121
250	1,23	12,3	102	120	1:80	2,46	79	113
151	1,30	13,0	115	113	1:75	2,60	74	105

* $\bar{L}$ — ширина зоны струйного течения на поверхности.

Из таблицы видно, что все значения Q_e , взятые в пределах целого порядка (от 10 до 150), дают довольно реалистические характеристики Гольфстрима, укладывающиеся в спектр значений, цитированных различными авторами. Этот спектр широк, но он не должен удивлять, если принять во внимание меандрирование и другие известные формы изменчивости Гольфстрима. Из сделанного сравнения можно заключить, что результаты, полученные в квазистационарной модели, предложенной Као, удовлетворительно описывают крупномасштабные квазигеострофические фронтальные разделы климатического характера и связанные с ними квазистационарные струйные течения типа Гольфстрима.

Остается обсудить физический смысл задания Q_e в качестве начального условия задачи и вытекающие отсюда особенности предложенной модели. Тот факт, что Стоммел [237] получил сходные результаты из простых физических соображений, не прибегая к решению задачи с начальными условиями, говорит о том, что, по-видимому, можно было бы конкретно сформулировать квазистационарную задачу о динамике крупномасштабного фронта, не задаваясь начальным притоком более легкой жидкости с расходом Q_e . Это мнение подтверждается также анализом Муэрс [185], привлекательной особенностью которого является то, что в нем поперечная циркуляция в плоскости x, z возникает как вторичное явление, возбуждаемое иперционными и внутренними фрикционными эффектами и зависящее только от v и γ . Как утверждает Као и как следует из формулы (2.78), полный расход Гольфстрима Q_G в конечном счете не зависит от Q_e , а зависит лишь от H_0 . Однако H_0 есть не что иное, как асимптотическое

значение $\bar{h}$, которое зависит от h_0 и, стало быть, от Q_e . К сожалению, в [156] не показано, как приближается к своему асимптотическому значению толщина слоя более легкой воды. Вместо этого Као задает ее значение $\bar{h}$ при вычислении параметров Гольфстрима равным 1400 м. В то же время из рис. 2.34, сплошной профиль на котором построен Као для $\tau=30$ и $\alpha=2\pi$, следует, что при $Q_e=10$ м²/с и $h_0=19$ м асимптотическая толщина линзы $\bar{h}=179$ м, а при $Q_e=210$ м²/с и $h_0=115$ м она в шесть раз больше, т. е. $\bar{h}=1083$ м. Очевидно, что либо достижение толщины линзы асимптотического значения $\bar{h}$ требует различного времени при различных значениях Q_e , либо эти асимптотические значения зависят от Q_e и тогда полный расход Q_B тоже зависит от Q_e . Это является, на наш взгляд, недостатком модели Као, в которой заданный расход Q_e нужен для поддержания поперечной циркуляции на всех стадиях процесса. Было бы более логично ожидать зависимости поперечной циркуляции от вдольфронтальной компоненты скорости v или расхода Q_B , как это получилось у Муэрс [185]. Као, однако, высказывает мнение, что приповерхностная ветвь поперечной циркуляции в Саргассовом море, направленная к фронту Гольфстрима, имеет ветровое происхождение и является эквивалентом притока более легкой воды с расходом Q_e . При этом, естественно, динамика Гольфстрима, в соответствии с изложенной выше моделью, может сохраняться неизменной в широком диапазоне меняющихся значений Q_e . По мнению Као, исследование этого вопроса относится к проблемам общей циркуляции вод океана и выходит за рамки анализа предложенной модели.

2.8. Факторы, определяющие эволюцию фронтов

Фронты в океане характеризуются тем свойством, что, раз возникнув, они затем существуют длительное время благодаря присутствию им «самоподдерживающим» механизмам, таким, как поперечная конвергентная циркуляция [127, 156, 185] или, например, турбулентное вовлечение [127]. Любопытно, что в литературе чрезвычайно редки описания случаев разрушения фронтальных разделов (фронтализа), тогда как примеры наблюдений фронтогенеза или уже сформировавшихся фронтов встречаются в изобилии. Это скорее всего связано с тем, что разрушение фронтов начинается тогда, когда упомянутые выше механизмы почему-либо перестают функционировать. А они-то, видимо, в первую очередь и определяют резкость видимых проявлений фронтов на поверхности океана (полосы пены, мусора и сликов, зоны толчеи, водовороты, цветовые контрасты и т. д.).

С другой стороны, было бы ошибочно считать фронтальные разделы в океане чрезвычайно стабильными образованиями. Напротив, они известны как наиболее изменчивые черты структуры и динамики океана.

Описанный выше двойственный характер океанических фронтов требует особенно внимательного изучения всех факторов, оп-

ределяющих их эволюцию и изменчивость. Вместе с тем именно эта область исследований пока находится лишь в самой начальной стадии развития.

Сформировавшийся океанический фронтальный раздел, находящийся вблизи поверхности, подвержен воздействию ветра, эффект которого в простейшем случае чаще всего проявляется через горизонтальные и вертикальные движения дрейфовой природы, усиливающие или ослабляющие конвергентную циркуляцию вблизи фронта. В прибрежных районах изменения ветра, приводящего к формированию апвеллинга, более непосредственно и, можно сказать, всецело определяют эволюцию фронтов, являющихся частью самого явления апвеллинга (см. раздел 3.2). Сгонно-нагонные эффекты ветра могут быть очень важными в эстуариях, а также в заливах, проливах и окраинных морях. Там же приливные течения могут существенно менять картину фронтов, заставляя их мигрировать или периодически исчезать в ходе приливного цикла (см. подраздел 3.3.2). Сезонный ход солнечного прогрева, приводящий к образованию и исчезновению сезонного термоклина, может совместно с ветровым и приливным перемешиванием приводить к циклическому возникновению и разрушению шельфовых фронтов (см. раздел 3.4). Сезонные изменения потоков импульса, тепла и влаги между океаном и атмосферой могут влиять на резкость и географическое положение климатических фронтальных зон океана [213, 214]. Мезомасштабное деформационное поле, связанное, например, с системой вихрей, может при их эволюции или перемещении испытывать локальные усиления и ослабления, в свою очередь вызывающие обострения, релаксацию или перемещение фронтальных разделов. Рассуждения о равновесном фронте (см. раздел 2.5) помогают понять некоторые аспекты, обусловленные эффектом переменной напряженности деформационного поля. Наконец, связанные с фронтальными разделами струйные квазигеострофические течения могут терять устойчивость, и тогда на них могут начать развиваться волнообразные возмущения — меандры, усложняющие фронтальную структуру.

Перечисленные причины вполне достаточно, чтобы породить сомнения в возможности достижения фронтальными разделами сколько-нибудь длительной стационарности, а квазистационарность крупномасштабных климатических фронтальных зон, на мой взгляд, есть не что иное, как иллюзия, возникающая от традиционного для описательной океанографии осреднения их внутренней изменчивости, не укладывающейся при ближайшем рассмотрении ни в какие привычные рамки.

Все перечисленные выше факторы, определяющие эволюцию и изменчивость фронтальных явлений в океане, можно чисто условно разделить на две группы: 1) внешние воздействия и 2) внутренние факторы. К первым следует отнести те воздействия, которые связаны с изменчивыми внешними условиями, например ветром или обменом теплом и влагой между океаном и атмосферой, с деформационным полем, в котором возник фронт, с прилив-

ными явлениями. Ко второй группе следует отнести те, в основном довольно специфические факторы, которые могут проявиться в динамике и внутреннем состоянии самого фронтального раздела и сопутствующего струйного течения как вполне самостоятельно, так и под воздействием внешних факторов. Это процессы баротропной и бароклиной неустойчивости, которые были первоначально исследованы применительно к зональным струйным течениям и фронтам в атмосфере. Теперь аналогичные концепции широко используются и при анализе движений вод океана. Рассмотрим сначала некоторые внешние воздействия, а именно воздействия ветра.

2.8.1. Влияние ветра на приповерхностные фронтальные разделы

Основные представления о характере ветровых воздействий на океанические фронты можно получить, рассматривая конкретные ситуации в свете того, что нам известно из классической теории Экмана и ее более поздних обобщений. На этом направлении имеются сравнительно немногочисленные работы, анализирующие численные модели или специфические натурные условия. Так, например, воздействию ветра на мелкомасштабные плотностные фронты посвящена работа Г. И. Шапиро [74], которая кратко обсуждается в подразделе 3.3.1. В соответствии с моделью Шапиро, ветер, направленный со стороны открытого моря перпендикулярно неподвижному стоковому фронту, может полностью изменить направление циркуляции в стоковой линзе, превратив течения вблизи фронта внутри линзы из конвергентных в дивергентные. Из этой же работы следует, что наклон фронтального раздела должен существенно меняться в зависимости от того, как направлен ветер относительно направления перемещения фронта.

Ветер, направленный вдоль линии берега, может быть причиной формирования вдольбереговых струйных течений и фронтов, связанных с переходом от фрикционного режима на мелководье к квазигеострофическому режиму за пределами свала глубин. В других случаях ветер может значительно изменять форму шельфовых фронтов (см. раздел 3.4), отделяющих перемешанные до самого дна прибрежные воды от стратифицированных вод за пределами шельфа [100], и играть важную роль в их эволюции, релаксации и приспособлении к геострофическому балансу. Наблюдения за шельфовыми фронтами у побережья Новой Англии (США) показали, что вдольбереговое напряжение ветра, если последний направлен против квазигеострофического вдольфронтного течения, может приводить к резкому уменьшению наклонов фронтальных разделов и к полному разрушению фронтов. Предложенная Ксанади [100] простая теория, основанная на приспособлении вызванных ветром возмущений к геострофическому режиму, дает в первом приближении реалистическое описание поведения шельфовых фронтов под действием ветра. Расчеты, основанные на этой теории, показывают, что для существенных измене-

ний наклона фронта нужны весьма сильные импульсы* вдольберегового ветра порядка $10^2 \text{ м}^2/\text{с}$, что соответствует работе касательного напряжения ветра 1 Па в течение 28 ч . В озерах, где в спокойных условиях и в отсутствие приливного перемешивания прогрев воды в весенне-летний период происходит наиболее интенсивно в мелководных прибрежных районах, ситуация может быть иной. Интенсивные вдольбереговые ветры, сопровождающиеся сгонным экмановским эффектом, могут отрывать от берега вытянутые линзы легкой прогретой или распресненной реками воды, на краях которых образуются фронты, напоминающие стоковые (см. подраздел 3.3.1). В зависимости от пространственных масштабов явления вращение Земли может при этом играть или не играть важную роль. В модели Ксанади [100], построенной специально для условий в озере Онтарио, значительные глубины вблизи берега ($25\text{—}30 \text{ м}$ на расстоянии 3 км от уреза воды) определяют важность эффекта вращения Земли, который приводит к образованию вдольфронтального струйного квазигеострофического течения со скоростью около $0,2 \text{ м/с}$ в линзе на расстоянии $3\text{—}4 \text{ км}$ от берега. Для образования подобных линз нужны меньшие импульсы вдольберегового ветра порядка $2,5 \text{ м}^2/\text{с}$, что равносильно работе касательного напряжения ветра $0,1 \text{ Па}$ в течение 7 ч .

В области еще более крупных масштабов имеются оценки Родена [215], полученные по спутниковым данным и показывающие, что для удвоения за счет действия ветра горизонтального градиента температуры в климатических фронтальных зонах с поперечником, превышающим 100 км , требуются периоды времени порядка одного месяца при вызванном ветром экмановском горизонтальном сдвиге скорости порядка $2,5 \cdot 10^{-7} \text{ с}^{-1}$. Эта оценка не расходится с данной нами в разделе 2.5 оценкой скорости деформации D в климатических фронтальных зонах. Таким образом, получается, что сезонные добавки к фоновой скорости деформации, поддерживающей климатические фронтальные зоны в квазистационарном состоянии, имеют тот же порядок, что и фон, и поэтому могут вызвать лишь сезонные флюктуации горизонтальных градиентов в этих зонах. Основная же изменчивость внутри крупномасштабных фронтальных зон должна быть связана с синоптическими процессами в самом океане при значениях D порядка $10^{-5}\text{—}10^{-6} \text{ с}^{-1}$ и иметь масштабы меньше 100 км и короче 1 мес .

2.8.2. Неустойчивость волновых возмущений на фронтальных разделах

Равновесная природа фронтальных разделов (геострофическая, циклострофическая, изостатическая) сама по себе предполагает возможность нарушения основного динамического равновесия и

* В данном случае имеется в виду непрерывное (в течение отрезка времени t) воздействие силы касательного напряжения ветра, распределенное по всему столбу воды единичной площади и отнесенное к единице массы.

появления возмущений околорентального движения, которые должны иметь колебательный (волновой) характер. Однако такие возмущения могут впоследствии либо затухнуть, либо приобрести квазистационарный характер, или начать неограниченно возрастать по амплитуде. В последнем случае говорят о неустойчивости возмущений. Исследователей в первую очередь интересует вопрос, при каких условиях возникшие возмущения окажутся неустойчивыми. Исследования показали (см., например, [198]), что в зависимости от того, каков источник энергии роста возмущений, можно различать два типа неустойчивости: баротропную и бароклинную. Названия эти в значительной мере условны и связаны с тем, что первоначально теоретические исследования неустойчивости возмущений проводились на чрезвычайно упрощенных конфигурациях средних потоков: 1) поток без изменения скорости по вертикали, но с горизонтальным сдвигом скорости («баротропная» модель) и 2) поток без изменения скорости по горизонтали, но с вертикальным сдвигом («бароклиная» модель). Орланский [198] справедливо отмечает, что употребление прилагательных «бароклиная» и «баротропная» для определения типов неустойчивости возмущений вовсе не означает той или иной конфигурации поля движения, связанного с возмущением. Баротропно-неустойчивое движение, например, вовсе не должно характеризоваться неизменной по глубине скоростью.

Для лучшего понимания физической природы процессов баротропной и бароклиной неустойчивости обратимся к уравнению энергии крупномасштабного зонального геострофического потока, содержащего малые возмущения скорости и давления, первоначальная причина возникновения которых в данном случае нас не интересует. В соответствии с [30], это уравнение записывается в приближении Буссинеска следующим образом:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \left(\frac{u'^2 + v'^2}{2} + \frac{g^2}{N^2 \rho_0^2} \frac{\rho'^2}{2} \right) dV = \int_V (-u'v') \frac{\partial U}{\partial y} dV + \\ + \int_V \left(-\frac{g^2}{N^2 \rho_0^2} v' \rho' \right) \frac{\partial \bar{\rho}}{\partial y} dV. \quad (2.79)$$

Здесь все величины со штрихами относятся к возмущению, а U и $\bar{\rho}$ характеризуют распределение скорости и плотности в невозмущенном зональном потоке, так что

$$u = U + u'; \quad v = v'; \quad \rho = \bar{\rho} + \rho',$$

где U — средняя по времени зональная скорость течения, а ρ_0 в (2.79) — некая постоянная средняя плотность, все отклонения от которой, вообще говоря, малы. N — средняя по глубине потока частота Вайселя—Брента.

Интегрирование в (2.79) производится по объему V , определяемому произвольно выбранным отрезком зонального канала шириной L и глубиной H , в котором располагается изучаемое течение.

Левая часть уравнения (2.79) отражает изменение во времени энергии возмущения, тогда как в правой части имеются два члена, отражающие физические причины этого изменения. Если энергия возмущения растет, то указанные два члена в правой части соответствуют двум источникам энергии этого роста. Первый источник связан с неравномерностью скорости невозмущенного зонального потока $\partial U/\partial y$ в поперечном направлении. Рост возмущений под действием этого источника энергии называется **баротропной** неустойчивостью. Возмущения при этом черпают свою кинетическую энергию (KEED) из кинетической энергии осредненного по времени крупномасштабного движения (КЕМ), т. е. по существу здесь имеет место работа напряжений Рейнольдса. Второй источник энергии возмущений связан с горизонтальным градиентом плотности $\bar{\partial \rho}/\partial y$ поперек потока. Вследствие того, что $N \neq 0$, изменяется с глубиной и средний градиент давления $\bar{\partial P}/\partial y$. Налицо бароклиный эффект, вследствие чего неустойчивость такого типа называется **бароклиной**.

Доступная потенциальная энергия (APE), являющаяся частью полной потенциальной энергии (PE), заложенной в зональном геострофическом потоке, служит при этом источником кинетической энергии растущих возмущений (KEED). В ряде работ поэтому принимается схематическое энергетическое обозначение баротропной неустойчивости как $\text{КЕМ} \rightarrow \text{KEED}$, а бароклиной — как $\text{PE} \rightarrow \text{KEED}$ [49].

Если основывать свои рассуждения на выражении (2.79), то следует признать, что, чем резче квазигеострофический плотностной фронтальный раздел, т. е. чем больше связанные с ним значения $\bar{\partial \rho}/\partial y$ и $\partial U/\partial y$, тем больше энергии (потенциальной и кинетической) может стать доступной для развития на нем неустойчивых возмущений. Осуществление этой возможности зависит, однако, от многих причин и в том числе от детальной пространственной структуры поля скорости и плотности в каждом конкретном случае. Тем не менее неоспоримым кажется то, что большие значения $\partial U/\partial z$ и $\bar{\partial \rho}/\partial z$ на квазигеострофических фронтах относительно небольшого масштаба должны делать последние неустойчивыми как в баротропном, так и в бароклином случае. Возможность роста баротропно-неустойчивых возмущений в крупномасштабных зональных течениях, как правило, оспаривается на том основании, что чаще всего именно возмущения синоптического масштаба питают своей кинетической энергией средний перенос ($\text{KEED} \rightarrow \text{КЕМ}$), а не наоборот. Аналогичные утверждения для меньших масштабов основаны главным образом на произвольном перенесении закономерностей двумерной геострофической турбулентности на явления в реальном океане, где двумерная турбулентность, строго говоря, не реализуется. Поэтому не исключено, что для фронтов и струйных течений, масштабы которых существенно меньше масштабов синоптических вихрей и чье возникновение может быть связано с деформационными полями этих вихрей, ситуа-

ция может быть диаметрально противоположной. Во всяком случае она недостаточно освещена наблюдениями и заслуживает специального исследования.

Исследования неустойчивости волновых возмущений в общем случае, когда рассматриваемый поток имеет сдвиг скорости как по вертикали, так и по горизонтали, наталкивается на существенные математические трудности. Определенные преимущества дает рассмотрение двухслойной или трехслойной стратификации [267, 268], что сохраняет эффект бароклинности среднего потока, позволяет одновременно учитывать горизонтальный сдвиг скорости и приводит к значительным упрощениям в математической трактовке. Заметим, что двухслойная модель (а при хорошем подборе параметров — и трехслойная) лучше соответствует условиям, наблюдаемым вблизи океанических фронтов, нежели модели с непрерывной стратификацией. С этой точки зрения довольно реалистической является двухслойная модель, выбранная Орланским [198] для аппроксимации атмосферных фронтов. Результаты, полученные им для диапазона фронтальных чисел Кибеля—Россби $Ki \leq 3$ и Ричардсона $Ri \leq 5$, приложимы к океаническим фронтам категории 1 (см. табл. 1.3 в разделе 1.3) и уже использовались Вудсом при обсуждении роли фронтов в передаче «энергии изменчивости» физических полей деятельного слоя океана по каскаду масштабов [260]. Эти результаты могут быть просуммированы следующим образом:

а) неустойчивые волновые возмущения существуют на всех длинах волн;

б) сдвиговая неустойчивость Рэлея (баротропная по своей природе) имеет место при очень малых Ri , т. е. когда разность плотностей по обе стороны фронта становится исчезающе малой, а фронтальный раздел приближается к вертикали;

в) при малых числах Кибеля—Россби ($Ki \rightarrow 0$) развивается геострофическая бароклинная неустойчивость, свойственная длинным волнам (волновое число $k \rightarrow 0$). Однако, если при этом малы и значения Ri , то могут иметь место и возмущения, неустойчивые в рэлеевом (баротропном) смысле;

г) возрастание Ri за счет возрастания перепада плотности одновременно с условием $Ki < 1$ добавляет к геострофической бароклинной неустойчивости еще и неустойчивость Гельмгольца, являющуюся по своему характеру гидростатической неустойчивостью за счет вертикального сдвига скорости в поле силы тяжести;

д) геострофическая бароклинная неустойчивость преобладает при малых значениях Ki и больших значениях Ri ;

е) неустойчивость Гельмгольца преобладает при больших значениях Ki и малых значениях Ri , что соответствует повышению роли вертикального сдвига скорости.

Орланский, однако, отмечает трудность интерпретации полученных результатов при $Ri > 2$ и $Ki > 1$, что по существу означает недостаточную ясность в отношении характера неустойчивости волновых возмущений, возникающих на наиболее резких фронтах

среднего и малого масштаба, т. е. как раз в той области, где геострофический режим переходит в агеострофический. Вудс [260] относил обнаруженные им в Средиземном море фронтальные волны длиной $\lambda \approx 8 \dots 10$ км [259, 266] именно к тем масштабам бароклинно-неустойчивых волновых возмущений, которые рассматривались Орланским в случае $K_i \rightarrow 0$ и $k \rightarrow 0$. Действительно, если принять разность скоростей $\Delta U = U_2 - U_1$ по обе стороны мальтийского фронта равной 5—10 см/с, то при волновом числе возмущений $k \approx 2\pi \cdot 10^{-6}$ см $^{-1}$ значение числа Кибеля—Россби* $K_i = [(U_2 - U_1)k] / (2f)$ получается порядка $(1,5-3) \cdot 10^{-1}$. Однако приведенные в [266] данные о наклоне фронтального раздела $(1/300 - 1/400)$ при перепаде плотности через этот фронт около $0,5 \cdot 10^{-3}$ [94] предполагают несколько больший горизонтальный сдвиг скорости на фронте, а именно около 20 см/с, что приближает значение K_i к единице. Близким к единице получается значение K_i для мальтийского фронта, если его определять как $K_i = \Delta U / (fL_\phi)$ подобно тому, как это сделано в [191] для Калифорнийского подповерхностного течения. В этом случае при $\Delta U = 20$ см/с, $L_\phi = 2$ км (ширина фронтальной зоны с наиболее резкими горизонтальными градиентами температуры и солености [266]), $f = 0,8 \cdot 10^{-4}$ получается $K_i = 1,2$. При этих же данных значение фронтального числа Ричардсона $Ri = gH(\rho_1 - \rho_2) / [\rho(U_2 - U_1)^2]$ получается около 12. Таким образом, нельзя исключить того, что фронты типа и масштабов мальтийского попадают как раз в те масштабные пределы ($Ri > 2$ и $K_i > 1$), кинематика которых в анализе типа [198] не может быть до конца выяснена. Анализ Орланского, однако, не исключает существование в этой масштабной области неустойчивых квазигоризонтальных волновых движений за счет горизонтального сдвига скорости, т. е. **баротропной неустойчивости**. Не менее интересно в этом же отношении исследование Флагга и Беардсли [115], выполненное для прибрежного фронта, разделяющего склоновые и шельфовые воды вблизи атлантического побережья Северной Америки. Масштабы этого фронта близки к масштабам мальтийского фронта, упомянутого выше, и в соответствии с [269] укладываются в пределы чисел Кибеля—Россби от 0,02 до 0,13 и фронтальных чисел Ричардсона от 20 до 120. Как показали авторы исследования, наблюдаемые на фронте волнообразные возмущения нельзя объяснить бароклинной неустойчивостью при реалистических значениях уклона дна, который оказывает на фронт стабилизирующее влияние. При плоском дне на фронте могут развиваться бароклинно-неустойчивые волны. Их росту, однако, может препятствовать миграция фронта в сторону континентального склона, где уклон дна резко повышается. Очень высокие значения Ri должны в этом случае препятствовать развитию рэлеевой (баротропной) неустойчивости даже при плоском дне. Заметим, однако, что в литературе по традиции имеет место тенденция преуменьшать значения горизонтального

* В том виде, как оно определено в [198].

перепада скорости $\Delta U = U_2 - U_1$ вблизи фронтов. Большинство авторов при оценке фронтального числа Ri принимают $\Delta U \simeq 5 \div 10$ см/с, тогда как по ряду свидетельств горизонтальный сдвиг скорости на фронтах может быть настолько велик, что при пересечении фронтов в океане небольшие суда сбиваются с курса. Для окончательных суждений по этому вопросу нам недостает надежных измерений поля скорости вблизи фронтов с хорошим пространственным разрешением. Однако, если считать, что ΔU на мезомасштабных фронтах всего лишь в 3 раза больше, чем обычно предполагают, т. е. 15—30 см/с, то фронтальное число Ri при тех же перепадах плотности должно быть на порядок меньше, что делает баротропную неустойчивость мезомасштабных фронтов вполне вероятной.

Приведенные выше рассуждения вызваны тем, что в большинстве опубликованных за последнее десятилетие работ, посвященных неустойчивости струйных океанических течений и фронтов, единственным или основным процессом неустойчивости признается бароклинная неустойчивость* ($PE \rightarrow KEED$). По мнению Д. Г. Сеидова (частное сообщение), это связано в значительной мере с использованием двухслойных моделей, которые через толщину слоев автоматически определяют бароклиновый (внутренний) радиус деформации Россби. Последний в свою очередь строго фиксирует характерный размер (и волновое число k) возмущений, характер которых во многом определяется значением числа Кибеля—Россби, зависящим от k . Как правило, значения k при этом получаются малыми, что соответствует случаю $Ki \rightarrow 0$, $k \rightarrow 0$, когда, в соответствии с [198], развиваются именно бароклинно-неустойчивые возмущения. Мнение о том, что баротропная неустойчивость струйных океанических течений и фронтов может быть столь же реальна и важна, как и бароклинная, в последние 2—3 года высказывается все более и более уверенно. Численная вихреразрешающая модель океанических течений Д. Г. Сеидова [49], например, показывает, что для энергетики процессов синоптического масштаба процессы типа $PE \rightarrow KEED$ и $KEM \rightarrow KEED$ одинаково важны, поскольку максимальные энергетические уровни этих переходов в областях положительных значений характеризуются одинаковыми значениями порядка $(2-4) \cdot 10^{-7}$ Вт/м³. Примечательно, что при этом одни участки области моделирования характеризуются бароклинной неустойчивостью, а другие — баротропной.

В заключение этого раздела следует остановиться на критериях баротропной и бароклинной неустойчивости. В соответствии с Куо [165], в баротропной системе могут существовать неустойчивые возмущения, если градиент абсолютной завихренности ($\beta - \partial^2 U / \partial y^2$) меняет знак хотя бы один раз в поперечнике фонового зонального потока. Здесь β — широтное изменение кориолисова параметра, U — зональная скорость осредненного потока, ось y направлена

* Исключение пока составляют работы [244] и [268].

перпендикулярно оси потока. Для большинства фронтов, поперечные размеры которых малы или направление отличается от зонального, можно считать β малой величиной по сравнению с $\partial^2 U / \partial y^2$ и судить о возможности баротропной неустойчивости по поведению $\partial^2 U / \partial y^2$. В случае двухслойной модели, в которой толщина верхнего слоя h много меньше толщины нижнего слоя, геострофический струйный поток шириной L в верхнем слое баротропно-неустойчив, если градиент его потенциальной завихренности

$$\frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{f}{H_m} \frac{\partial h}{\partial y} = \frac{\partial^2 U}{\partial y^2} - \frac{f^2 U}{g' H_m} \quad (2.80)$$

меняет знак в пределах $0 \leq y \leq L$ [235]. Здесь $U(y) = (g'/f) (\partial \bar{h} / \partial y)$ — геострофическое приближение, в котором $g' = g(\rho_2 - \rho_1) / \rho_1$ — редуцированное ускорение свободного падения, $\bar{f}$ — параметр Кориолиса и $h = \bar{h}(y) + h'(x, y, t)$ — полная толщина верхнего слоя. В свою очередь H_m — средняя по поперечнику фонового потока L

толщина верхнего слоя $H_m = \frac{1}{L} \int_0^L h(y) dy$. Анализ выражения (2.80)

показывает, что при заданном $U(y)$ всегда можно найти столь малое значение H_m , что разность (2.80) будет всюду отрицательна в пределах $0 \leq y \leq L$. При больших H_m определяющим в (2.80) оказывается член $\partial^2 U / \partial y^2$, как в случае, когда отсутствует вращение. В этих условиях симметричный баротропный струйный поток, который не имеет боковых границ, является неустойчивым. Таким образом, при прочих равных условиях устойчивость квазигеострофического струйного потока в двухслойной системе зависит от H_m . Поэтому критерий устойчивости потока в двухслойной системе будет зависеть лишь от одного безразмерного параметра $F_1 = L / \lambda_1$, где $\lambda_1 = (g' H_m)^{1/2} / \bar{f}$ — бароклиный радиус деформации Россби, основанный на толщине верхнего слоя, так что $F_1^2 = \bar{f}^2 L^2 / (g' H_m)$. Численное значение критерия зависит от ширины, формы и глубины прифронтального струйного потока и связанного с ним перепада плотности $\Delta \rho = (\rho_2 - \rho_1) / \rho_1$. При значениях F_1 ниже некоторого критического уровня поток должен быть баротропно-неустойчив [235].

Для бароклиной неустойчивости длинноволновых геострофических возмущений струйного потока в двухслойной системе, где толщины обоих слоев сравнимы друг с другом, Стерн [235] дает следующий критерий:

$$F_1 F_2 \geq \frac{\pi^2}{2}. \quad (2.81)$$

Здесь $F_2 = L / \lambda_2$ и $\lambda_2 = \bar{f}^2 L^2 / [g'(H - H_m)]$, где H — полная глубина бассейна.

Связь обоих критериев (для бароклиной и баротропной неустойчивости) с параметром F_1 , по мнению Стерна [235], не случайна, а отражает тот факт, что в двухслойной системе рассмот-

ренной конфигурации соотношение доступной потенциальной и доступной кинетической энергии АРЕ/АКЕ пропорционально величине $f^2 L^2 / (g' H_m)$. При достаточно малых числах Кибеля—Россби $U/(fL)$ у Стерна получилось, что

$$\frac{\text{АРЕ}}{\text{АКЕ}} \simeq \frac{f^2 L^2}{3g' H_m} \simeq \frac{L^2}{3\lambda_1^2}. \quad (2.82)$$

Из (2.82) следует, что в широких геострофических зональных потоках ($L \gg \lambda_1$) должна преобладать доступная потенциальная энергия (АРЕ), из которой могут черпать энергию бароклинно-неустойчивые возмущения. В то же время в узких прифронтальных потоках ($L \leq \lambda_1$) должна преобладать доступная кинетическая энергия (АКЕ).

В соответствии с результатами Райта [267, 268], в трехслойной системе необходимым условием бароклинной неустойчивости является смена знака градиента потенциальной завихренности либо внутри одного из слоев, либо при переходе из одного слоя в другой. Выражения для градиентов потенциальной завихренности в трех слоях модели Райта содержат параметры F_1 , F_2 и F_3 , соответственно аналогичные параметрам F_1 и F_2 , введенным Стерном, в двухслойной модели. Поэтому физический смысл результатов, полученных Райтом, может быть легко понят на основе более простых рассуждений Стерна [235].

Изложенных выше общих сведений, безусловно, недостаточно для того, чтобы в каждом конкретном случае судить об устойчивости фронтальных разделов и о характере возмущений, которые могут на них возникать и расти. Конкретный пример, требующий подобной диагностики, для которой, однако, пока не хватает необходимых данных измерений, приведен в разделе 4.3. Специальные исследования в каждом конкретном случае, включающие построение адекватных моделей, а также общее развитие вихре-разрешающих и фронто-разрешающих численных моделей океанических течений обещают в ближайшие годы пролить новый свет на вопросы неустойчивости и вихреобразования на фронтах. Программы судовых и спутниковых наблюдений за океаническими фронтами должны быть так организованы и скоординированы, чтобы дать в руки теоретиков и специалистов по численному моделированию необходимые исходные данные и материал для сопоставления результатов.

2.9. О двух важных функциях пограничных экмановских слоев

Учет эффектов турбулентного трения особенно важен, как мы уже видели в разделах 2.7 и 2.8, при изучении динамики квазистационарного состояния и эволюции фронтальных разделов. Поэтому данной проблеме хотелось бы уделить некоторое дополнительное внимание.

В настоящий момент наиболее ясные представления о роли турбулентного трения получены на основе натурных данных применительно к фронтальным разделам прибрежного апвеллинга [185, 186, 187]. В этом случае вызванный ветром экмановский перенос в приповерхностном слое трения, направленный по нормали от берега в сторону открытого моря, обуславливает погру-

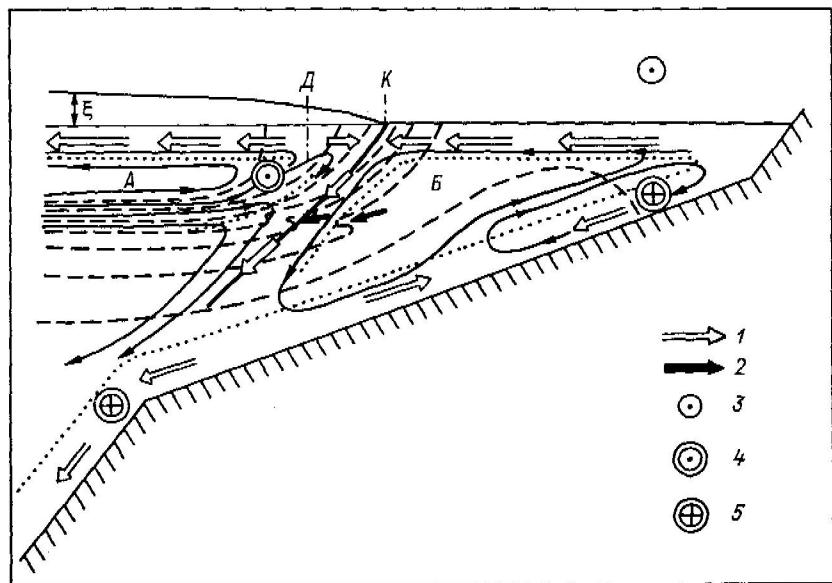


Рис. 2.38. Схема «двухячейковой» циркуляции в прибрежном апвеллинге.

Основные ячейки циркуляции в вертикальной плоскости, перпендикулярной к берегу, обозначены А и Б. Тонкие сплошные линии со стрелками указывают общее направление движения воды. Точечные линии — границы пограничных экмановских слоев. Пунктиром обозначены изотермы. Жирной наклонной линией показан фронтальный раздел. Буквами Д и К указано положение дивергенции и конвергенции соответственно. Прочие обозначения: 1 — направление переноса в экмановских слоях; 2 — направление интрузионного проникновения трансформированных вод апвеллинга через фронтальный раздел; 3 — ветер, направленный из чертежа; 4 — ось струйного течения, направленного из чертежа; 5 — ось струйного течения, направленного в чертеж. ξ — превышение уровня над невозмущенной поверхностью.

жение холодных вод апвеллинга под фронтальный раздел (см. схему на рис. 2.38) и способствует возникновению дивергенции и подъема вод на некотором расстоянии от фронтального раздела со стороны открытого моря. Возникает так называемая «двухячейковая» циркуляция, включающая и внутренние экмановские слои, образующиеся по обе стороны фронтального раздела благодаря интенсивному опусканию вод и вдольфронтальному течению с существенным поперечным сдвигом скорости. Можно считать, что устанавливающаяся при этом поперечная шельфу циркуляция, схематически изображенная на рис. 2.38 по данным [187] с некоторыми модификациями автора, в квазистационарном случае обусловлена совместным эффектом экмановского переноса

в приповерхностном, придонном и внутренних (прифронтальных) пограничных слоях. С такой циркуляцией связаны любопытные и важные в промысловом отношении особенности развития околофронтальных экосистем (см. далее разделы 5.1 и 5.2).

Как показал Као [156, 158], экмановские пограничные слои вблизи поверхности могут возникать и в отсутствие ветра за счет высокого сдвига скорости на фронте в приповерхностном слое. Возникающая при этом завихренность движения может балансироваться только вязкими силами. В силу того, что фронтальные разделы лишь незначительно наклонены к горизонту ($\text{tg } \alpha = 0,01 \dots 0,001$ [71]), учет эффектов турбулентной вязкости и турбулентного теплообмена удобнее всего осуществлять через коэффициент (или коэффициенты) вертикального турбулентного обмена. Читатель, однако, уже должен был заметить в разделе 2.7, что Као [156] предпочел не уточнять направления турбулентного обмена в своих выкладках, относящихся к динамике квазистационарного фронтального раздела.

Как показали исследования и оценки ряда авторов, толщины внутренних экмановских слоев могут быть различными в зависимости от коэффициента вертикальной турбулентной вязкости K_z , который в свою очередь зависит от перепадов геострофической скорости и плотности через фронт, т. е. от фронтального числа Ri . По данным [144], в типичных ситуациях эта толщина может достигать 15 м, а типичный расход воды в экмановских слоях, приведенный к единице длины фронтального раздела, может иметь порядок $0,3 \text{ м}^2/\text{с}$ в направлении, перпендикулярном фронту.

Таким образом, в качестве первого вывода можно констатировать, что внутренние пограничные (экмановские) слои, примыкающие к фронтальным разделам, являются важным фактором, определяющим характер околофронтальной циркуляции. Экмановский перенос в этих слоях, направленный по нормали к фронту, в сочетании с другими динамическими и термодинамическими эффектами (влияние нелинейных инерционных членов, турбулентное вовлечение, уплотнение при смещении) способствует поддержанию фронтального раздела в обостренном состоянии.

Однако анализ физического режима внутренних экмановских слоев имеет важный смысл не только по причине их роли в околофронтальной циркуляции. Вторая важная функция экмановских слоев связана с их участием в эволюции топкой термохалинной структуры, интрузионные элементы которой особенно характерны для фронтальных зон [62]. Можно предполагать, что в реальных нестационарных и неоднородных условиях экмановский перенос является одним из главных агентов эффективного трансфронтального теплообмена и горизонтального обмена импульсом. В этом случае, имея в виду также наклонность любого фронтального раздела, можно предсказать неизбежность зависимости коэффициентов горизонтального турбулентного обмена K_l от коэффициентов вертикального турбулентного обмена K_z . Может быть, именно поэтому Муэрс [185] и имел достаточные основа-

ния для пренебрежения горизонтальным турбулентным обменом массой и импульсом при исследовании фундаментальной динамики фронтов. Заметим, что предсказанная выше зависимость проявилась в явной форме при рассмотрении эффекта уплотнения при смещении вблизи фронтов (см. раздел 4.5).

Впервые существенную роль внутренних экмановских слоев в динамике тонкоструктурных плотностных неоднородностей в океане отметили Стоммел и Федоров [238]. В частности, они показали, что внутри области однородной ламины, располагающейся в бароклинной зоне, течение жидкости подчиняется геострофическому балансу, а на ее границе с окружающей стратифицированной средой образуются фрикционные экмановские пограничные слои, через которые и происходит обмен импульсом между движениями внутри и вне ламины. Именно эти слои и обуславливают эффективное растекание ламины в трансфронтальном направлении. Полный анализ особенностей эволюции крупномасштабной интрузии и изолированного перемешанного пятна в устойчиво стратифицированной жидкости с учетом вращения Земли и роли экмановских пограничных слоев выполнен в работе Журбаса и Кузьминой [20], к которой следует обратиться читателю, специально интересующемуся данным вопросом.

Глава 3

ХАРАКТЕРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ОКЕАНИЧЕСКИХ ФРОНТОВ

3.1. Вихри и фронты в океане

Одним из важных шагов вперед в исследовании океанических фронтов было осознание того факта, что океанические вихри играют в океане важную фронтогенетическую роль, которая в атмосфере была известна уже давно. Отставание океанологов в этом вопросе явно связано с тем, что, как уже обсуждалось в разделе 2.4, полного подобия между условиями и проявлениями фронтогенеза в океане и в атмосфере не наблюдается. Еще одним важным шагом вперед явилось понимание той роли, которую вихри и фронты играют в передаче энергии движения вод и изменчивости гидрофизических полей по каскаду масштабов в океане [262]. Ниже будет рассмотрена феноменологическая сторона взаимодействия вихрей и фронтов в океане.

Как с динамической, так и с феноменологической точки зрения наибольшим сходством с атмосферными циклонами обладают крупные меандры на основных океанических фронтах, скажем — на фронте Гольфстрима (рис. 3.1). В таком меандре может наблюдаться аналог атмосферного «теплого сектора» (в океане это

«холодный сектор»), а конфигурация волнообразно деформированного фронта аналогична сочетанию теплого и холодного фронтов в развитом атмосферном циклоне. В дополнение к указанному сходству и меандры океанических фронтов, и атмосферные циклоны перемещаются вдоль фронта, на котором они возникли.

В отличие от фронтальных меандров, синоптические вихри открытого океана, изучавшиеся в экспериментах «Полигон-70», МОДЕ-1 и ПОЛИМОДЕ, «кольца» или фронтальные вихри [164],

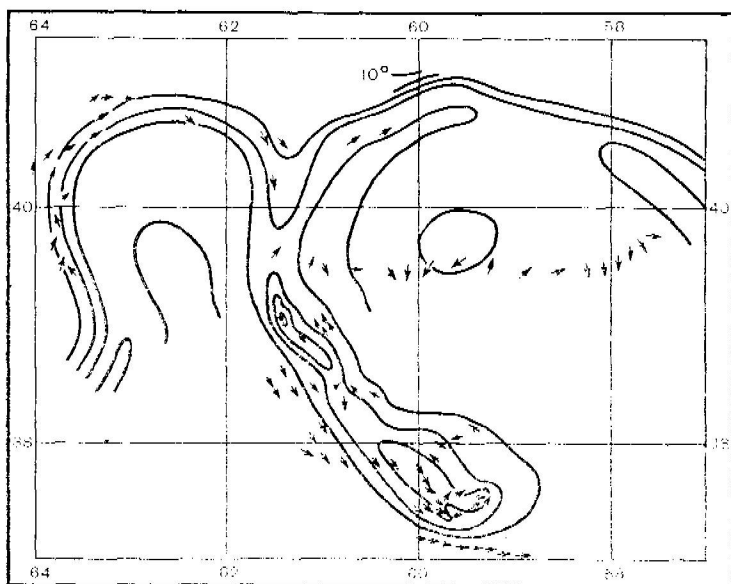


Рис. 3.1. Крупный циклонический меандр «Эдгар» на основном фронте Гольфстрима в поле температуры поверхностного слоя океана, по данным [122]. Меандр находится в процессе отделения и превращения в циклоническое («холодное») кольцо. Изотермы проведены через $5,5^{\circ}\text{C}$. Стрелки показывают направления течений по данным измерений геомагнитным электрокинетометром на ходу судна.

полностью отделившиеся от Гольфстрима или Куро시오, а также небольшие, но интенсивные циклонические вихри диаметром 20—50 км, развивающиеся на фронтальных разделах или вблизи них [11, 50, 208, 231] (см. также разделы 3.1.2, 4.1 и 4.3), обладают более или менее независимой динамикой и собственным сильным деформационным полем, эффект которого должен сказываться на характеристиках среды, в которой они перемещаются. В принципе можно говорить о двух сторонах проблемы: а) о фронтогенетической роли вихрей и б) о вихреобразующей роли фронтов. В этом разделе будут обсуждаться натурные данные, освещающие обе стороны вопроса.

Первым достаточно полным набором гидрофизических данных, свидетельствующим о тесной связи синоптических вихрей открытого океана с океаническими фронтами, является семимесячный ряд данных, полученный в советском эксперименте «Полигон-70» [33, 72]. В течение всего эксперимента автором осуществлялась широкая программа измерений тонкой термохалинной структуры с помощью гидрофизического зонда АИСТ в верхнем слое океана толщиной около 500—600 м. Поначалу казалось

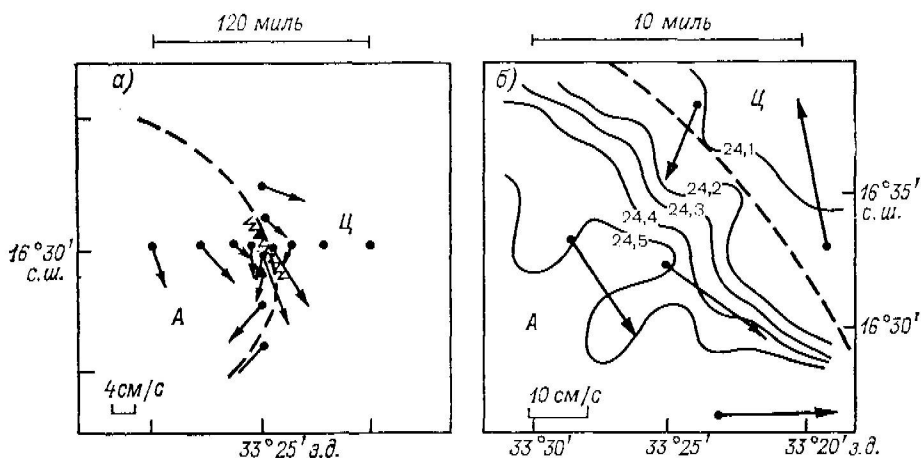


Рис. 3.2. *а* — среднесуточные векторы течений на горизонте 1000 м на полигоне в Тропической Атлантике 3 июля 1970 г. по данным инструментальных измерений. Пунктиром показана тыловая граница антициклонического вихря (*А*), проходящего через полигон с востока на запад. Зигзагообразная линия показывает положение фронтального раздела в верхнем слое океана (более подробно см. рис. 3.1 *б*). Масштаб векторов указан в нижнем левом углу схемы; *б* — изотермы в области фронта на изокинетической поверхности $\sigma_t = 25,00$ (50—60 м) 3 июля 1970 г. Стрелками показаны среднесуточные векторы течений на горизонте 25 м на буйковых станциях, ближайших к фронту. Хорошо видна циклоническая завихренность течений вблизи фронта.

странным, что область наиболее резко выраженной тонкой структуры непрерывно смещалась с восточной стороны полигона на запад. Позже, когда в поле скоростей был обнаружен антициклонический вихрь синоптического масштаба, смещавшийся через полигон на запад [33], а в полях температуры и солености был обнаружен резкий термохалинный фронт [72], объяснение странному явлению «кочующей тонкой структуры» пришло само собой. И вихрь, и фронт, и тонкая структура оказались теснейшим образом связанными между собой: фронт был порожден деформирующим воздействием движущегося вихря на локальные гидрофизические поля, тонкая структура активно формировалась на фронтальном разделе, а все вместе как единое целое смещалось на запад с фазовой скоростью вихря (3—6 см/с). Комбинация рисунков из [33] и [72], относящихся к моменту обнаружения вихря

(3 июля 1970 г.), с некоторыми дополнительными обозначениями (рис. 3.2 а и б) показывает взаимное положение фронта и границы между антициклоническим вихрем (А) и следующим за ним циклоническим вихревым образованием (Ц), а также осредненные за сутки 3 июля 1970 г. векторы течения вблизи фронта. Характерно, что антициклонический вихрь прослеживался по векторам скорости течения вплоть до 1000—1500 м (рис. 3.2 а), тогда как в верхнем слое океана (25 м) вблизи фронта имел место, как этого и следовало ожидать, циклонический горизонтальный сдвиг скорости (рис. 3.2 б). Аналогичная ситуация наблюдалась позже в Саргассовом море М. Н. Кошляковым и др. [32] во время эксперимента ПОЛИМОДЕ в 1978 г.

Понимание физической природы обнаруженных связей пришло не сразу. Сначала необходимо было понять, каким образом геострофическое вихревое движение, развивающееся в толще достаточно глубоко расположенного основного термоклина (100—1000 м), может влиять на динамику приповерхностного слоя, в котором чаще всего и формируются фронты.

3.1.1. Фронтогенез в синоптических вихрях

Стоммелом и Козелом [239] в 1976 г. было высказано предположение о том, что мезомасштабный океанический вихрь, локализованный в основном термоклине ниже перемешанного по вертикали слоя, находящегося под воздействием атмосферы, создает в этом зонально неоднородном слое горизонтальную адвекцию вод с различной температурой. В результате адвекции в квазиоднородном слое происходит обострение температурных неоднородностей и формирование фронтов на периферии вихря.

Зонально неоднородный по температуре верхний слой океана — это лишь частный случай, соответствующий средним климатическим условиям. В принципе, перемещающийся в термоклине вихрь может попасть в такую область океана, где в верхнем слое имеются произвольно ориентированные локальные градиенты температуры и солености и могут существовать уже сформировавшиеся фронтальные зоны или ранее возникшие локальные фронты. Результирующая деформация локальных градиентов скалярных свойств должна зависеть от сочетания их ориентации в поверхностном слое океана, направлении движения вихря и его орбитальных скоростей. В такой обобщенной постановке вопроса задача еще никем не решалась, хотя наилучшее приближение к такой постановке можно найти в [47]. Эта работа посвящена созданию математической модели эволюции поля температуры в верхнем однородном по вертикали слое океана в присутствии мезомасштабных вихревых возмущений поля скорости и температуры в нижележащем термоклине. В основу работы положена по существу та же идея, которую ранее высказывали Стоммел и Козел [239]. Однако авторами [47] удачно использована интегральная модель верхнего слоя океана, в которой условия энергообмена в зоне максимального градиента плотности детализируются вклю-

чением диффузионных потоков, что вносит существенное уточнение в технику двухслойного моделирования термической структуры верхнего слоя океана. Для простоты невозмущенное поле температуры в верхнем слое задается зонально однородным с горизонтальным градиентом температуры в меридиональном направлении около $0,007^{\circ}\text{C}/\text{км}$. Фоновое распределение температуры в термоклине задается горизонтально однородным по всем направлениям. Распределение температуры всюду полностью определяет поле плотности. Движение в главном термоклине ниже однородного слоя считается полностью изопикническим и бароклинным. Задача сводится к численному решению системы нелинейных дифференциальных уравнений для полных потоков и поля температуры в верхнем слое океана, которые приспособляются к задаваемому куполообразному возмущению поля температуры в термоклине, моделирующему обособленный циклонический вихрь. Интересующиеся формальными сторонами модели найдут все необходимые детали в [47]. Здесь мы обсудим только полученные результаты. Процесс перестройки поля температуры происходит в течение 6—7 сут. В случае неподвижного вихревого возмущения структура деформированного поля температуры характеризуется появлением на левой и правой перифериях вихря «языков» теплых и холодных вод (рис. 3.3), образующихся в результате меридиональной адвекции вод с различной температурой. На краях языков формируются термические фронты, отделяющие область возмущенного движения от невозмущенного. Для вихря, движущегося на запад, симметрия картины нарушается. Холодный язык, расположенный перед вихрем, сужается, а язык теплых вод в тылу расширяется. Фронты существенно обостряются и смещаются к югу и к северу соответственно (рис. 3.4). За вихрем наблюдается след в виде довольно широкой области приблизительно однородной температуры.

Заметим, что полученные путем численного моделирования общие картины деформаций приповерхностного поля температуры в океане за счет воздействия снизу изолированного вихря (рис. 3.3 и 3.4) имеют довольно мало общего с широко известной конфигурацией фронтальных систем атмосферных вихревых образований. Зато качественное сходство с тем, что наблюдалось в последние годы рядом авторов в океане [17, 21, 32, 224, 253], действительно очень велико (см. также рис. 2.8, 3.5 и 3.6).

Расчеты Нелепо, Куфтаркова и Коснырева [47] показали, что циклонический вихрь диаметром 125 км, перемещающийся на запад со скоростью около 5 км/сут, приводит в течение нескольких суток к локальному обострению горизонтального градиента температуры во фронтальной зоне шириной около 10 км в 30 раз по сравнению с начальным (с $0,007$ до $0,2^{\circ}\text{C}/\text{км}$). Наши наблюдения (см. подраздел 3.3.3) показали, что во фронтальных зонах теплого кольца Гольфстрима наблюдались участки шириной не более 100 м с горизонтальными градиентами температуры от 5 до $20^{\circ}\text{C}/\text{км}$, что примерно в 100 раз превосходит интенсивность

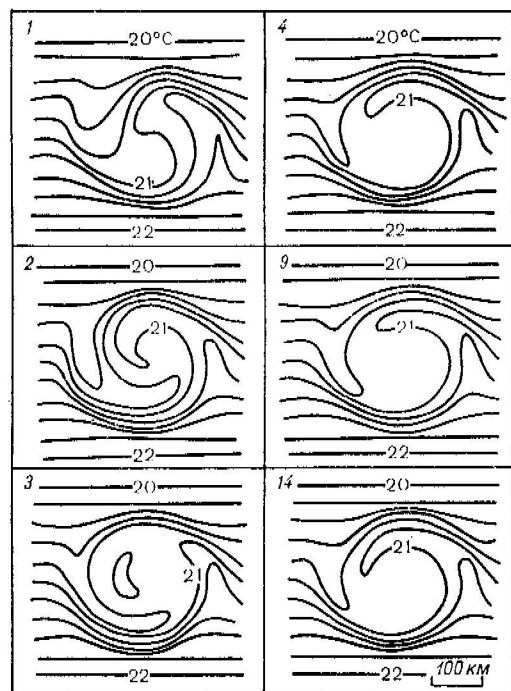


Рис. 3.3. Карты температуры поверхности океана в случае стационарного циклонического вихря. Цифры в верхнем углу — день интегрирования. Рисунок заимствован из [47].

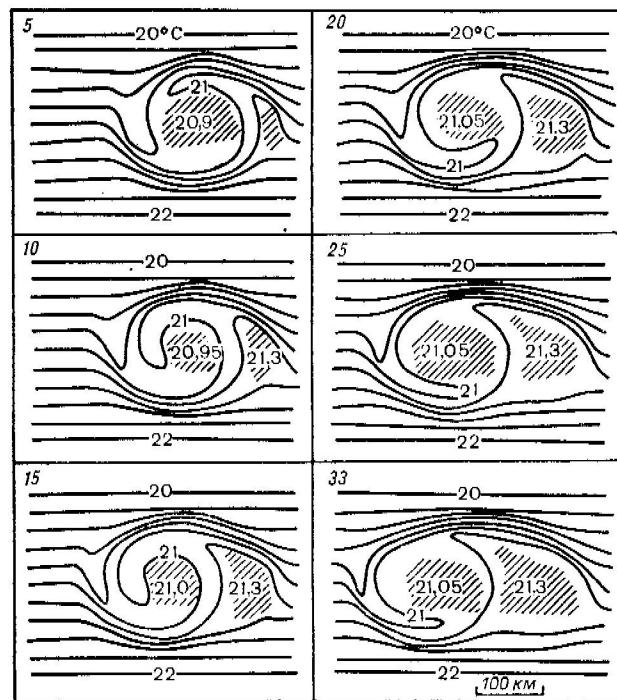


Рис. 3.4. Карты температуры поверхности океана в случае циклонического вихря, перемещающегося на запад со скоростью 5 км/сут. Цифры в верхнем левом углу — день интегрирования. Рисунок заимствован из [47].

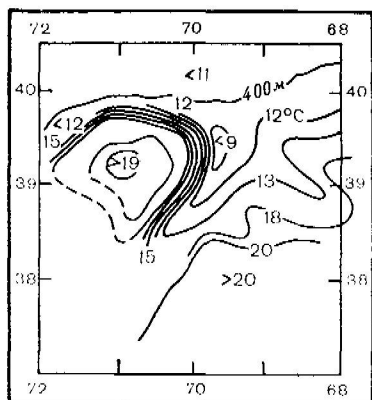


Рис. 3.5. Заток холодной воды по восточной периферии антициклонического («теплого») кольца к северу от Гольфстрима по результатам самолетной съемки, выполненной Сопдерсом [224] с помощью ИК радиометра и теряемых самолетных батитермографов (АХВТ) 4 декабря 1969 г.

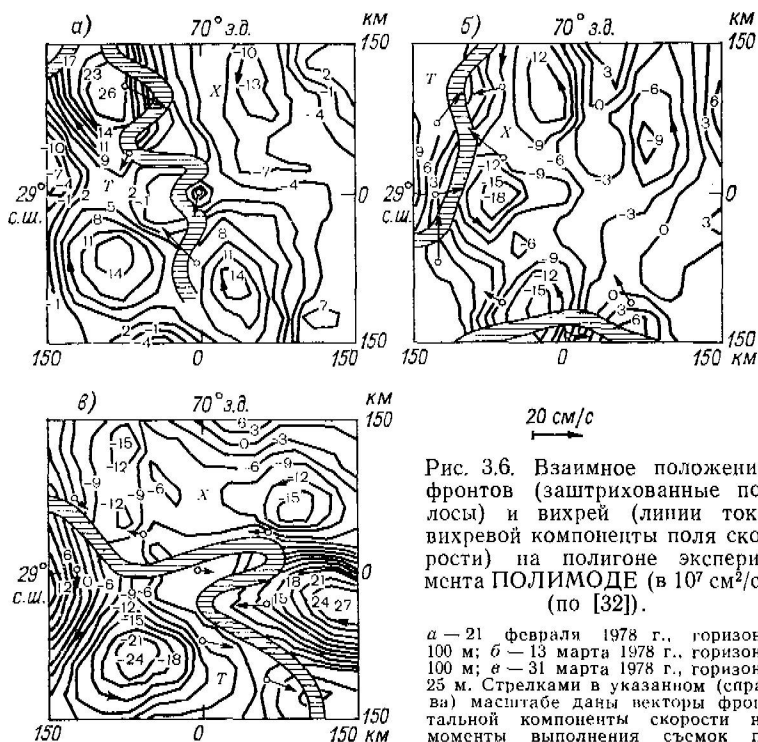


Рис. 3.6. Взаимное положение фронтов (заштрихованные полосы) и вихрей (линии тока вихревой компоненты поля скорости) на полигоне эксперимента ПОЛИМОДЕ (в $10^7 \text{ cm}^2/\text{c}$) (по [32]).

а — 21 февраля 1978 г., горизонт 100 м; б — 13 марта 1978 г., горизонт 100 м; в — 31 марта 1978 г., горизонт 25 м. Стрелками в указанном (справа) масштабе даны векторы фронтальной компоненты скорости на моменты выполнения съемок по данным непосредственных измерений с буйковых станций.

фронтогенеза в рассмотренной модели. Попробуем понять, почему фронтогенез в реальном океане приводит к более резким фронтальным разделам, чем модельные расчеты. Это можно связать, например, с более сильным деформационным полем типичного кольца Гольфстрима по сравнению с тем, которое было задано в модели посредством схематизации обособленного циклонического вихря. Это можно также связать с тем, что в районе прохождения теплого кольца Гольфстрима уже имелись средние фоновые градиенты температуры порядка $0,06-0,07^\circ\text{C}/\text{км}$ (т. е. в 10 раз выше заданных в модели), а также располагался квазистационарный фронт между шельфовыми и склоновыми водами с горизонтальными градиентами температуры на поверхности океана не менее $4^\circ\text{C}/\text{км}$ [188] (см. также фронт *B* на рис. 3.17). Ну и конечно, шаг сетки при модельных расчетах был выбран равным 10×10 км, что не могло обеспечить необходимого пространственного разрешения на модели.

Такое грубое пространственное разрешение не годится и при натурных исследованиях фронтов в океане [188].

В связи с изложенным выше хотелось бы приблизительно оценить напряженность деформационного поля D (см. разделы 2.5 и 2.6) изолированного вихря. Тот факт, что орбитальная скорость спадает сразу за ядром вихря, может также создавать большие значения величины D . Для иллюстрации последнего утверждения Н. П. Кузьмина рассмотрела [38] упрощенную схему распределения скоростей в вихре, воспользовавшись моделью вихря Рэнкина из [239] с круговой симметрией и ядром, имеющим диаметр $2a$:

$$\begin{aligned} u_\varphi &= \omega r; \quad u_r = 0 \quad \text{при } r < a; \\ u_\varphi &= \omega \frac{a^2}{r}; \quad u_r = 0 \quad \text{при } r \geq a, \end{aligned} \quad (3.1)$$

где u_φ и u_r — трансверсальная (орбитальная) и радиальная компоненты скорости соответственно, а ω — угловая скорость вращения воды в вихре.

Тогда функция напряженности деформационного поля D равна

$$D = \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} = -\frac{\partial u_\varphi}{\partial r} \sin(2\varphi) + \frac{u_\varphi}{r} \sin(2\varphi), \quad (3.2)$$

где φ — угол между осью x и радиус-вектором r .

Подставляя (3.1) в (3.2), находим, что

$$\begin{aligned} D &= 0 \quad \text{для } r < a; \\ D &= 2\omega \frac{a^2}{r^2} \sin(2\varphi) \quad \text{для } r \geq a, \end{aligned} \quad (3.3)$$

т. е. напряженность деформационного поля, обусловленная уединенным вихрем, равна нулю в ядре вихря, имеет максимальное

значение на его границе в зонах, расположенных под углами 45 и 225° от оси x (в диаметрально противоположных районах), и спадает как $1/r^2$.

Например, при орбитальной скорости 1 м/с на границе ядра вихря радиусом $a=50$ км, что характерно для холодного кольца Гольфстрима, можно ожидать максимальных значений $D_{\max} \simeq \simeq 4 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$, что существенно выше типичных значений, упомянутых в разделах 2.5 и 2.6 и в [178].

В настоящее время существует вполне достаточно полученных в океане экспериментальных свидетельств связи океанических фронтов с вихревыми квазигеострофическими возмущениями [17, 21, 32, 66, 253]. Бекерле [86] одним из первых обратил внимание на предсказуемый характер перемещения фронтов открытого океана и даже пытался довольно успешно прогнозировать момент прохождения океанического фронта, отождествив скорость и направление его перемещения с фазовой скоростью и направлением перемещения бароклинных волн Россби. Перемещения фронтальных систем вслед за вихрями на запад неоднократно наблюдались автором и отмечались рядом других исследователей, причем в одном случае [32] скорость перемещения была порядка 3—4 км/сут, а в другом [17, 66], предположительно не менее 5—7 км/сут. Периферийное по отношению к центрам вихрей положение фронтов отмечалось практически во всех случаях. Интересными являются последовательные во времени картины сопоставления положений фронтальной зоны и вихревых образований на полигоне эксперимента ПОЛИМОДЕ, построенные М. Н. Кошляковым [32] и воспроизведенные на рис. 3.6. Хорошо заметны адвективные эффекты вихревого движения, проявляющиеся в формировании языкообразных искривлений (меандров) фронтальной зоны. Очень резкое интрузионное расслоение вод по вертикали часто сопровождает фронтогенез в синоптических вихрях [32, 66], о чем подробнее будет рассказано в разделах 3.3.3 и 4.2. Большой интерес представляет выделение геострофической компоненты фронтальных течений из суммарных векторов скорости течения, измеренных в верхнем слое океана [32]. Эта компонента может иметь порядок 10^{-1} м/с и в значительной мере маскирует вихревой характер движения в этом слое.

Как мы увидим на примерах, приведенных в подразделе 3.3.3, орбитальное вихревое движение не только приводит к фронтогенезу, но может адвективно переносить на большие расстояния уже сформировавшиеся фронтальные разделы (или их отдельные участки), чье возникновение в верхнем слое океана первоначально могло быть и не связанным с вихревым фронтогенетическим воздействием.

Суммируя результаты наблюдений, можно отметить:

а) как правило, фронтальные разделы в верхнем слое океана формируются на перифериях вихрей;

б) возникшие фронтальные системы перемещаются вместе с вихрями, претерпевая эволюцию, связанную с изменениями кон-

фигурации и напряженности вихревого деформационного поля, а также с изменением направления движения вихрей;

в) фронтальные геострофические течения в верхнем слое океана могут существенно отличаться от орбитальных вихревых движений более глубоких слоев, в результате чего общий характер движения вод в верхнем слое оказывается намного сложнее глубинной циркуляции.

Не исключено, что вихревой фронтогенез в верхнем слое, сопровождающийся развитием самостоятельных фронтальных течений, а также формированием и разрушением тонкой термохалинной структуры интрузионного характера, играет важную диссипативную роль в отношении кинетической энергии квазигеострофических вихревых возмущений термоклина.

3.1.2. Вихреобразование на фронтах

В предшествующем подразделе 3.1.1 рассматривались различные аспекты фронтогенетической роли океанических вихрей. Это, если можно так сказать, лишь одна сторона медали. Другая заключается в том, что фронтальные разделы сами порождают вихревые возмущения, благодаря собственной неустойчивости (см. подраздел 2.8.2). Процесс этот, хорошо изученный применительно к атмосфере (см. раздел 2.4), все еще плохо известен, даже феноменологически, применительно к океану. Лишь в течение последних 5—6 лет в этой области намечился существенный прогресс благодаря расширяющемуся применению спутниковых данных.

Этот прогресс, на наш взгляд, особенно важен в том, что касается вихрей и фронтов среднего и малого масштаба, поскольку процессы неустойчивости и вихреобразования в крупномасштабных широтных фронтальных зонах океана обсуждаются (по аналогии с атмосферой) в литературе еще с середины нынешнего столетия. Желающие подробно ознакомиться с современным феноменологическим описанием вихреобразования на крупномасштабном фронте могут обратиться к работе Ньютона [194], которая дает максимально полное физическое представление об этом процессе. Вкратце его можно представить себе следующим образом. Образование вихрей на таких мощных зональных геострофических фронтах, как фронт Гольфстрима, динамически аналогично образованию волн на атмосферных струйных течениях и начинается с формирования меандра. Формирование меандра обычно связано с асимметрией структуры потока. При образовании холодного языка на фронте Гольфстрима поток холодных вод, направленный на юг (внутрь языка) на его западной стороне, превышает вынос холодных вод на север (из языка) на его восточной стороне. Происходит «наполнение» меандра холодной склоновой водой, в процессе которого меандр увеличивается в размере. Время «наполнения» обычно занимает около одного месяца и сопровождается опусканием холодных вод на западной стороне и в области оконечности холодного языка со скоростями,

достигающими 10^{-1} см/с. Полный объем опускающейся воды достигает при этом, согласно Ньютону, $9 \cdot 10^6$ м³/с. После «наполнения» меандр замыкается в результате опускания холодных вод в его шейке, отделяется от основного течения и превращается в циклонический фронтальный вихрь (холодное кольцо), последующее время жизни которого может колебаться от нескольких месяцев до 1—2 лет. В течение этого времени циклонические кольца, располагающиеся к югу от Гольфстрима, обычно перемещаются на запад или юго-запад со скоростями порядка 3—7 см/с, взаимодействуя и зачастую снова сливаясь с Гольфстримом.

Формирование антициклонических (теплых) «колец» к северу от Гольфстрима происходит практически аналогичным путем. В литературе имеются описания этого процесса, основанные на весьма детальных наблюдениях [224]. Слияние антициклонических «колец» с Гольфстримом после некоторого периода их независимого существования происходит более часто, чем в случае циклонических «колец». Это связано с общей конфигурацией береговой черты и расположением основной струи Гольфстрима относительно побережья. Приближение южной периферии антициклонических «колец» к основной струе Гольфстрима, предшествующее слиянию, сопровождается существенным усложнением структуры фронтальной зоны и возникновением многочисленных перемежающихся фронтальных разделов и формирующейся при этом зоне повышенного горизонтального сдвига скорости.

Вместе с тем заслуживает особого упоминания тот проясняющийся из наблюдений факт, что циклоническое вихреобразование на фронтах Гольфстрима и Курисио протекает, по-видимому, более энергично, нежели антициклоническое. Общее число циклонических колец (9—11), одновременно наблюдаемых к югу от Гольфстрима, как правило, превышает число расположенных к северу от него антициклонических колец (~ 3) [168, 212]. Сам по себе этот факт не является неопровержимым свидетельством большей интенсивности циклогенеза, поскольку, как известно, антициклонические кольца чаще сливаются с Гольфстримом и имеют соответственно меньшее «время жизни». Однако ряд наблюдателей [11, 161] указывает на более вытянутые и резкие формы циклонических меандров и большую компактность циклонических фронтальных вихрей (колец) по сравнению с антициклоническими в области фронтальной зоны Курисио—Курильское течение. В то время как во фронтальной зоне Гольфстрима и те, и другие кольца имеют примерно один и тот же размер (поперечник порядка 100—150 км, реже до 200—250 км), холодные ядра циклонических колец, безусловно, более компактны и резко ограничены, чем теплые ядра антициклонических колец [66]. Соответственно, по нашим наблюдениям, орбитальные скорости в первых достигают 2—3 уз, тогда как в последних они редко превышают 1 уз. Интересно, что расчеты, выполненные на численных вихререшающих моделях Д. Г. Сеидовым (частное сообщение), демонстрируют большую интенсивность циклонических фронтальных вихрей

по сравнению с антициклоническими и большую резкость термических фронтов, связанных именно с циклоническими меандрами и вихрями. Связь с общей циклонической завихренностью океанических фронтов здесь совершенно очевидна [66].

Одним из интереснейших фактов, установленных в последнее время, является формирование циклонических вихрей малого масштаба на фронтальных разделах самых различных масштабов. Еще Шпильхаус [231] на основе весьма несовершенных батистермографных наблюдений высказал предположение, что во фронтальной зоне Гольфстрима существуют по крайней мере три масштабных категории вихрей:

- 1) крупномасштабные фронтальные вихри* (диаметр 100—200 км);
- 2) вихри промежуточных масштабов (диаметр от 25—30 до 50 км);
- 3) «паразитные» вихри (диаметр ≤ 5 км), развивающиеся на перифериях вихрей промежуточных масштабов.

Позже Е. И. Баранов [5], сославшись на работы Шпильхауса и ряда других авторов [231, 250], а также на отечественные измерения, детальной интерпретации которых он не привел, подтвердил существование во фронтальной зоне Гольфстрима двух типов вихрей, аналогичных по масштабам первым двум категориям Шпильхауса. Относительно вихрей второго типа Баранов утверждал, что они встречаются в основной струе Гольфстрима и имеют циклонический знак слева от оси течения и антициклонический справа. При этом он высказал предположение, что эти вихри возникают за счет энергии «трения сдвига».** В последнее время с помощью ИК измерений со спутников и путем судовых измерений были получены прямые подтверждения существования вихрей такого масштаба в западных пограничных течениях [50, 170, 171, 173, 175]. Получены они были и в видимом диапазоне спектра [29] (рис. 3.7). Однако во всех отмеченных случаях наблюдались только циклонические вихри, располагающиеся близко к основному (циклоническому) фронту (или непосредственно на нем) и перемещавшиеся в направлении основной струи течения со скоростями порядка 1 уз (см. раздел 4.3). Возникает вопрос, имеем ли мы дело с природной закономерностью или с несовершенством наших наблюдений? Прямое обнаружение небольших антициклонических вихрей в струях Гольфстрима или Куроиси наряду с циклоническими, казалось, должно было бы подтверждать их общее сдвиговое происхождение. Однако на известных ИК и видимых изображениях Гольфстрима и Куроиси, полученных из космоса, антициклонических вихрей диаметром 25—50 км пока не наблюдалось. Мнение Баранова об их существовании основано на измерениях скорости течений ЭМИТом на

* Позже получившие название «колец».

** То есть являются проявлениями баротропной неустойчивости (см. раздел 2.8).

генеральных галсах, отстоящих друг от друга примерно на 100 км, что пока не позволяет считать это мнение доказанным.

Ли [170, 171] не без основания считает, что циклонические вихри промежуточных масштабов, названные им вихрями закру-



Рис. 3.7. Циклонические вихри диаметром около 50—60 км на границе Куросио и Курильского течения (граница хорошо прослеживается по цепочке белых облаков) к востоку от о. Хонсю по данным видеонизображения, полученного со спутника «Метеор» 29-го запуска, Сканер МСУ, канал 0,7—1,1 мкм в 3 ч 34 мин московского времени 6 июня 1980 г.

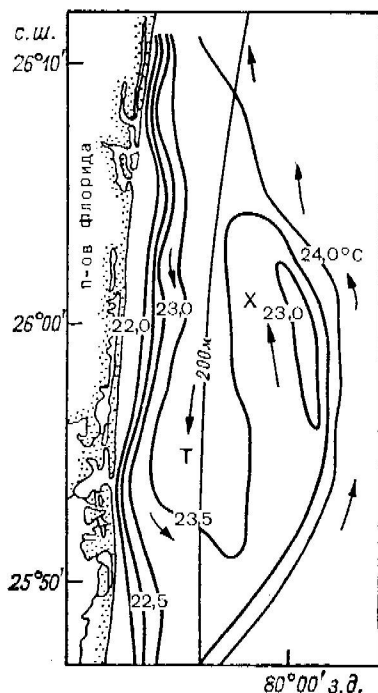


Рис. 3.8. Вихрь закручивания на границе Гольфстрима у побережья Флориды в поле температуры поверхности океана, по данным [171].

Буквой *T* обозначен «теплый сектор», буквой *X* — затыжка холодной воды в основную струю Гольфстрима, стрелками показано направление движения воды вблизи поверхности. Показано положение изобаты 200 м.

чивания («spin-off eddies», см. рис. 3.8), обязаны своим происхождением именно баротропной неустойчивости, развивающейся на возмущениях циклонического фронта. Он считает также, что первоначальные возмущения фронта обусловлены действием ветра, тогда как, по мнению Леgekиса [175], возмущающий эффект свя-

зан с рельефом дна. Этот вопрос все еще не решен однозначно. Во всяком случае, по-видимому, возникновения необходимого для баротропной неустойчивости экстремума потенциальной завихренности гораздо легче ожидать именно на резком циклоническом фронте (слева от стрежния течения), тогда как справа от стрежния антициклонический по знаку горизонтальный градиент скорости, вероятно, гораздо менее резок, более однороден ($\partial^2 U / \partial y^2 \approx 0$) и не имеет фронтального характера. Поэтому критерий, допускающий развитие баротропной неустойчивости (см. с. 132 раздела 2.8), может здесь и не выполняться. Этим, пожалуй, и можно объяснить отсутствие в Гольфстриме и Куроисио антициклонических «вихрей закручивания».

Заметим также, что «вихри закручивания», описанные и изученные Ли [170] и Ли и Майером [171], наблюдались ими на западной границе Флоридского течения, где глубины не превышают 200—300 м. Их форма, хорошо прослеживаемая по картине изотерм в поле температуры, весьма своеобразна, что дало основание Фон Арксу и др. [250] сравнивать полосы холодных склоновых вод, затянутых со стороны фронта в основную струю Гольфстрима, с «дранкой» или «черепицей» (см. рис. 4.16). По этой же причине в нашей работе [50] они получили название «затяжек» холодной воды. Как показывают современные спутниковые ИК изображения [195], аналогичные по форме интрузии холодных склоновых вод в основную струю Гольфстрима перемещаются вдоль всего основного циклонического фронта на восток до 65° з. д. и, возможно, даже восточнее, где глубины океана достигают нескольких тысяч метров. Нетрудно показать, однако, что рассматриваемые вихреобразные возмущения фронтального раздела не распространяются глубоко в толщу вод океана. Фронтальный раздел Гольфстрима имеет типичный наклон порядка $1/100$, что при максимальной ширине порядка 10—20 км «теплого сектора» (обозначен буквой T на рис. 3.8) у вихрей закручивания дает глубину проникновения вихревой структуры в толщу вод вблизи фронта не более 100—200 м. Эта оценка подтверждается прямыми измерениями термической структуры вихрей закручивания ([50, 171], см. также рис. 4.15 и 4.17). Отмеченный факт не означает, что первоначальные возмущения фронтального раздела в этом районе не могут быть связаны с локальными особенностями рельефа дна. Однако дальнейшее их существование, развитие и перемещение вдоль фронта вполне очевидно никак с рельефом дна не связаны. Действительно, и на 73° з. д., т. е. примерно в 200 км восточнее мыса Хаттерас, структура подобных вихревых возмущений остается сосредоточенной в самом верхнем слое океана толщиной всего лишь 50—200 м (см. рис. 4.17 в разделе 4.3). Любопытным фактом явилось также наблюдение на ИК изображении хорошо оформленного компактного циклонического вихря диаметром 25—30 км на восточной оконечности типичной «затяжки» холодной воды в струю Гольфстрима [50]. Это наводит на мысль, что пространственная структура обсуж-

даемых вихревых возмущений может быть существенно сложнее, чем предполагал Ли [170]. Подробнее этот вопрос обсуждается в разделе 4.3.

Циклонические вихри небольшого масштаба все чаще и чаще обнаруживаются и на других фронтальных разделах. На летних шельфовых фронтах вокруг Европы циклонические вихри диаметром 20—40 км представляют собой, по мнению Пингри [208], важный механизм трансфронтального перемешивания. Они возникают и разрушаются в течение 3—4 сут, перемещаясь за это время вдоль фронта со скоростью до 2 см/с. И в этом случае

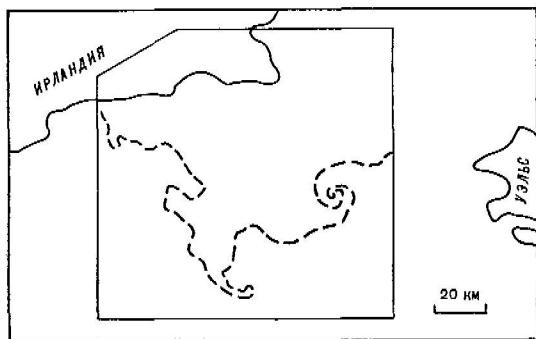


Рис. 3.9. Крючкообразная форма тепловых проявлений циклонических вихрей на ИК изображении фронта (пунктирная линия) в Ирландском море (спутник NOAA-5) 3 сентября 1976 г., по данным [208].

Тонкими сплошными линиями показан внешний контур ИК изображения.

спутниковые ИК изображения дают весьма богатый материал для анализа и размышлений. В частности, они свидетельствуют о специфической «крючкообразной» форме (рис. 3.9), характерной для вовлеченных в вихри языков холодной воды, что часто наблюдается и в вихревых возмущениях более крупного масштаба, например на фронте Гольфстрима [195]. Пингри [208] уделяет особое внимание вихревым возмущениям антициклонического знака, свидетельствуя о редкости их обнаружения на спутниковых ИК изображениях. Тем не менее им приведены отдельные примеры появления таких возмущений (у берегов Норвегии и на Доггер-Банке в Северном море), которые он связывает с антициклоническим по знаку горизонтальным сдвигом скорости течения и влиянием рельефа дна. В то же время Пингри объясняет несравненно более часто наблюдаемые циклонические вихри на шельфовых фронтах бароклиппной неустойчивостью последних. Приведенные им оценки масштабов явления как будто согласуются с этой точкой зрения. Если это так, то их физическая природа существенно отличается от той, которая, по-видимому, свойственна

рассмотренным выше аналогичным по размерам циклоническим вихрям закручивания на фронтах Гольфстрима и Куроисио.

Не исключено, что приливные течения могут быть причиной небольших волнообразных или вихреобразных искривлений фронтальных разделов в прибрежных районах. Измерения течений вертушками в сочетании со спутниковыми данными дают основания считать, что именно так и возникают вихреобразные меандры на фронте стоковой линзы* р. По в Адриатическом море [103].

В заключение этого раздела отметим интереснейший случай квазипериодического крупномасштабного антициклонического вихреобразования (диаметр вихря ~ 400 км) Петлевым течением в Мексиканском заливе в результате совместного эффекта баротропной неустойчивости и широтного изменения кориолисова ускорения [149].

3.1.3. Фронтальные системы колец Гольфстрима

Практически неисследованные разновидности океанических фронтов связаны с вихрями («кольцами»), возникающими в результате отделения меандров от основных струйных течений океана, например Гольфстрима. Именно на примере таких струйных течений вопрос о динамической аналогии между фронтогенезом в атмосфере и в океане обсуждался выше в разделе 2.4. Поэтому было бы очень важно выяснить степень сходства между фронтальными системами океанических вихрей, возникающих в струйных течениях, и фронтальными системами их атмосферных аналогов — циклонами и антициклонами умеренных широт.

Основная струя Гольфстрима является по существу широкой (100—150 км) фронтальной зоной, северная часть которой представляет собой резкий температурный фронт с наклоном изотерм около $1/100$ и горизонтальным градиентом температуры в термостратификации порядка $0,2\text{—}0,5^\circ\text{C}/\text{км}$ [224, 237]. Этот фронт часто называют «циклоническим» вследствие циклонического знака завихренности поля скорости в его окрестности. При отделении колец от основной струи течения воды Гольфстрима вместе с отделившимся участком фронтальной зоны формируют оболочку кольца. Дальнейшее развитие фронтальных систем в отделившихся кольцах может быть связано: 1) с динамикой самих колец, 2) с их деформационными полями, 3) со взаимодействием между первоначальной фронтальной зоной и окружающими кольцо водами и 4) с атмосферными воздействиями на океан. Условия развития фронтальных систем не одинаковы в связи с тем, что кольца Гольфстрима имеют как циклонический, так и антициклонический характер.

Циклонические («холодные») кольца с ядром склоновых вод образуются на южной стороне Гольфстрима и перемещаются в однородных водах Саргассова моря, мало отличающихся от вод их оболочек. Антициклонические («теплые») кольца с ядром из вод

* О стоковых фронтах см. в подразделе 3.3.1.

Саргассова моря возникают на северной стороне Гольфстрима (рис. 3.10) и перемещаются в области между ним и континентальным шельфом Североамериканского континента от 55 до 75° з. д. [168], где имеются свои резкие фронтальные разделы между склоновыми и шельфовыми водами, отличающимися даже за пределами фронтальных зон существенными пространственными градиентами температуры и солёности. И те, и другие кольца чаще всего движутся на запад-юго-запад со средними скоростями

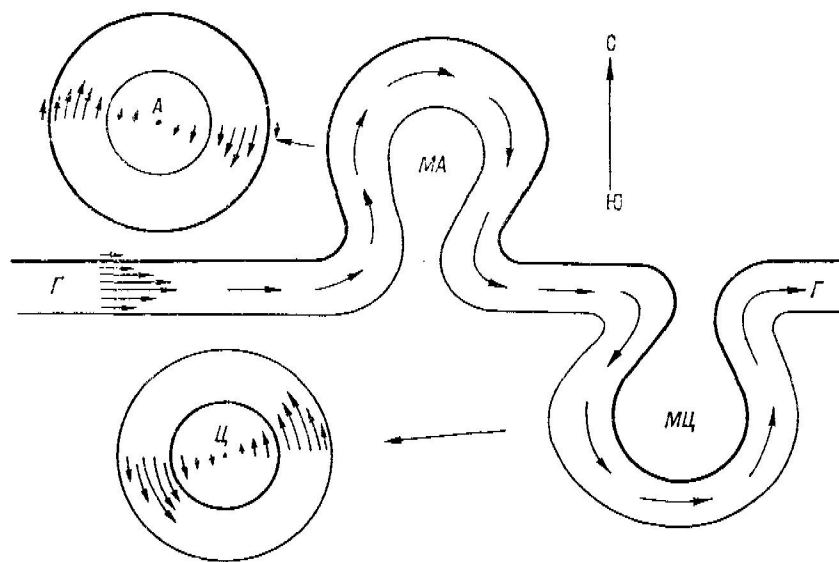


Рис. 3.10. Схема отделения антициклонических (А) и циклонических (Ц) колец от Гольфстрима (Г) в результате возникновения антициклонических (МА) и циклонических (МЦ) меандров.

Жирными линиями показано положение основного циклонического фронтального раздела в верхней части термоклина в Гольфстриме и в кольцах. Стрелками показано направление движения и распределение скоростей в кольцах и в основной струе Гольфстрима.

от 3 до 7 км/сут и имеют время жизни до 1—2 лет, что намного превышает характерное время синоптического фронтогенеза в океане. Западное направление перемещения «колец» кардинально отличает их от атмосферных «аналогов», которые, хотя и движутся на запад относительно струйного высотного потока, ввиду существенно более высокой скорости последнего переносятся в этом потоке на восток относительно земной поверхности.

Поясним различия условий существования основного «циклонического» фронта, унаследованного от Гольфстрима, в кольцах обоих знаков. В циклонических кольцах этот фронт отделяет купол холодных склоновых вод от теплой оболочки. Зона максимальных орбитальных скоростей при этом находится на внешней стороне фронта. Циклонический горизонтальный сдвиг скорости поперек фронта при этом естественным образом сохраняется, что

должно способствовать поддержанию фронта в обостренном состоянии. Равновесие кольцевого фронта с малым радиусом может, однако, существенно отличаться от геострофического за счет центробежных эффектов. В антициклонических кольцах локальная циклоническая завихренность первоначального фронта противоположна общей антициклонической завихренности движения вод в кольце. Квазигеострофическое равновесие фронта при этом может быть достигнуто лишь на крайней периферии кольца за пределами максимума орбитальной скорости, т. е. там, где локальная завихренность орбитального движения имеет циклонический знак. Поэтому в антициклонических кольцах логично ожидать меньших скоростей орбитального движения вблизи фронта, меньшей стабильности фронтальной зоны или даже ее ослабления: уменьшения наклона изотерм [224] и уменьшения градиентов.

Фронтальная зона теплого кольца. Исследования фронтальных систем колец Гольфстрима проводились нами в 27-м рейсе НИС «Академик Курчатов» в районе советско-американского эксперимента ПОЛИМОДЕ. Информация о положении колец поступала от американской стороны и основывалась на спутниковых данных. Южная фронтальная зона теплого кольца была обнаружена севернее основной струи Гольфстрима в районе 38° с. ш. и 69° з. д. при следовании судна из района работ в Бостон в начале сентября (5 сентября 1978 г.). При практически штилевой погоде отдельные фронты в этом районе хорошо определялись визуально по сликовым полосам и скоплению плавающих саргассовых водорослей и мусора вдоль линии фронта. Пересечение судном этих полос сопровождалось мгновенной реакцией буксируемого на глубине 0,15 м термодатчика, регистрирующего перепады температуры порядка $0,5\text{--}2,0^{\circ}\text{C}$ на расстоянии лишь сотни метров. Особая резкость фронтов на поверхности океана и их множественная структура, по-видимому, были связаны с тем, что южная граница теплого кольца на поверхности океана находилась над основным фронтом Гольфстрима в термоклине. По существу имело место слияние фронтальных зон самого Гольфстрима и теплого кольца в одну сложную фронтальную зону, положение которой показано буквой А на рис. 3.11 и 3.17. Проведенное в районе обнаруженных фронтов маневрирование типа «коробочка» по квадрату со стороной 4 мили (рис. 3.12), сопровождавшееся регистрацией температуры вблизи поверхности океана ($z=0,15$ м), а также температуры и солёности на горизонте 3 м зондом АИСТ в проточной системе [65], позволило картировать положение этих фронтов (рис. 3.12) и определить их термохалинные характеристики.

В наиболее резкой части фронтальной зоны общее понижение температуры с юга на север на поверхности океана и на горизонте 3 м составило 2°C , а солёности — около 1‰. В результате этого фронтальная зона характеризовалась заметным перепадом плотности (около 0,14 ед. σ_t) за счет доминирующего вклада

изменения солености. Пространственное несовпадение зон локальных изменений температуры и солености приводило к тому, что внутри фронтальной зоны наблюдались более резкие плотностные фронты с перепадами плотности до 0,7 ед. σ_t . Фактические градиенты температуры, солености и плотности на наиболее резких фронтальных разделах достигали 5—20°C/км, 5—10‰/км и 2—3 ед. σ_t на 1 км соответственно.

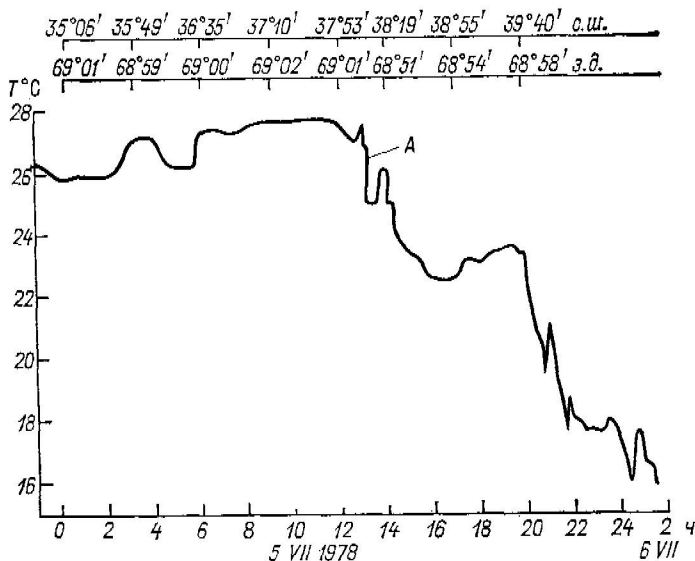


Рис. 3.11. Изменение температуры поверхностного слоя океана (уровень буксировки датчика $z=0,15$ м), зарегистрированное 5—6 сентября 1978 г. при переходе из района эксперимента ПОЛИМОДЕ в Бостон вдоль 69° з. д. (время гринвичское). Буквой А отмечена область наиболее резких фронтальных разделов, связанных как с северной границей Гольфстрима, так и с юго-восточной периферией теплового кольца (см. также рис. 3.12).

Характер изменения температуры и солености во фронтальной зоне, а также общее направление ее с северо-запада на юго-восток (рис. 3.12) давали основание предположить, что обнаруженные фронты были связаны с перемещением холодных и распределенных вод по восточной периферии теплового кольца в направлении основного фронта Гольфстрима. Это предположение подтвердилось при вторичном обследовании той же самой системы фронтов недель позже и при сравнении наблюдавшейся картины фронтов с картами экспериментального анализа фронтов на поверхности океана по спутниковым данным за 16 и 23 августа 1978 г., полученными нами от американской стороны. На первой из этих

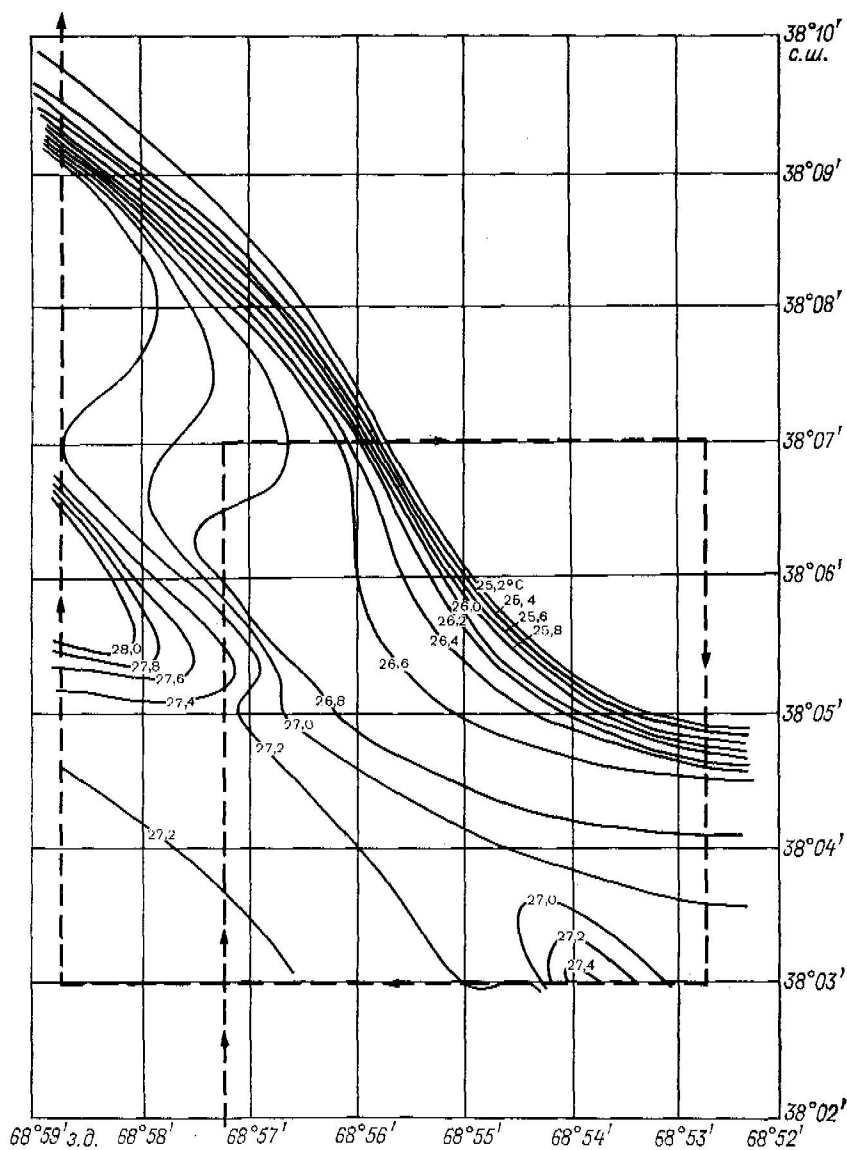


Рис. 3.12. Распределение температуры поверхностного слоя океана во фронтальной зоне вблизи северной границы Гольфстрима 5 сентября 1978 г. по данным буксируемого термодатчика ($z=0,15$ м).

Пунктиром показана схема маневрирования судна при пересечении фронтальной зоны.

карт центр теплого кольца, обозначенного буквой «U», располагался на 39° с. ш. и 69° з. д., на второй (рис. 3.13) — несколько западнее. С учетом наиболее вероятного направления и скорости перемещения кольца обратный курс НИС «Академик Курчатов» из Бостона в район ПОЛИМОДЕ был проложен вдоль 70° з. д.,

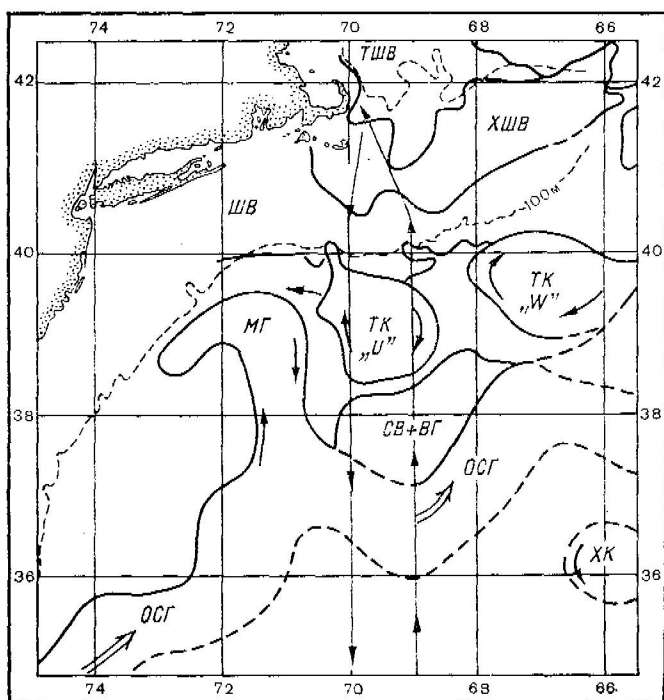
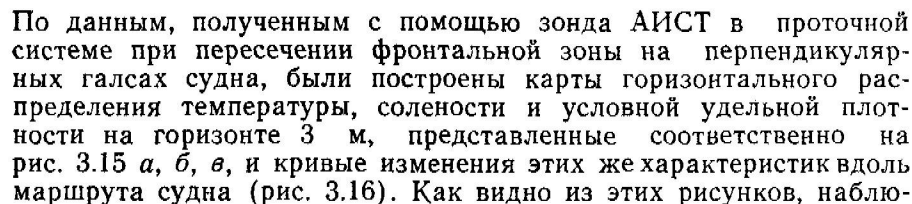


Рис. 3.13. Карта-схема экспериментального фронтологического анализа спутниковых данных, показывающая расположение основной струи Гольфстрима, его меандров и колец 23 августа 1978 г. (карта представлена в наше распоряжение американской стороной в рамках сотрудничества между СССР и США в эксперименте ПОЛИМОДЕ).

ОСГ — основная струя Гольфстрима; МГ — меандр Гольфстрима; СВ — склоновые воды; ВГ — воды Гольфстрима; ХК — холодное кольцо; ТК — теплое кольцо; ШВ — шельфовые воды; ХШВ — холодные шельфовые воды; ТШВ — теплые шельфовые воды.

что дало возможность пересечь кольцо скорее всего по центру. Фронтальные разделы были вторично обнаружены нами при подходе к основной струе Гольфстрима (11 сентября 1978 г.) вблизи $38^{\circ}12'$ с. ш. По перепаду температуры на горизонте 0,15 м и характеру T, S -корреляции на горизонте 3 м эти фронты были аналогичны обнаруженным неделей раньше. После рекогносцировочного маневрирования типа «коробочка» (рис. 3.14) и определе-

Рис. 3.14. Схема маневрирования НИС «Академик Курчатов» во фронтальной зоне на южной периферии теплового кольца Гольфстрима 11 сентября 1978 г. (время судовое).



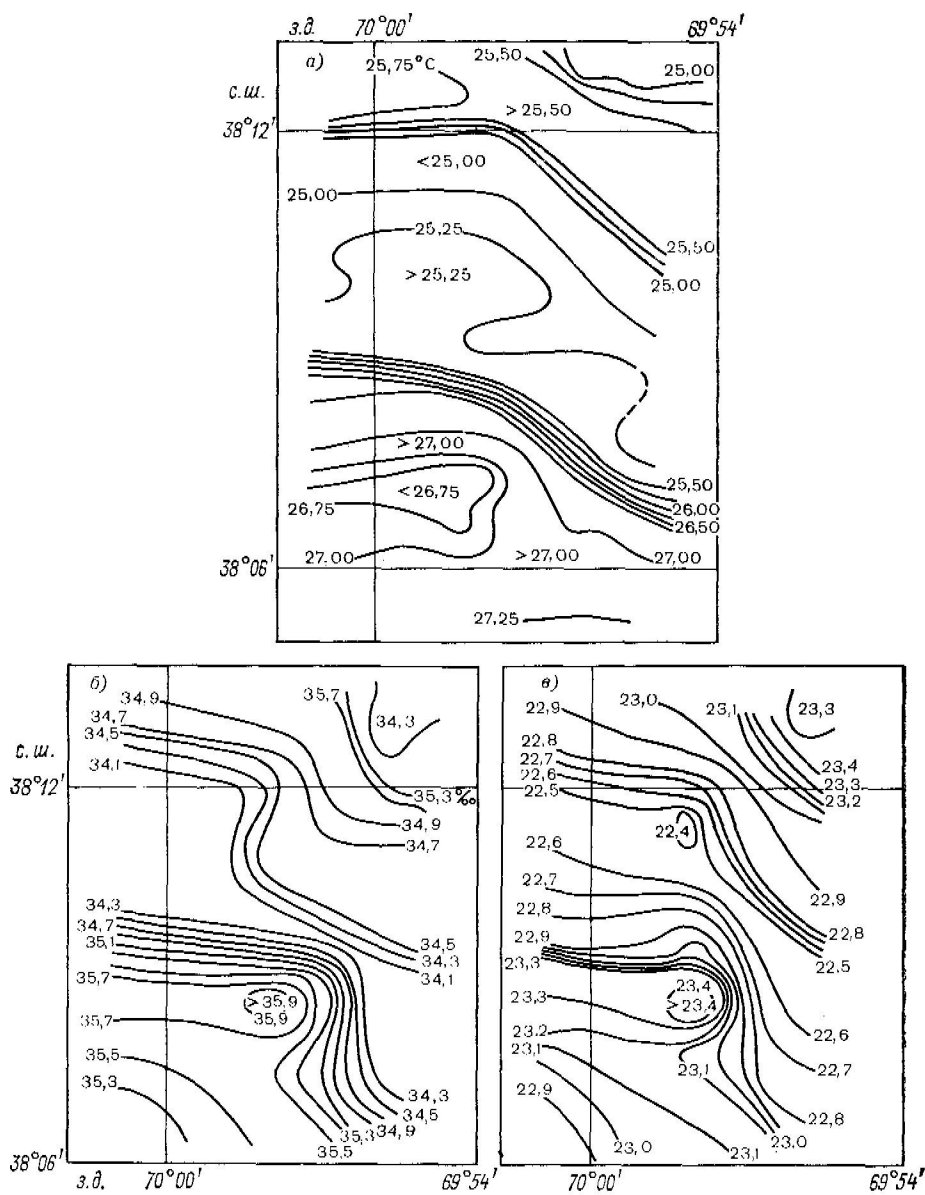


Рис. 3.15. Распределение температуры (а), солёности (б) и плотности (в) на горизонте 3 м во фронтальной зоне теплого кольца Гольфстрима.

давшие в поверхностном слое фронты имели перемежающийся, расчлененный тонкоструйный характер. Все они характеризовались положительной T , S -корреляцией, причем результирующий перепад плотности в них определялся доминирующим вкладом перепада солёности. Перепады температуры, солёности и плотности в наиболее резкой части фронтальной зоны шириной всего 2 км вблизи поверхности достигали $\Delta T = 1,0^\circ\text{C}$, $\Delta S = 1,6\text{‰}$ и $\Delta \sigma_t =$

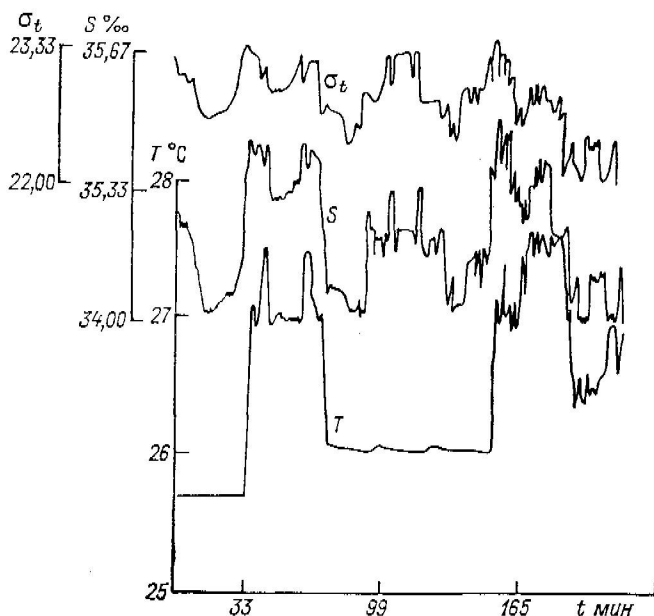


Рис. 3.16. Изменение температуры, солёности и плотности на перпендикулярных галсах судна при маневрировании во фронтальной зоне теплого кольца Гольфстрима, полученные с помощью зонда АИСТ в проточной системе 11 сентября 1978 г. в интервале времени 01 ч 47 мин—05 ч 18 мин (время судовое).

$= 0,75$ ед. σ_t , а фактический градиент температуры достигал $15^\circ\text{C}/\text{км}$. На двух других, более слабых фронтах перепады этих же величин были соответственно $\Delta T = 0,5^\circ\text{C}$, $\Delta S = 0,7\text{‰}$, $\Delta \sigma_t = 0,37$ ед. σ_t .

Остановимся подробнее на проблеме определения границ антициклонического кольца Гольфстрима. Фронтальный раздел, который можно считать северной границей кольца на поверхности океана, был зарегистрирован нами примерно на широте $39^\circ 27'$ с. (точка B на рис. 3.17). В то же время термотрал, буксировавшийся на глубине 80 м, зарегистрировал резкое увеличение температуры с $13,5$ до 19°C в районе $39^\circ 10'$ с. ш., т. е. примерно на 17 миль южнее точки B (нижняя кривая на рис. 3.17). Такое различие в положении фронта на разных горизонтах (0,15

и 80 м) объясняется тем, что поперечные размеры ядра теплых колец обычно убывают с глубиной. Существенное уменьшение размеров антициклонического кольца Гольфстрима в границах основного фронта на глубине 200 м (120×60 км) по сравнению с его размерами на поверхности (200×100 км) наблюдалось и Сондерсом [224]. Совершенно очевидно, что этот факт отражает сохранившиеся в кольцах основные черты наклонного фронта

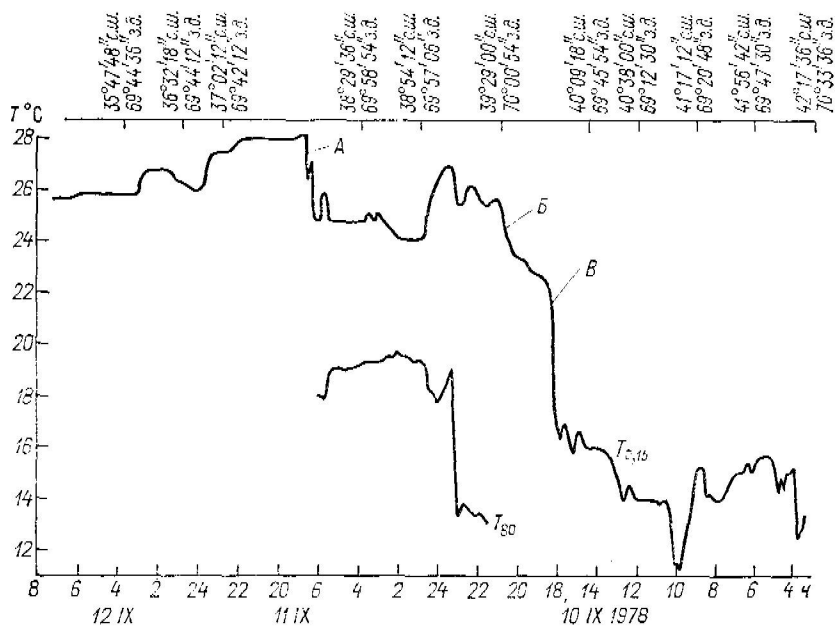


Рис. 3.17. Изменения температуры вблизи поверхности океана ($T_{0,15}$) и на глубине 80 м (T_{80}), зарегистрированные 10—12 сентября 1978 г. при переходе из Бостона в район эксперимента ПОЛИМОДЕ вдоль 70° з. д.

Буквой А отмечена область наиболее резких фронтальных разделов; буквой В — предполагаемая северная граница кольца на поверхности океана; В — положение фронта, разделяющего холодные шельфовые и более теплые склоновые воды. Время гринвичское.

Гольфстрима (наклон около $1/100$), который на поверхности океана может быть смещен до 20—40 км в холодную сторону по отношению к своему положению на горизонте 200 м. Однако наклон фронтальной границы ядра теплого кольца был в данном случае существенно меньше ($2,5 \cdot 10^{-3}$).

По характеру изменения температуры, зарегистрированной термотралом (рис. 3.17), южная граница кольца находилась вблизи $38^\circ 15'$ с. ш., что в данном случае хорошо согласуется со спутниковой информацией (рис. 3.13). Понижение температуры вблизи поверхности океана в широкой полосе части кольца на $2\text{—}3^\circ\text{C}$ относительно температуры в его северной части (рис. 3.17, верхняя кривая) является, по-видимому, следствием адвективного

распространения в поверхностном слое более холодных и пресных склоновых вод, вовлеченных в орбитальное движение при перемещении кольца. Основной фронт между склоновыми и шельфовыми водами расположен севернее теплого кольца (В на рис. 3.17).

Дестабилизирующее влияние антициклонической завихренности движения на характер основного кольцевого фронта в теплом кольце Гольфстрима должно было бы приводить по крайней мере к двум следствиям: 1) к сохранению резких фронтальных градиентов температуры и солености лишь на крайней периферии кольца, где локальная завихренность движения либо убывает до нуля, либо меняет знак под влиянием вязкого трения; 2) к уменьшению наклона фронтального раздела. Являются ли наблюдавшиеся в приповерхностной фронтальной зоне специфические тонкоструйные особенности следами такой дестабилизации, решить чрезвычайно трудно. Судя по тому, что расстояние по диаметру между северной и южной фронтальными зонами в нашем случае и в случае, описанном Сондерсом [224], достигало на поверхности океана 80—100 миль (100—200 км) они действительно располагались на крайней периферии кольца. Наклон фронтального раздела на северной стороне кольца, как мы видели, существенно меньше наклона основного фронтального раздела Гольфстрима. О наклонах также можно судить по разрезам, один из которых имеется в работе Сондерса [224], а другой построен по нашим данным (рис. 3.18 а, б). На обоих разрезах хорошо различается гребнеобразный подъем изотерм и изохалин в центре разреза в слое 150—350 м, связанный с вращающимися по периферии кольца склоновыми водами. Ширина гребня на горизонте 200 м в нашем случае не превышает 25 км. Левый «склон» гребня на рис. 3.18 а между станциями № 2742 и 2744 представляет собой северную часть фронтальной зоны Гольфстрима, а правый «склон» между станциями № 2745 и 2746 является южной фронтальной границей теплого кольца. Здесь наклон изотерм в слое 150—300 м достигает 1/100, что несколько круче наклона изотерм в теплом кольце, изученном Сондерсом (1/300). Горизонтальные градиенты температуры на фронте кольца в нашем случае достигают 0,2—0,5°С/км. Следовательно, и наклон фронтального раздела, и горизонтальные градиенты температуры на фронте теплого кольца в главном термоклине могут быть как меньше, так и примерно такими же, как на северной границе основной струи Гольфстрима. Основной фронт теплого кольца в слое 150—350 м, по нашим данным, имел положительную T , S -корреляцию, причем результирующий перепад плотности определялся температурой, а не соленостью, как в приповерхностных фронтах. Ни наши данные, ни данные Сондерса не указывают на присутствие специфических тонкоструйных особенностей в основной фронтальной зоне кольца, располагающейся глубже 150 м.

С другой стороны, наличие в приповерхностных слоях (0—150 м) фронтальной зоны теплых колец как на востоке (по данным Сондерса [224]), так и на юге (по нашим данным) резких

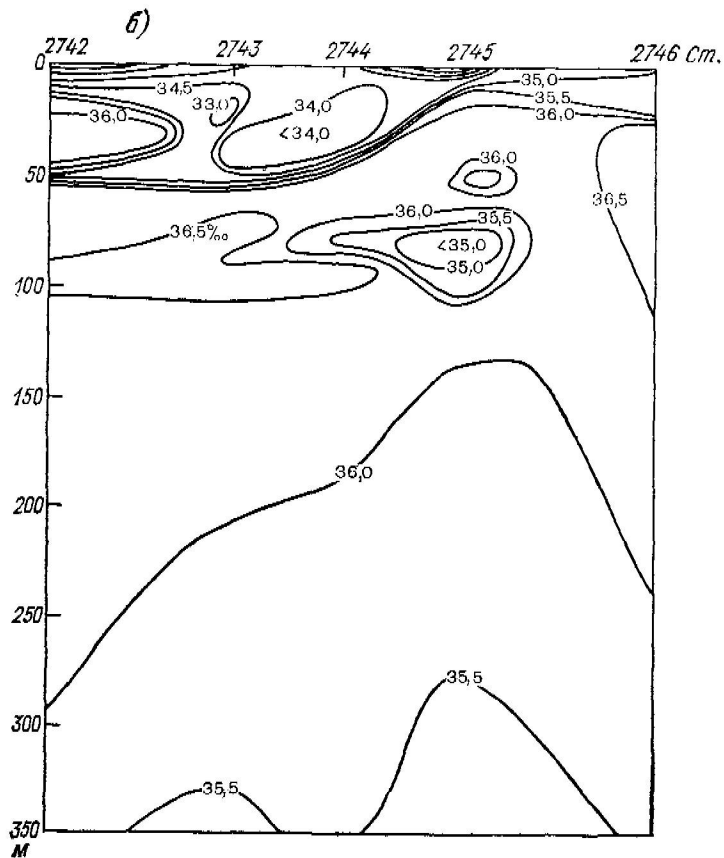
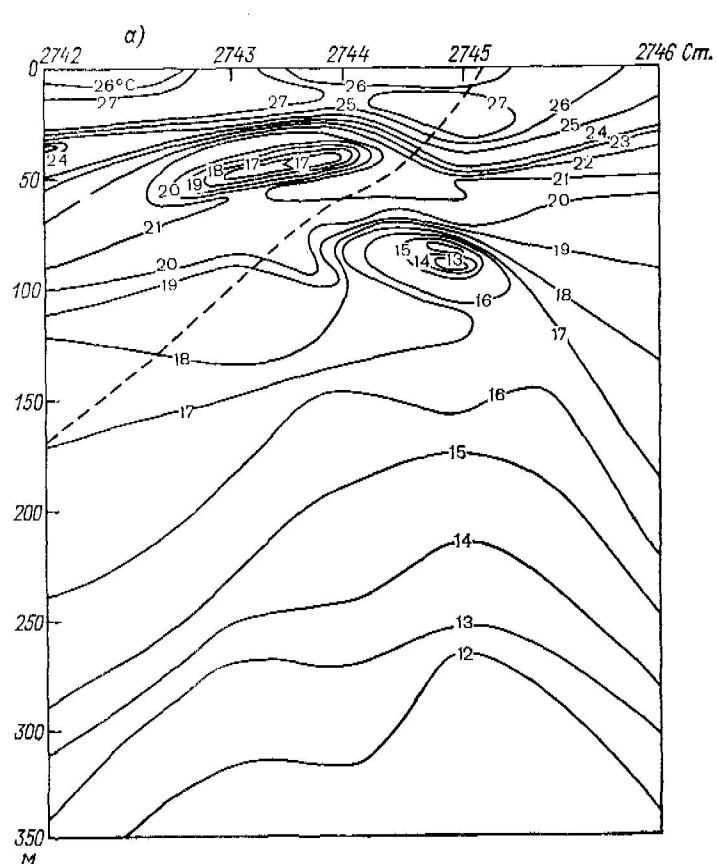


Рис. 3.18. Меридиональный разрез в поле температуры (а) и солености (б) через южную периферию теплого кольца по данным вертикальных зондирований термосолезондом АИСТ.

Положение станций № 2742—2746 показано на рис. 3.14.

инверсионно-интрузионных особенностей струйного характера (рис. 3.18 а, б) с локальными понижениями температуры на несколько градусов и солёности на несколько промилле свидетельствует о том, что источники этой струйной тонкой структуры должны находиться за пределами самих колец. Соответственно процессы формирования этой структуры скорее всего не должны быть связаны с динамикой основной фронтальной зоны.

На основании того, что в отдельных точках вблизи поверхности океана в южной фронтальной зоне нами были зарегистрированы значения солёности около или даже менее 34 ‰ (рис. 3.15 б, 3.18 б), а на ст. № 2745 — даже 32,8 ‰ (рис. 3.19 в), что существенно ниже значения $S=35$ ‰, разграничивающего шельфовые и склоновые воды в этом районе океана [269], можно считать, что мы имеем дело с проникновением в эту область не только склоновых, но и шельфовых вод пониженной солёности.

Шельфовое «происхождение» вод самой низкой солёности подтверждается и выполненным нами анализом T , S -кривых (рис. 3.20), построенных по данным зондирования АИСТом на пяти станциях разреза, положение которых показано на рис. 3.14. Как видно из рис. 3.20, T , S -кривые для станций, выполненных по разные стороны от «фронтальной» зоны (станции № 2742 и 2746), расходятся лишь в своей верхней части — в области значений температуры выше 20 °С, что примерно соответствует горизонту 40—45 м. За пределами поверхностного слоя ($z > 40 \dots 45$ м) они практически не отличаются от T , S -кривых вод на северной границе Гольфстрима. Это позволяет предположить, что ст. № 2742 была сделана на северной границе основной струи Гольфстрима, а ст. № 2746 — на южной периферии теплого кольца. Такое предположение хорошо согласуется с данными по сносу судна во время выполнения станций разреза: на трех южных станциях наблюдался снос на восток, достигавший на ст. № 2742 3 уз (150 см/с), на северной станции № 2746 наблюдался снос на север—северо-запад, а на ст. № 2745 скорость сноса была близка к нулю. T , S -кривые станций № 2743—2745, располагавшихся непосредственно во фронтальной области, резко отличаются до глубин 100—150 м от «граничных» T , S -кривых для станций № 2742 и 2746 и характеризуются в приповерхностных слоях значениями солёности существенно меньше 35 ‰. Отдельные участки этих кривых хорошо совпадают с T , S -кривыми, характеризующими район границы склоновых и шельфовых вод. Холодные распресненные воды, наблюдавшиеся нами на глубине примерно 80 м на ст. № 2745, по своим T , S -характеристикам аналогичны водам языка холодных и распресненных вод, наблюдавшегося на восточной периферии другого теплого кольца Гольфстрима [224].

Возможны два механизма адвекции шельфовых вод в данный район океана: 1) перенос их от мыса Хаттерас вдоль северной границы основной струи Гольфстрима; 2) перенос их по восточной периферии теплых колец с севера на юг.

Более ранние исследования [117, 166, 237] уже указывали на то, что распресненные воды с соленостью менее 35‰ действительно распространяются из района к северу от мыса Хаттерас вдоль северной периферии Гольфстрима. Однако при этом не наблюдалось столь низких значений солености ($S=32,8\text{‰}$), кото-

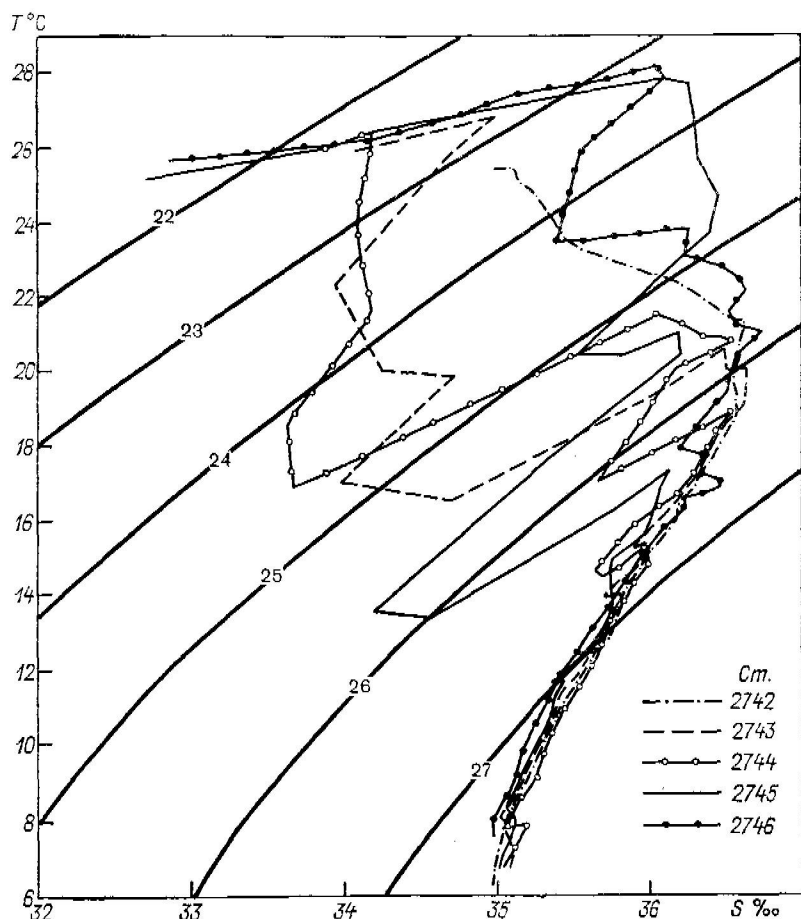


Рис. 3.20. T, S -кривые для станций № 2742—2746.

рые были зарегистрированы вблизи поверхности океана в нашем случае. В то же время другие измерения [189, 224] подтверждают факт переноса поверхностных шельфовых вод с соленостью менее 33‰ по восточной периферии антициклонических колец Гольфстрима. Следует отметить, что мы подвергли анализу несколько инфракрасных изображений, полученных со спутника NOAA для района Гольфстрима. На ряде из них (см., например, снимок в работе Легекиса [174]) отчетливо наблюдается процесс

Более ранние исследования [117, 166, 237] уже указывали на то, что распресненные воды с соленостью менее 35‰ действительно распространяются из района к северу от мыса Хаттерас вдоль северной периферии Гольфстрима. Однако при этом не наблюдалось столь низких значений солености ($S=32,8\text{‰}$), кото-

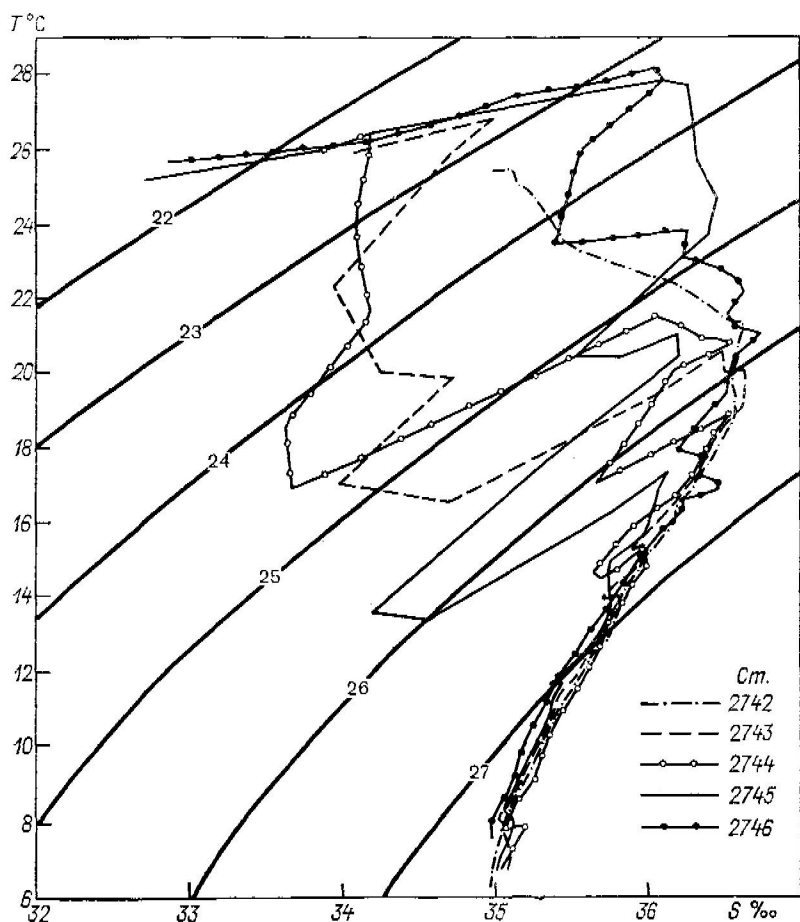


Рис. 3.20. T, S -кривые для станций № 2742—2746.

рые были зарегистрированы вблизи поверхности океана в нашем случае. В то же время другие измерения [189, 224] подтверждают факт переноса поверхностных шельфовых вод с соленостью менее 33‰ по восточной периферии антициклонических колец Гольфстрима. Следует отметить, что мы подвергли анализу несколько инфракрасных изображений, полученных со спутника NOAA для района Гольфстрима. На ряде из них (см., например, снимок в работе Леgekиса [174]) отчетливо наблюдается процесс

вовлечения шельфовых вод в орбитальное движение антициклонического кольца и вынос их на периферию. Вовлечение окружающих вод в орбитальное движение и перенос их с северной периферии на южную в тылу колец, перемещающихся на запад, подтверждается и модельными расчетами [47]. В нашем случае именно этот механизм является, скорее всего, наиболее вероятным объяснением появления шельфовых вод океана в районе наблюдений.

Рассмотрим подробнее характерные особенности наблюдавшейся нами интрузионно-инверсионной тонкой термохалинной структуры. Помимо поверхностных распресненных струй на разрезе (рис. 3.18 *а, б*), выше главного термоклина в слое 0—150 м хорошо видны изолированные струи холодной распресненной воды. Ширина этих струй примерно 10 км, а толщина достигает 30—40 м. Верхняя струя располагается в слое 30—60 м, нижняя — в слое примерно 80—110 м. Как уже говорилось, аналогичные струи холодной и распресненной шельфовой воды наблюдались Сондерсом [224] на восточной периферии теплого кольца Гольфстрима в верхнем слое толщиной 150 м.

Резкое отличие T , S -характеристик шельфовых вод от T , S -характеристик склоновых вод, в толще которых они распространяются, приводит к появлению сильных инверсий температуры, хорошо видных на вертикальных профилях температуры, построенных по данным зондирования АИСТО на станциях № 2743—2745 во фронтальной зоне (рис. 3.19 *а, б, в*). Максимальные инверсионные отклонения температуры и соответствующие им отклонения солености достигают при этом значений $\Delta T = -6^\circ\text{C}$ и $\Delta S = -2,2\text{‰}$, а толщины слоев инверсий — 10 м. То, что наблюдавшиеся инверсии связаны именно с **холодными** интрузиями, хорошо видно на рис. 3.19 *в*, на котором рядом нанесены вертикальные профили $T(z)$ и $S(z)$ для соседних станций № 2745 и 2746, расположенных всего лишь в 10 км друг от друга.

Время жизни температурных инверсий, оцененное в [142] с помощью эмпирических формул дифференциально-диффузионной конвекции [247], составило всего 1—2 сут. Аналогичная оценка, сделанная для обнаруженных нами инверсий, также ограничивает их время жизни несколькими сутками. Таким образом, дифференциально-диффузионная конвекция на границах интрузий должна приводить к эффективному перемешиванию шельфовых и склоновых вод вблизи фронтальных зон.

Последнее, что хочется отметить, это то, что струи шельфовых вод во фронтальной зоне ограничены с боков резкими фронтальными разделами, что хорошо видно и на разрезах (рис. 3.18 *а, б* и разрез в [224]) и на карте распределения T , S и σ_t на горизонте 3 м (рис. 3.15 *а, б, в*). Именно эти фронтальные разделы, а не главный кольцевой фронт, характеризуются максимальными горизонтальными градиентами температуры, солености и плотности. Отсюда можно предположить, что эти фронты могли существовать независимо от кольца, могли быть вовлечены в орби-

тальное движение в кольце вместе со склоновыми и шельфовыми водами и переноситься кольцом в процессе его перемещения на запад. Вполне возможно, что фронтогенетическое воздействие кольца на окружающие воды, подтвержденное численными расчетами [47], обостряет вовлекаемые в него извне фронты и попутно поддерживает в обостренном и сильно расчлененном состоянии всю периферийную фронтальную зону в слое 0—150 м. При этом дополнительная расчлененность наблюдаемых струйных интрузий шельфовых вод может быть следствием трансфронтального тепломассопереноса именно на вовлеченных фронтах.

Фронтальные разделы холодного кольца. Разрез через холодное кольцо с центром около 35° с. ш. и 67° з. д. был выполнен в направлении с востока на запад в ходе детального обследования холодного купола кольца в конце сентября 1978 г. по завершении основной программы 27-го рейса НИС «Академик Курчатов».

На разрезе через холодный купол циклонического кольца (рис. 3.21 а, б) хорошо виден резкий фронтальный характер стенок купола, образованных прежним «циклоническим» фронтом Гольфстрима. Здесь на горизонтах между 100 и 150 м наблюдаются горизонтальные градиенты температуры до $1^\circ\text{C}/\text{км}$, а солености — до $0,1\text{—}0,2\text{‰}/\text{км}$ при положительной T , S -корреляции. Перепад плотности через фронт определяется доминирующим вкладом температуры. Наклон стенок купола находится в пределах $1/50\text{—}1/100$. Вблизи купола наблюдается много изолированных инверсий температуры интрузионного происхождения, свидетельствующих об интенсивном трансфронтальном тепломассопереносе, связанном скорее всего с центробежными агеострофическими составляющими движения вблизи фронта. Примеры этих инверсий можно видеть на вертикальных профилях температуры и солености для ст. № 2770, изображенных на рис. 3.22. Кольцевой фронт вокруг купола имеет радиус всего лишь около 10 миль (рис. 3.21 а, б). В этом радиусе скорость сноса судна u , равная орбитальной скорости движения в кольце вблизи поверхности, была, по нашим данным, не менее 2 уз ($100\text{ см}/\text{с}$), что даст значение центробежного члена u^2/R в уравнении орбитального движения равным $5,4 \cdot 10^{-3}$. Член, соответствующий кориолисову ускорению $f u$, для широты 35° при той же скорости u равен $8,9 \cdot 10^{-3}$. Одинаковый порядок обоих эффектов в данном случае не мог не сказаться на динамике и структуре кольца и его основного фронтального раздела. Орбитальное движение в кольце в силу указанной выше особенности баланса сил следует считать не геострофическим, а циклострофическим.

Построенные нами для трех станций T , S -кривые (рис. 3.23) подчеркивают существенные различия характеристик ядра (ст. № 2769) и периферийных вод кольца (ст. № 2773). Различия в T , S -кривых для станций № 2768 и 2769, расположенных на расстоянии всего лишь около 8 км друг от друга, указывают на резкость основного фронтального раздела в пределах значе-

ний температуры 17—22°C и соленостей 35,6—36,2‰. Этот участок основного фронтального раздела в пределах глубин 100—200 м, по-видимому, является самым резким. Это особенно хорошо заметно в поле аномалий (отклонений) температуры

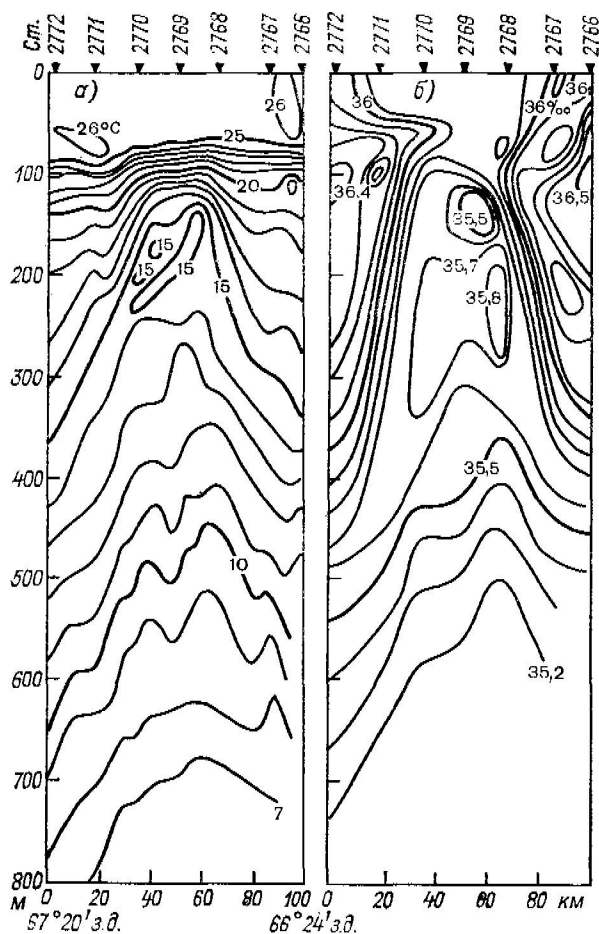


Рис. 3.21. Разрез через купол холодного кольца вдоль 35° с. ш.

а — температура, °С; б — соленость, ‰.

(ΔT), солености (ΔS) и плотности ($\Delta \sigma_t$) (рис. 3.24 а, б, в) относительно соответствующих значений на тех же горизонтах на ст. № 2773. Значения аномалий на крайних станциях разреза № 2772 и 2766 все еще настолько велики, что ширину ядра кольца на горизонте 500 м нельзя считать меньше 150 км. Трансформация вод ядра лучше всего прослеживается на разрезе в поле плотности (рис. 3.25), где на фоне изопикн, куполообразный из-

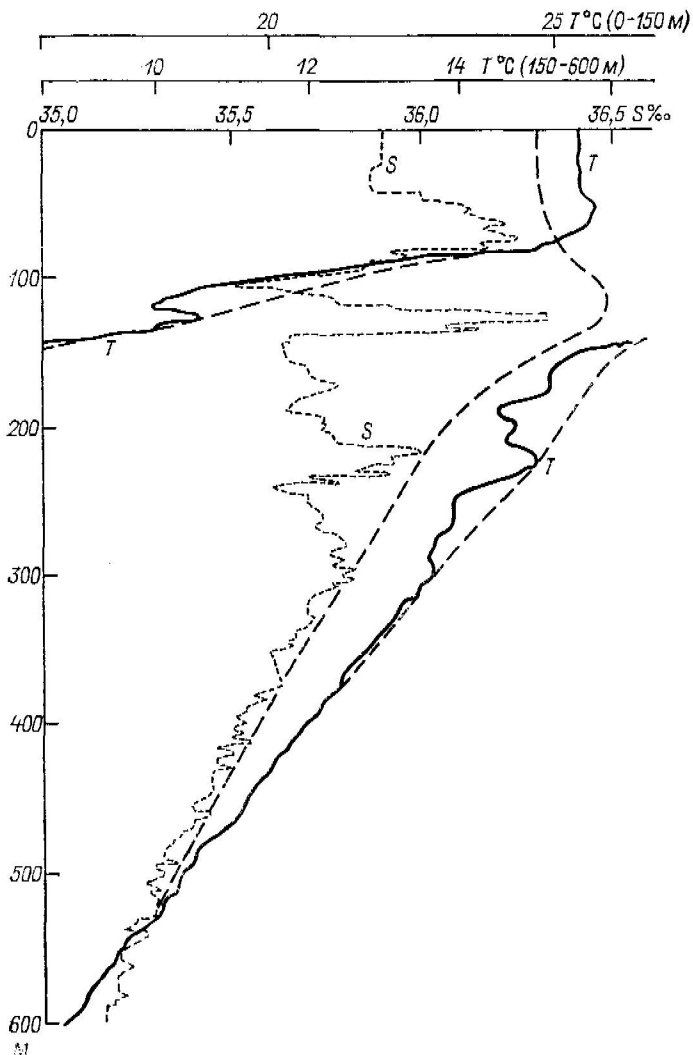


Рис. 3.22. Вертикальные профили температуры (T — сплошная линия) и солености (S — точечная линия) на краю холодного ядра циклонического кольца (ст. № 2770, положение см. на рис. 3.21).

Тонким пунктиром нанесены типичные вертикальные распределения температуры и солености в водах Саргассова моря. Хорошо видно, что наблюдающиеся интрузии являются более холодными и пресными по сравнению с этими водами.

гиб которых существенно слабее, чем изгиб изотерм и изохалин (рис. 3.21), нанесены аномалии температуры относительно значений, характерных для данных значений плотности в Саргассовом море. Эти аномалии существенно меньше тех, которые изображены на рис. 3.24 а, так как теперь из значений аномалий исключен эффект циркуляционного подъема воды (и соответственно изопикн) в центральной части кольца. Зато относительно высокие значения этих отрицательных аномалий (до $-0,5^{\circ}\text{C}$) заметно вытянуты в сторону между изопикнами $\sigma_t = 25,0$ и $\sigma_t = 26,0$, что указывает на наиболее существенный трансфронтальный тепломассоперенос именно в этом диапазоне плотностей (или

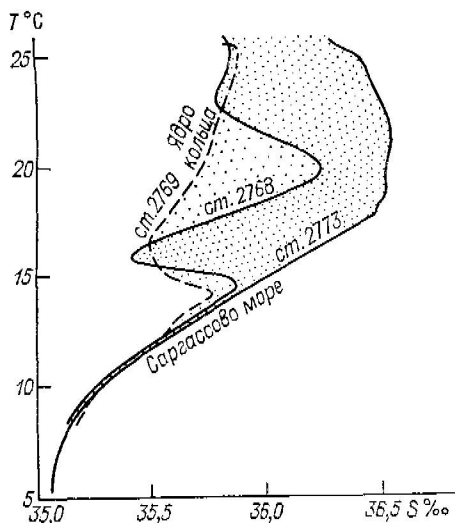


Рис. 3.23. T, S -кривые станций в центре (№ 2768 и 2769) и на периферии (№ 2773) холодного кольца Гольфстрима.

в диапазоне глубин 100—200 м). Именно в этом пределе глубин и располагаются наиболее заметные холодные интрузии с инверсиями температуры (см. рис. 3.22).

Сравнение положений холодных интрузий антициклонических и циклонических колец на общей T, S -диаграмме (рис. 3.26) демонстрирует их принципиально различное происхождение. Все точки, соответствующие интрузиям теплых антициклонических колец, лежат за пределами T, S -области, характеризующей воды самих колец, а все точки интрузий холодных циклонических колец лежат внутри этой области. Основываясь на положении интрузий на T, S -диаграмме, можно еще раз подтвердить тот вывод, что интрузии, обнаруженные на периферии теплого кольца, представляют собой вовлеченные струи шельфовых вод, распространяющиеся с севера вдоль восточной границы кольца вплоть до его южной периферии. Холодные интрузии циклонических колец встречаются гораздо ближе к центру кольца и состоят из трансформированных склоновых вод ядра, внедряющихся в оболочку, состоящую из вод Гольфстрима, возможно, под действием цент-

робежных сил. Поскольку агеострофические трансфронтальные движения должны быть близки к изопикническим, инверсии температуры, связанные с трансфронтальными холодными интрузиями, не могут быть больше, чем максимальное абсолютное значение изопикнической аномалии температуры в ядре кольца

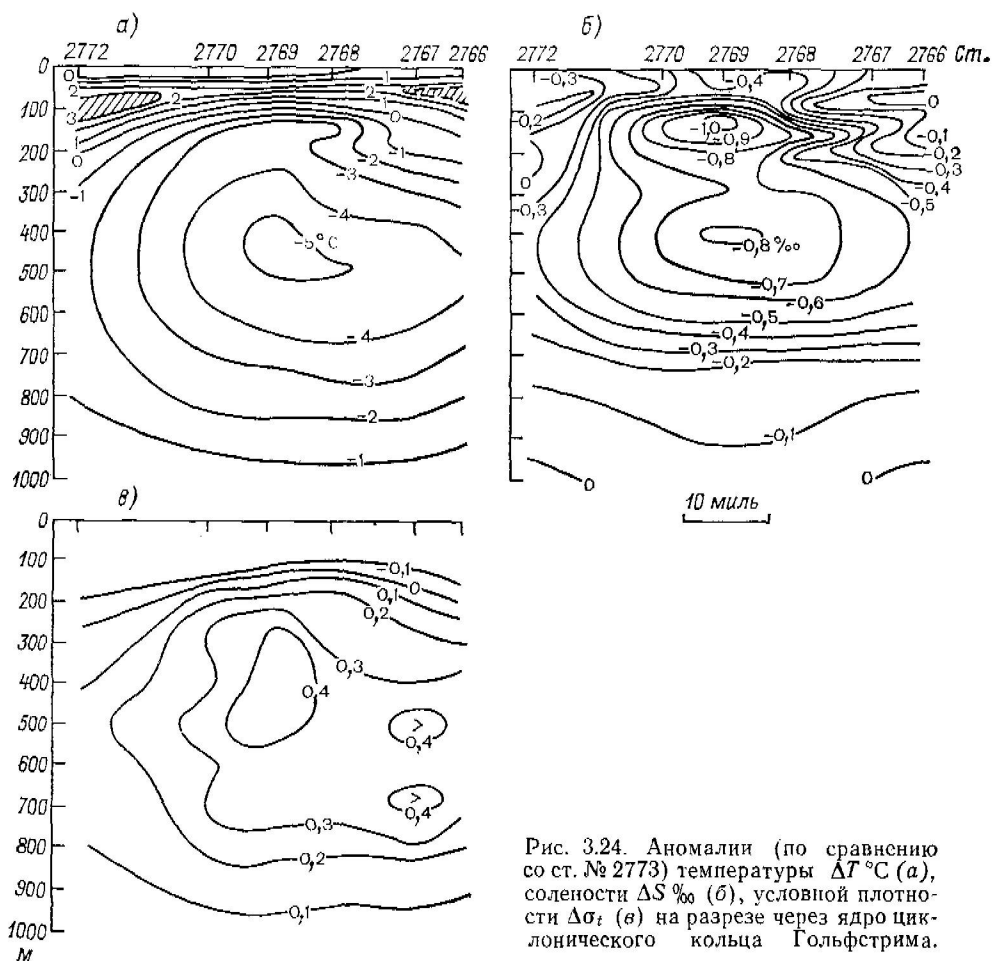


Рис. 3.24. Аномалии (по сравнению со ст. № 2773) температуры ΔT $^{\circ}\text{C}$ (а), солености ΔS ‰ (б), условной плотности $\Delta \sigma_t$ (в) на разрезе через ядро циклонического кольца Гольфстрима.

(т. е. не более 3°C , см. рис. 3.25). На деле они должны быть еще меньше, так как горизонтальные масштабы интрузий холодного кольца, судя по нашим наблюдениям, чаще всего не превышают 10 км. Действительно, инверсии температуры на рис. 3.22 находятся в пределах от 0,4 до 0,9 $^{\circ}\text{C}$.

В поверхностном слое холодного кольца при помощи буксируемого датчика термосолезонда АИСТ было обнаружено много небольших по перепаду, но резких по градиенту температуры

фронтальных разделов, не связанных с основным фронтом, окружающим купол. Многие из этих фронтов имели отрицательную

T, S -корреляцию и соответственно резкие градиенты плотности. Наши попутные измерения не позволили установить горизонтальное и вертикальное простирание этих фронтальных разделов. Ясно, однако, что они не были связаны с общим деформационным полем кольца, так как фоновые крупномасштабные горизонтальные градиенты температуры и солёности в этом районе обычно коррелированы положительно. Видимо, летом менее солёные склоновые воды, прогретые вблизи поверхности, натекают из центральных областей кольца тонким слоем сверху на более солёные воды оболочки. В этом случае при неравномерном ветровом перемешивании могут возникать неглубокие фронты с отрицательной T, S -корреляцией [60]. Наши измерения подтвердили, что ТПС в центре кольца в сентябре была ниже, чем на периферии, всего лишь на $0,2-0,3^\circ\text{C}$, а солёность уменьшалась к центру кольца на $0,3-0,4\text{‰}$. В результате воды ядра на поверхности ($\sigma_t=23,73$) были существенно легче периферийных

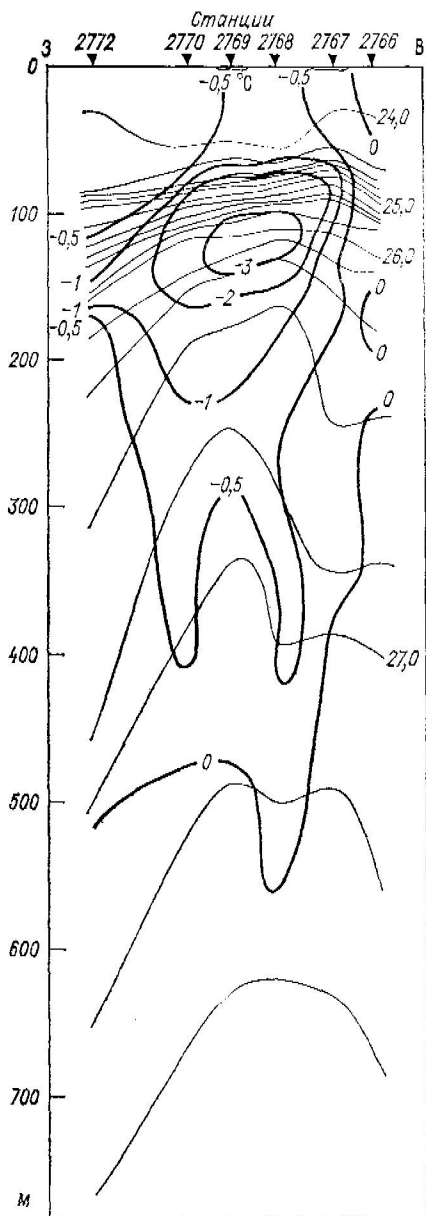


Рис. 3.25. Аномалии температуры (жирные линии, цифры в $^\circ\text{C}$) по сравнению с водами Саргассова моря на изопикнических поверхностях, сечение которых на разрезе через холодное кольцо дано тонкими линиями.

($\sigma_t=23,94$), тогда как уже на небольшой глубине ситуация была диаметрально противоположной.

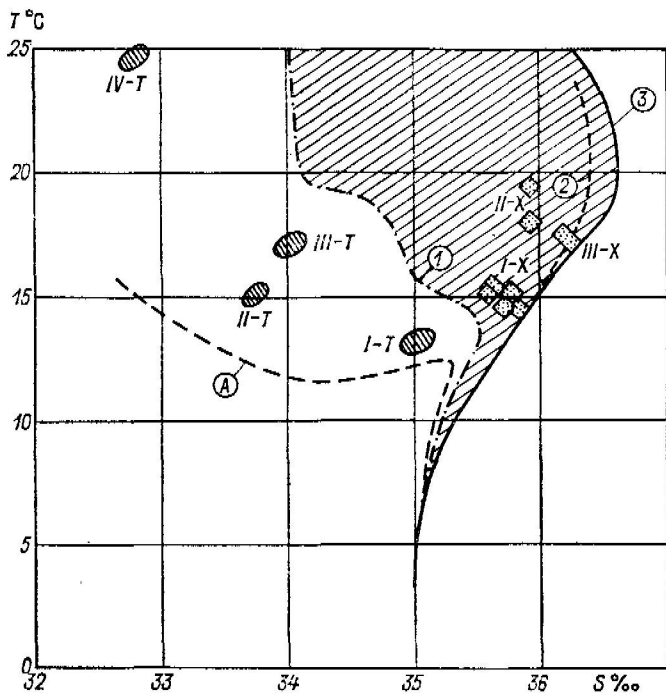


Рис. 3.26. Положение инверсий температуры интрузионного происхождения на сводной T, S -диаграмме вод района Гольфстрима.

T — инверсии теплого кольца; X — инверсии холодного кольца; A — шельфовые воды; I — склоновые воды; 2 — воды Гольфстрима; 3 — воды Саргассова моря. I, II, III, IV — различные группы инверсий.

3.2. Об особенностях фронтов в системах прибрежных подъемов глубинных вод (апвеллингов)

Выше уже в различной связи кратко обсуждались некоторые особенности фронтальных зон, возникающих в районах прибрежных апвеллингов (см. разделы 2.1, 2.2, 2.9). Сравним теперь между собой несколько наиболее известных районов прибрежного апвеллинга для того, чтобы выяснить те различия в характеристиках фронтальных зон и фронтов, которые при одном и том же фронтогенетическом процессе могут быть следствием различных гидрологических режимов этих районов. Больше всего нас будет интересовать роль пространственной изменчивости солёности в формировании основных характеристик фронтальных разделов. Примечательно, что тесная связь положений локальных максимумов скорости течения (по данным непосредственных измерений) с положениями локальных максимумов горизонтального градиента солёности во фронтальных зонах уже констатировалась [193], хотя и не получила еще своего объяснения.

Прибрежные подъемы глубинных вод стали недавно объектом пристального внимания со стороны ученых и детальных многосторонних исследований (национальные и международные программы CUE, CUEA, CINECA, JOINT-1 и др. *), в ходе которых возникло много новых вопросов, требующих решения. Один из таких вопросов возник у автора на основе собственных наблюдений и изучения доступных данных. Вопрос может быть сформулирован так: случайным или не случайным является тот факт, что в присутствии существенных горизонтальных градиентов солености термические фронты, образующиеся в прибрежной фронтальной зоне в процессе подъема глубинных вод, характеризуются существенно большими горизонтальными градиентами температуры, нежели в тех случаях, когда поле солености пространственно однородно. При обсуждении этого предположения на рабочей группе по процессам прибрежных подъемов глубинных вод СКОРа в 1975 г. мною в качестве примера приводились условия в Орегонском и Перуанском прибрежных районах. Резкость термических фронтов в первом районе наглядно контрастирует с их размытостью или даже отсутствием во втором. Это различие, по-видимому, свидетельствует о том, что один и тот же фронтогенетический процесс (в данном случае — прибрежный апвеллинг) может привести к различным результатам в различных гидрологических условиях.

В 1975 г. для подтверждения выдвинутой гипотезы попросту не было надежных количественных аргументов. Но даже и теперь необходимый цифровой материал нелегко найти в опубликованной литературе. Лишь малое число авторов приводят сведения о фактических значениях горизонтальных градиентов температуры, солености или плотности, наблюдавшихся ими на фронтах в зонах прибрежного апвеллинга. Во многих случаях пришлось разыскивать в экспедиционных отчетах соответствующие сводки данных гидрологических измерений и аналоговые записи непрерывных измерений температуры и солености на ходу судна для приблизительных оценок значений этих градиентов. Предварительные исследования и оценки по отобраным американским данным были выполнены в 1977 г. студентом-дипломником МФТИ С. В. Сергуниным под руководством автора. Теперь, когда необходимые данные собраны и систематизированы и когда на основе численных моделей [36, 38, 178] достигнуто лучшее понимание

* CUE — Coastal Upwelling Experiment (Прибрежный апвеллинговый эксперимент, США, Орегонское побережье), 1972—1973.

CUEA — Coastal Upwelling Ecosystem Analysis (Анализ прибрежных экосистем апвеллинга, США, Орегонское побережье, Перуанское побережье), 1973—1977.

CINECA — Cooperative Investigations in the North-East Central African region (Международные исследования под эгидой МОК/ЮНЕСКО в районе северо-восточного побережья Центральной Африки, Капарский апвеллинг), 1971—1974.

JOINT-1 — Совместные исследования 1974 г. в районе Канарского апвеллинга, США, ФРГ, Франция.

некоторых физических тонкостей процесса фронтогенеза в океане, появилась возможность найти правильное физическое объяснение подмеченной закономерности.

Сравнительному анализу ниже будут подвергнуты следующие районы прибрежного подъема глубинных вод:

- 1) Орегонский;
- 2) Южно-Африканский (Кейптаунский);
- 3) Бразильский (около мыса Кабу-Фриу);
- 4) Канарский (Западно-Африканский);
- 5) Перуанский;
- 6) Венесуэльский.

Некоторые гидрофизические характеристики первых пяти районов приведены в конце данного раздела в табл. 3.1, где они представлены в естественной последовательности, базирующейся на «интенсивности» наблюдаемых термических и плотностных фронтов. В первых четырех районах фронты с их характерными проявлениями непосредственно наблюдались рядом исследователей, причем соответствующие упоминания или описания имеются в литературе. Для района Перуанского апвеллинга какая-либо информация о фронтах, прямая или косвенная, отсутствует, и, наоборот, имеющиеся данные свидетельствуют о том, что горизонтальные градиенты температуры в этом районе размыты до такой степени, когда говорить о фронтальных зонах или фронтах практически нельзя даже в рамках предложенных нами формальных критериев (см. раздел 1.2). Можно лишь заметить, что в этом районе мы действительно имеем дело с классическим примером наложения отдельных «событий» интенсивного прибрежного апвеллинга, связанного с местными ветрами, на общий фон так называемого «климатического» апвеллинга, обусловленного направлением общей циркуляции океана. Однако при этом по целому ряду причин (включая, видимо, и отсутствие соленостной стратификации) локальные и горизонтальные градиенты ТПС даже в самый благоприятный для «событий» интенсивного апвеллинга сезон превышают фоновые (климатические) всего лишь в 2—3 раза. Шестой из выбранных нами районов — район Венесуэльского апвеллинга в Карибском море — является интересным исключением. В нем имеются, казалось бы, все условия для формирования резких плотностных фронтов в связи с мощным распресняющим влиянием рек Ориноко и Амазонки. Однако исследования, касающиеся апвеллинга в этом районе, не содержат прямых упоминаний о фронтах, связанных с апвеллингом, а общая разность температуры между водами прибрежного апвеллинга и окружающими водами Карибского моря обычно не превышает 2—3°C в любой сезон, что, по-видимому, исключает возможность формирования здесь резких фронтов в поле ТПС. Ниже мы рассмотрим подробнее условия в каждом из выбранных районов.

1. Орегонский апвеллинг. Существование хорошо выраженных фронтов в зоне Орегонского апвеллинга неоднократно отмечалось

в литературе [101, 150, 186], причем термические фронты на поверхности хорошо различимы на спутниковых ИК изображениях [195]. Общий температурный контраст в период интенсивного апвеллинга может достигать здесь 6—8°C в прибрежной зоне шириной всего лишь 20—30 миль. Фронтальные разделы в этом районе являются ярко выраженными зонами конвергенции [150], что хорошо подтверждается экспериментами с поверхностными и подповерхностными поплавками, проведенными в рамках программы CUE. Фронты в этом районе сопровождаются интенсивными интрузиями теплых прослоек с инверсиями температуры, устойчивость которых достигается повышением солености [186, 230]. По данным аналоговых регистраций температуры и солености при пересечениях фронтов в зоне Орегонского апвеллинга [101] значения горизонтальных градиентов температуры, достигающие вблизи поверхности океана 1—4°C/км, и солености, достигающие там же 0,7—2,0‰/км, являются типичными для данного района и самыми высокими в сравнении со всеми другими областями прибрежных подъемов глубинных вод. Тот факт, что значения этих градиентов в период интенсивного апвеллинга всегда отрицательно коррелированы друг с другом, делает горизонтальные градиенты плотности на фронтах в этом районе также самыми резкими из всех известных в зонах прибрежного апвеллинга (см. табл. 3.1). По нашему мнению, наблюдаемая в районе Орегонского апвеллинга резкость фронтальных разделов обусловлена следующими факторами:

1) комбинация в ближайшем к поверхности пикноклине резкой солевой стратификации с противоположной по знаку термической стратификацией;

2) существенная приглубость берега (глубина моря 150 м достигается уже на расстоянии 20 км от берега), способствующая возникновению струйных геострофических вдольфронтных течений.

Очень высокий относительный вклад солености в пространственную изменчивость плотности в этом районе характеризуется низкими значениями отношения σ_T/σ_S средних квадратических отклонений температуры σ_T и солености σ_S от средних значений при низких же значениях отношения $\alpha\Delta T/(\beta\Delta S)$ вкладов общих пределов изменений температуры ΔT и солености ΔS в зоне апвеллинга в общее изменение плотности $\Delta\rho = \Delta\rho_T + \Delta\rho_S = -\alpha\Delta T + \beta\Delta S$ (см. колонки 5 и 6 в табл. 3.1).

Весьма своеобразны условия формирования интрузионной тонкой структуры на фронтальных разделах Орегонского апвеллинга. Так, например, часто возникающая теплая прослойка на промежуточных глубинах ниже основного пикноклина является положительно коррелированной T , S -аномалией на фоне общей отрицательной T , S -корреляции термохалинной изменчивости [61]. Возникновение теплых интрузий в этом районе можно объяснить опусканием «под фронт» вдоль поверхности фронтального раздела вод апвеллинга, слегка прогретых за время пребывания вблизи

поверхности при их оттоке от берега в приповерхностном дрейфовом потоке [186] (см. рис. 2.38).

2. Южно-Африканский (Кейптаунский) апвеллинг. Интенсивные термические фронты Южно-Африканского апвеллинга подробно описаны Бангом [83]. Горизонтальные градиенты температуры, достигающие на этих фронтах характерных значений от 0,5 до 1,0 °C/км и более *, ставят район Южно-Африканского апвеллинга на один уровень с Орегонским. Уклон дна в районе Кейптауна имеет тот же порядок величины, что и в районе Орегонского побережья. Наличие тонкой термохалинной структуры интрузионного характера на профилях и разрезах, приведенных в работе Банга [83], делает условия в этой фронтальной зоне еще более похожими на условия вблизи Орегонского побережья. В принципе, казалось бы, Южно-Африканский апвеллинг можно считать в южных широтах точным аналогом Орегонского или Калифорнийского апвеллингов. Однако при внимательном анализе данных обнаруживаются существенные различия, которые не позволяют провести полной аналогии между ними. В отличие от условий стратификации в верхнем слое вдоль Тихоокеанского побережья Северной Америки, вертикальные градиенты температуры и солености в этом слое вблизи Атлантического побережья Южной Африки имеют один и тот же знак. Это определяет существенную **положительную** корреляцию горизонтальных изменений температуры в зоне Южно-Африканского апвеллинга. К тому же воды течения Мыса Игольного, подходящие к этому району с юга, имеют повышенные значения как температуры, так и солености, в отличие от распределенных речным стоком вод, текущих с севера вдоль всего Тихоокеанского побережья Северной Америки. Именно эти два обстоятельства и делают горизонтальные градиенты плотности на фронтах Южно-Африканского апвеллинга менее резкими, чем на фронтах Орегонского апвеллинга, несмотря на больший общий перепад температуры вблизи Кейптауна, достигающий 8—10 °C в прибрежной зоне шириной всего лишь 10—20 миль. С другой стороны, положительная *T, S*-корреляция не мешает горизонтальным градиентам температуры на фронтах быть здесь столь же резкими, как и в районе Орегонского апвеллинга.

Общая положительная *T, S*-корреляция термохалинной изменчивости в рассматриваемом районе существенно облегчает формирование на фронтальных разделах термохалинных интрузий с инверсиями температуры за счет доступной энергии «термоклинности» [263]. По-видимому, в данном случае для их формирования не нужны те несколько специальные условия (прогрев с поверхности), которые требуются для формирования теплых интрузионных прослоек у побережий Орегона и Калифорнии.

Еще одной любопытной особенностью Южно-Африканского апвеллинга является дополнительная зона дивергенции и подъема

* Банг [83] отмечает, что иногда локальные градиенты температуры на фронте апвеллинга достигали нескольких градусов на несколько сотен метров (т. е. около 10 °C/км).

глубинных вод, располагающаяся на 30—35 миль мористее прибрежной зоны, т. е. на расстоянии 50—60 миль от берега. Глубины океана в этом месте достигают 1000 м, так что возникновение этой зоны едва ли можно связать с рельефом дна. Эту дивергенцию так же трудно связать с экмановским оттоком от берега в приповерхностном слое, как это имело место в случае Орегонского апвеллинга (рис. 2.38). Расстояние между дивергенцией и прибрежным фронтальным разделом слишком велико. Банг [83] предполагает, что эта зона и прилегающие к ней со стороны открытого океана фронтальные разделы и струйные течения связаны с крупномасштабной общей циркуляцией.

3. Бразильский апвеллинг (район мыса Кабу-Фриу). Наличие фронтов в этом районе можно констатировать по опубликованным результатам непрерывных измерений на ходу судна автоматическим регистратором температуры и солёности [152]. Наши оценки по этим данным и по разрезам в [180] дают характерные значения горизонтальных градиентов температуры на этих фронтах не более $0,5^{\circ}\text{C}/\text{км}$, что ставит район Бразильского апвеллинга на третье место в табл. 3.1. В области апвеллинга весной существует подповерхностный максимум солёности на горизонте 50 м, обусловленный тем, что вблизи поверхности с запада имеет место приток распресненных речным стоком прибрежных вод [180]. Эта ситуация является причиной отрицательной T, S -корреляции в пятнах холодной воды и на фронтах неглубокого апвеллинга в этом сезоне, что хорошо видно на записях температуры и солёности, опубликованных в [152] (см. также рис. 2.14 в разделе 2.2). В остальное время года T, S -корреляция пространственной изменчивости температуры и солёности в районе Бразильского апвеллинга положительна. При более интенсивном апвеллинге, поднимающем воду с глубин 100—200 м, даже весной T, S -корреляция в пятнах апвеллинга становится положительной на значительных площадях. В результате плотностные контрасты на фронтах не могут достигать тех значений, которые имели место при отрицательной T, S -корреляции. Соотношение $\alpha|\Delta T|/(\beta|\Delta S|)$ общих пределов изменчивости плотности за счет температуры $\alpha\Delta T$ и за счет солёности $\beta\Delta S$ в зоне Бразильского апвеллинга существенно выше, чем в двух уже рассмотренных районах, что говорит о менее существенной роли солёности в локальной динамике фронтов по сравнению с температурой. Сказанное относится непосредственно к району апвеллинга возле мыса Кабу-Фриу. Несколько западнее, в район о. Илья-Гранди, где из залива Баия-де-Сепетиба имеет место вынос вод, распресненных до 33 ‰, наблюдаются чисто солёностные фронты с горизонтальными градиентами до $1,0—1,6\text{‰}/\text{км}$ [183]. Температурных контрастов не наблюдается. Эти фронты, однако, едва ли имеют отношение к процессу апвеллинга.

4. Канарский (Западно-Африканский) апвеллинг. Проявление фронтов на поверхности океана (сулой, толчея) замечались в этом районе мореплавателями уже более 40 лет тому назад [216, 226]. Упоминания и описания фронтов в зоне Канарского апвеллинга

имеются и в современной научной литературе [245]. С другой стороны, имеются и указания на то, что в районе, обследованном экспедицией JOINT-1 (между 21 и 22° с. ш.), вблизи поверхности не наблюдается зоны конвергенции (в отличие от района Орегонского апвеллинга), что может быть связано со слабостью горизонтальных градиентов плотности на поверхности в районе Канарского апвеллинга [150]. Не исключено, что гидрологические и топографиче-

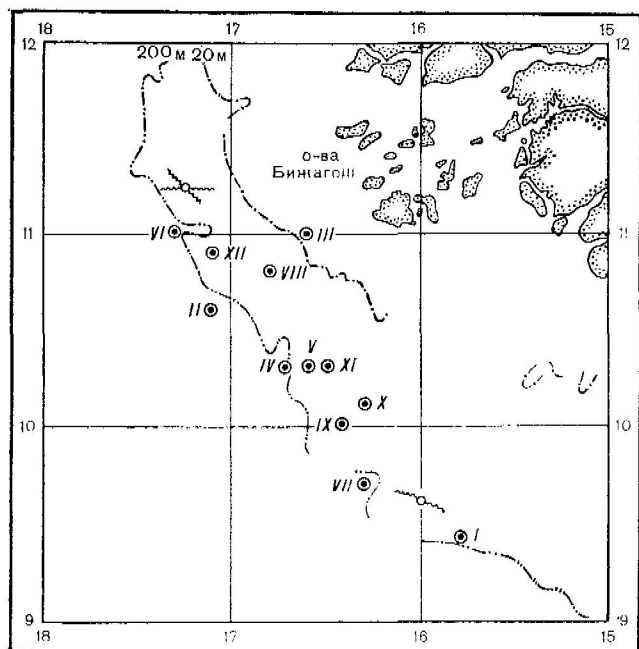


Рис. 3.27. Среднемесячные положения точек наиболее частого наблюдения толчей и суоя вблизи побережья между 9 и 12° с. ш., по [226].

Волнистыми линиями показано наблюдавшееся направление протекания линий суоя.

ские условия сильно меняются в пределах зоны апвеллинга от 23 до 9° с. ш., а также и то, что наблюдавшиеся случаи толчей и суоя были связаны с придонной конвергенцией на изломе шельфа там, где он переходит в континентальный склон на глубинах около 100—200 м на расстоянии от 40—50 до 100 км от берега. Выскаянная точка зрения подтверждается анализом данных Рёмера [216] и Шумахера [226]. Все осредненные среднемесячные координаты наблюдений толчей и суоя, приведенные Рёмером, ложатся в области между 9 и 12° с. ш. вблизи двухсотметровой изобаты (рис. 3.27). В свою очередь детальные карты Шумахера, на которые нанесены точки наблюдения толчей и суоя, показывают, что эти явления почти никогда не наблюдались вблизи побережья

Африки в районе между 20 и 22° с. ш. В более южных районах (от 20 до 5° с. ш.) ближайшие к побережью Африки точки наблюдения сулоя и толчеи расположены на расстоянии не менее 50 км от берега (см. рис. 1, *a, б*), тогда как в зоне Орегонского апвеллинга к северу от Ньюпорта (около 45° с. ш.) наиболее резкая зона конвергенции располагается (из-за приглубости берега) в пределах всего лишь 10 км от береговой черты [150]. На основе имеющихся данных наблюдений и измерений (особенно относящихся к экспедициям CINECA и JOINT-1) можно прийти к выводу, что непосредственно в зоне Канарского апвеллинга (100 — 200 км от

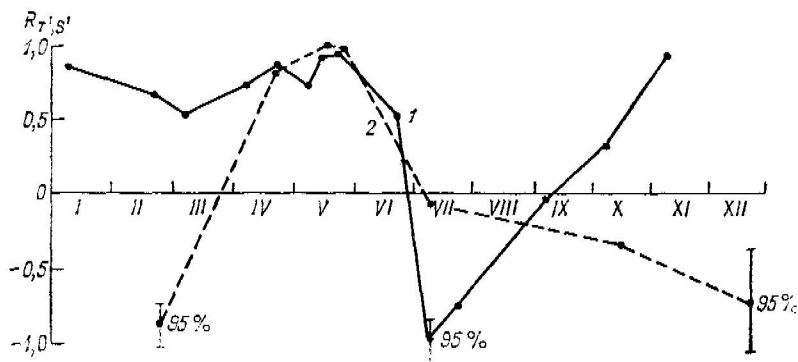


Рис. 3.28. Коэффициенты корреляции $R_{T', S'}$ пространственной изменчивости температуры и солености в двух районах Западно-Африканского апвеллинга.

1 — в районе мыса Кап-Блан ($20^\circ 55'$ с. ш.), 2 — в районе мыса Роко ($12^\circ 00'$ с. ш.). Вертикальные черточки показывают доверительный интервал 95 %-ной обеспеченности.

побережья) термические фронты встречаются не часто, а горизонтальные градиенты температуры на них слабы, что подтверждается и спутниковыми данными [174], и лишь в исключительных случаях достигают $0,5^\circ\text{C}/\text{км}$. На краях пятен интенсивного апвеллинга горизонтальные градиенты температуры, как правило, не превышают $0,1$ — $0,2^\circ\text{C}/\text{км}$. Термохалинная изменчивость на поверхности океана в этом районе характеризуется переменным знаком T, S -корреляции: отрицательным — при переходе от лета к осени, положительным — все остальное время (рис. 3.28). Вертикальная стратификация у побережья Африки значительно слабее, чем у Орегонского побережья, вследствие чего весь диапазон изменений температуры $|\Delta T|$ в зоне интенсивного апвеллинга не превышает 5°C при $\alpha|\Delta T|/(\beta|\Delta S|) \simeq 1,5$. На наш взгляд, слабость фронтов в зоне Канарского апвеллинга связана в первую очередь со следующими факторами:

1) с преобладающей положительной T, S -корреляцией пространственной термохалинной изменчивости при относительно малом диапазоне изменений температуры $|\Delta T| \simeq 5^\circ\text{C}$;

2) с относительно широким и мелководным шельфом, влияние которого исключает формирование приповерхностной зоны конвергенции вблизи берега, а также препятствует возникновению вдоль-берегового струйного геострофического течения.

Вследствие этого горизонтальные градиенты плотности на фронтах Канарского апвеллинга очень слабы (см. табл. 3.1).

Не исключено, что более резкие фронты располагаются на границе более широкой (~ 1000 км) зоны климатического апвеллинга между водами с температурой $20-22^\circ\text{C}$, окружающими Канарские острова и о-ва Зеленого Мыса, и поверхностными водами

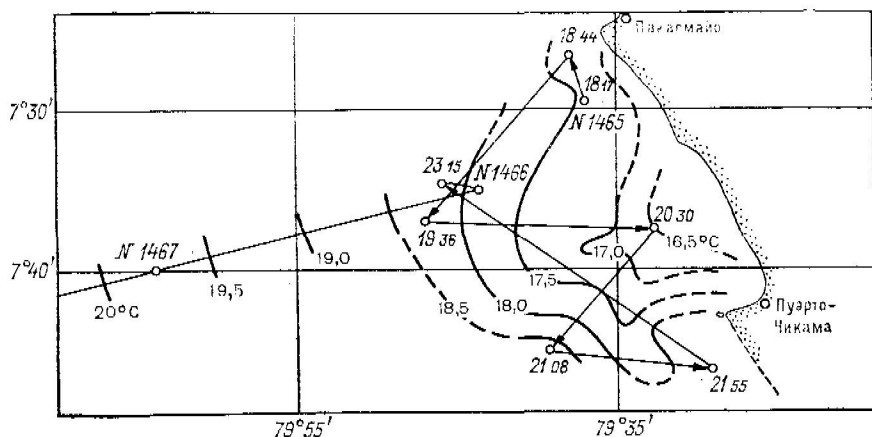


Рис. 3.29. Распределение температуры поверхностного слоя океана вблизи Пуэрто-Чикамы и Пакасмайю (Перу) по данным съемки, выполненной автором с борта НИС «Академик Курчатов» 28 февраля 1974 г.

Сплошными тонкими линиями показаны галсы судна. Указаны станции, использованные при построении рис. 3.30 а.

тропической Атлантики с температурой $25-27^\circ\text{C}$. На это указывает высокая концентрация точек наблюдений толчен и сулоя вдоль меридиана 25° з. д. между 20 и 5° с. ш. на картах Шумахера (см. рис. 1.1 а, б) [226]. Эта зона, видимо, схожа со вторичной зоной апвеллинга, наблюдающейся мористее Южно-Африканского прибрежного подъема вод.

5. Перуанский апвеллинг. Этот наиболее тишичный и широко известный район подъема глубинных вод отличается размытостью горизонтальных градиентов температуры и видимым отсутствием фронтов. Автор, участвовавший в исследовании этого района в марте 1974 г. [67], когда вблизи берега имели место пятна интенсивного апвеллинга с температурой около 16°C , сопровождавшиеся плотными прибрежными скоплениями тумана, наблюдал вокруг этих пятен лишь слабые контрасты ТПС порядка 5°C на 100 км (рис. 3.29). Наиболее резкие локальные горизонтальные

градиенты температуры при этом не превышали $0,1^{\circ}\text{C}/\text{км}$. Спутниковые ИК измерения [174] в этом районе дают значения «фронтальных» градиентов ТПО не более $0,2^{\circ}\text{C}/\text{км}$. Многочисленные данные контактных измерений поля температуры Перуанского апвеллинга в разные годы свидетельствуют о том же самом. Ни в одном из многочисленных описаний Перуанского апвеллинга фронты вообще не упоминаются. Интрузионных прослоек с инверсиями температуры на вертикальных профилях здесь также не наблюдается.

Вместе с тем обращает на себя внимание практически полная идентичность уклона дна в Перуанском прибрежном районе уклону дна в районе Орегонского побережья. Фоновый климатический апвеллинг в районе Перу, пожалуй, является самым интенсивным из всех известных (за исключением периодов Эль-Ниньо!) и ощущается в широкой полосе, простирающейся по меньшей мере на 1000 км от берега, как и в районе Канарского апвеллинга. Самое главное, что отличает гидрологический режим Перуанского апвеллинга от условий в других районах, это — практически полное отсутствие соленостной стратификации. Полный диапазон изменений солености в зоне интенсивного апвеллинга между Калье и Чикама (от 12 до 8° ю. ш.) обычно не превышает $0,1\text{—}0,3\text{‰}$. В аномальные годы этот диапазон может возрастать до $0,3\text{—}0,5\text{‰}$ в районе Талары ($4\text{—}5^{\circ}$ ю. ш.). Столь малая изменчивость солености обуславливает в районе Перуанского апвеллинга самые высокие значения отношения $\alpha|\Delta T|/(\beta|\Delta S|)$, колеблющиеся в пределах от 3 до 22 (табл. 3.1) при общей положительной T , S -корреляции. На наш взгляд, в этих условиях и следует искать причину размытости фронтальных зон Перуанского апвеллинга. Объяснение со всей наглядностью вытекает из модели Маквина и Вудса [178] (см. раздел 2.6) и связано с малой степенью «термоклинности» местной стратификации. Под «термоклинностью» Маквин и Вудс понимают угол наклона изотермических поверхностей к изопикническим. В районе Перуанского апвеллинга, где поле плотности почти целиком определяется температурой, этот угол близок к нулю. Вследствие этого фронтогенетический эффект преобладающих в толще вод изопикнических движений также близок к нулю. Сравнение степеней «термоклинности» стратификаций Перуанского и Орегонского прибрежных районов по данным [67] и [140] дано на рис. 3.30. В Перуанском апвеллинге (а) изотермы на большей части площади нормального к берегу разреза длиной 130 миль параллельны изопикнам. Их максимальный наклон в области, обозначенной пунктиром, достигает 1°C на 50 миль. В Орегонском апвеллинге (б) наклоны всюду, кроме придонного слоя, велики и в области максимума достигают 1° на 3—5 миль.

6. Венесуэльский апвеллинг. Подробное описание этого апвеллинга и фоновых гидрологических условий в районе северо-восточного побережья Венесуэлы дано в работе Гриффитса и Симпсона [138]. Авторы, однако, нигде не упоминают о каких-либо проявлениях фронтов. Приведенные в работе карты распределения тем-

Таблица 3.1

Район апвеллинга	Типичные значения $\partial T / \partial x$, °C/км	Типичные значения $\partial S / \partial x$, ‰/км	Типичные значения $\partial \sigma_t / \partial x$, км ⁻¹
Орегонский	1,0—4,0	0,7—2,0	0,1—1,0
Южно-Африканский (Кейптаунский)	0,5—1,0	0,1—0,2	0,02—0,15
Бразильский (мыс Кабу-Фриу)	~0,5	0,05—0,08	0,03—0,18
Канарский (Западно-Африканский)	0,05—0,5	0,01—0,1	0,01—0,12
Перуанский	0,1—0,2	0,01—0,02	0,01—0,03

Район апвеллинга	$ \Delta T $, °C	$ \Delta S $, ‰	$\frac{\alpha \Delta T }{\beta \Delta S }$	σ_T / σ_S , °C/‰	Знак T, S -корреляции
Орегонский	8	4,5	0,37	2,8 $n=1000$	—
Южно-Африканский (Кейптаунский)	8—10	1,5	1,83	нет данных	+
Бразильский (мыс Кабу-Фриу)	6—10	1,0	2,66	нет данных	— весной; + ост. часть года
Канарский (Западно-Африканский)	5	1,0	1,53	9,6 $n=400$	+ зима, весна; — лето, осень
Перуанский	5—7	0,1—0,3	3—22	13,3 $n=400$	+

температуры и солености на поверхности океана построены по данным гидрологических станций, довольно далеко расположенных друг от друга (20—40 км). Поэтому имеющиеся на картах горизонтальные градиенты температуры и солености (до 0,2 °C/км и до 0,3 ‰/км) кажутся не слишком высокими, скорее даже размытыми, при тех общих контрастах температуры $|\Delta T| \approx 2 \dots 3$ °C и солености $|\Delta S| \approx 8 \dots 10$ ‰ и общей отрицательной T, S -корреляции, которые характеризуют рассматриваемый район. Других сведений об условиях в этом районе, кроме классической работы Вюста [271], построенной на архивных (далеко не синоптических) данных, и работы Гаде [123], у нас нет. Данные Гриффитса и Симпсона дают основания для предположений о том, что распределение вод указанного района с поверхности за счет стока рек Ориноко

и Амазонки приводит к интенсивному прогреву приповерхностного слоя за счет солнечной радиации. По-видимому, этот прогрев и устойчивые пассатные ветры с ноября по май в существенной мере снижают температурные контрасты в верхнем слое океана.* Гриффитс и Симпсон [138] отмечают, что, согласно их наблюдениям, более резкие горизонтальные градиенты температуры наблюдаются

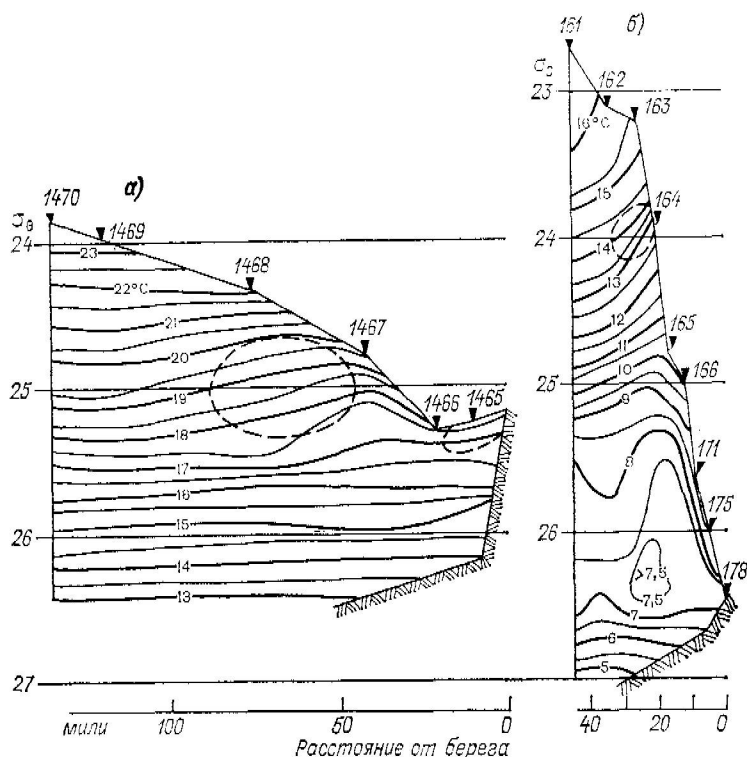


Рис. 3.30. Распределение температуры как функции условной потенциальной плотности (σ_θ) в районе Перуанского апвеллинга (а) по данным автора и в районе Орегонского апвеллинга (б) по данным из [140].

Пунктиром обведены области максимальной термоклинности, связанной с подъемом холодных глубинных вод.

в более глубоких слоях, удаленных от поверхности на 100 м и более. Это сообщение согласуется со сделанным выше предположением, но нуждается в дальнейшей проверке на основе данных непрерывных регистраций температуры и солености на нескольких горизонтах на ходу судна и спутниковых ИК данных.

* Это подтверждено Р. Гриффитсом в частном сообщении в ответ на мой запрос (К. Ф.).

3.3. Соленостные фронты, образуемые распространением вод речного стока в прибрежных районах

В настоящее время можно уже отнести к легендам упоминания старинных лодий о том, что во время паводка р. Нила шкиперы могли пополнять запасы пресной воды на своих судах, черпая ее прямо с морской поверхности вблизи левантийского побережья Средиземного моря. Сток Нила теперь зарегулирован высотной Ассуанской плотиной, и следы изобильных выносов пресных вод из дельты в море на восток и затем на север узкой полосой вдоль левантийского берега сохранились лишь в донных отложениях. Они, подобно лодиям, свидетельствуют о том, что воды Нила распространялись на большие расстояния от дельты, практически не смешиваясь с водами моря и не осолонаясь в течение долгого времени, что само по себе уже указывает на любопытные стороны динамики и перемешивания на границах пресных вод, втекающих в море. Эти границы должны были быть во время паводка Нила очень стабильными и резкими.

Несмотря на значительное число районов, где подобная ситуация имеет место, и на очень интересные физические, геохимические, биологические и геологические последствия подобных «столкновений» речных и морских вод, детальные физические условия в областях интенсивного речного стока в океаны и моря еще очень плохо документированы. Хотя данные об объемах стока и расходах для большинства крупных рек, впадающих в океан, в литературе имеются (см., например, табл. 3.2), неизвестны характерные размеры линз распресненных вод, образующихся на поверхности прибрежных акваторий в различные фазы паводка, и неизвестна зависимость этих параметров от интенсивности стока (расхода) реки. Соответственно пока нельзя предсказать, на каком расстоянии от берега должны располагаться наиболее резкие соленостные фронты и каковы будут средняя и минимальная солености распресненной воды в линзе, ограниченной этими фронтами. Известно, что все эти характеристики должны быть различными для стока рек через дельту и для типичного эстуарийного режима (см., например, [91]). Однако встречаются и промежуточные режимы, характеристики которых зависят от формы устья реки, интенсивности ее стока и локальных приливных явлений. Если река имеет эстуарий, то в нем могут формироваться свои эстуарийные фронты независимо от тех, которые ограничивают линзу распресненных вод в открытом море и которые мы будем называть стоковыми фронтами. В больших эстуариях приливное перемешивание может быть настолько интенсивным, что стоковые фронты за пределами эстуария могут вообще отсутствовать. В конечном счете все многообразие режимов определяется соотношением расхода реки, формой и размерами устья, интенсивностью приливного перемешивания, общей глубиной и протяженностью шельфа. В таких условиях очень трудно построить достаточно универсальную теорию явления и описать последовательно все его

Таблица 3.2

Река	Средний годовой сток, км ³ в год	Максимальный расход, 10 ³ м ³ /с	Литературный источник и примечания
Амазонка	5500	200	[134, 222]
Енисей + Обь *	1428	210	70 % стока за 2 мес паводка [2, 3]
Конго	1190	40	[126, 134]
Ориноко	1080	65	[123]
Лена	650—700	100—120	80 % стока за 2 мес паводка [2, 3]
Янцзы	677	?	[151]
Миссисипи	300—500	22—56	[134, 151]
Волга	250	24,8	[46]
Колумбия	230	20	[196]
Дунай	200	10,1	[46]
Печора	130	?	[46]
Нева	80	3	[46]
Коннектикут	17—18	1,7—2,5	[126]
Гудзон	17	?	[90]

* В связи с близкими местами впадения в Карское море обе реки образуют единую распресненную линзу на поверхности моря.

стороны, включая фронты. Тем не менее прогресс исследований в последние годы позволяет надеяться на то, что в ближайшее время удастся успешно описать основные черты структуры, поведения и динамики как стоковых, так и эстуарийных фронтов. В данном разделе хотелось бы просуммировать имеющиеся натурные наблюдения за этими фронтами и дать обзор основных теоретических результатов. Рассмотрим в первую очередь стоковые фронты.

3.3.1. Стоковые фронты

Распресняющее влияние великих сибирских рек Оби, Енисея и Лены в окраинных морях Арктического бассейна известно с незапамятных времен. Судя по наблюдаемому здесь явлению «мертвой воды» *, слой распресненных вод во время речного паводка в этих морях должен быть порядка 3—5 м толщиной. Паводковые выносы таких рек, как Енисей и Лена, могут составлять 70—80 % их годового стока, причем их расходы при этом могут достигать 100—120 тыс. м³/с [3]. Условия в этом районе, однако, существенным образом осложнены таянием морского льда в весенне-летний период, за счет чего к паводковому стоку рек вдоль всего арктического побережья Евразии добавляются существенные количе-

* Аномально высокое сопротивление движению судов за счет внутренних волн, возбуждаемых на поверхности раздела между пресной и соленой водами.

ства талой воды очень низкой солености [2]. Таяние припайного льда и зимнего ледяного покрова в прибрежной полосе шириной 100 км вдоль всего побережья от Белого моря до Берингова пролива дает количество пресной воды, равное (по порядку) суммарному годовому стоку всех крупных рек этого района. Присутствие мощных распресняющих факторов в прибрежной зоне арктических морей приводит к тому, что распресненные воды в летнее время занимают в них огромные площади: 573 тыс. км² в пределах изогалины 25 ‰ в одном Карском море, куда впадают реки Обь и Енисей [2]. Дальнейшее перемешивание этих вод с морскими при относительной замкнутости Арктического бассейна обуславливает невысокую соленость верхних слоев Северного Ледовитого океана, которая даже подо льдом не превышает 32—33 ‰. Но и на этом фоне в весенне-летнее время должны возникать стоковые соленостные фронты. Ввиду специфичности указанных выше условий их формирования в этом районе стоковые фронты Арктического бассейна должны быть объектом специального рассмотрения.

Стоковые фронты в океане возникают в тех случаях, когда воды речного стока, не успев в существенной мере перемешаться с морскими водами в устье или эстуарии, образуют на поверхности океана сравнительно тонкий слой («линзу») пресных или существенно распресненных вод. Резкие соленостные фронты ограничивают такую линзу вдоль ее внешней, обращенной к океану стороны, а непосредственно под нею образуется вертикальный скачок плотности, столь резкий, что турбулентное перемешивание через эту границу должно быть существенно подавленным. Объем распресненной воды в линзе соответствует лишь некоторой доле годового стока, причем эта доля должна существенно зависеть от условий перемешивания стоковых вод с водами океана и может быть очень различной. Так, например, если бы в стоковой линзе р. Ориноко содержался весь годовой сток пресной воды, то ее площадь в границах 20 ‰ была бы в 12 раз больше той, которая наблюдается в действительности: 290 тыс. км² вместо 25 тыс. км². С другой стороны, в стоковой линзе р. Коннектикут [126, 128] содержится лишь 1/2000 годового стока. Соотношение $\bar{h}/l$ средней толщины линзы ($\bar{h}$) и ее поперечника по нормали к берегу (l), судя по наблюдениям [123, 128, 151], является для всех рек очень консервативной величиной и имеет порядок 10^{-4} , что делает линзу по своим пропорциям подобной листу писчей бумаги. Естественно при этом ожидать, что основные процессы перемешивания линзы с окружающими водами океана могут быть описаны в рамках концепции «боковой» или горизонтальной турбулентной диффузии в плоскости x, y . Вертикальное перемешивание в силу высокой гидростатической устойчивости пикноклина не должно, казалось бы, играть существенной роли. Этот вопрос, однако, остается по сей день спорным. Более ранние работы, например Такано [242], характеризовались явной тенденцией считаться только с горизонтальной диффузией, тогда как более поздние работы [84, 91, 127, 196] делают упор на важности вертикального турбулентного обмена.

Цитированная в числе других модель мелкомасштабных фронтов стокового характера, предложенная Гарвиным [127] *, привлекательна своим правдоподобием, которое не в малой степени связано с предположением ее автора о турбулентном вовлечении пресной воды вертикально вниз через фронтальный раздел в толщу подтекающих под линзу соленых вод океана. Именно такое направление вовлечения может объяснить и сохранение высокой степени распресненности вод в линзе, и характер их циркуляции в вертикальной плоскости, нормальной к фронту, и резкость самого фронта.

Можно считать, что в стационарном случае потери пресной воды из линзы за счет вертикального вовлечения в точности компенсированы постоянным пополнением воды в линзе за счет стока реки. Общее количество воды, уходящей из линзы за счет вовлечения, должно быть прямо пропорционально площади фронтального раздела и соответственно периметру внешнего фронта линзы b_f и ее толщине $\bar{h}$. Ввиду тонкости линзы ($\bar{h}/l \simeq 10^{-4}$) можно представить себе процесс потери воды из линзы за счет вовлечения как горизонтальную диффузию через всю фронтальную границу длиной b_f , обращенную в сторону океана. Коэффициент диффузии K_l при этом должен быть величиной постоянной, поскольку во всех случаях он параметризует один и тот же процесс. Предельные горизонтальные размеры пятна, растекающегося под влиянием избыточного горизонтального градиента давления, должны быть тогда связаны с расходом реки q и разностью средних значений солености воды в линзе ($\bar{S}$) и за ее пределами (S_0). Поэтому на основании соображений размерности можно написать

$$K_l b_f \sim q d, \quad (3.4)$$

где $d = S_0/(S_0 - \bar{S})$ — коэффициент разбавления речного стока, которое неизбежно имеет место за счет приливного и волно-ветрового перемешивания. Правая сторона в (3.4) представляет собой разбавленный до средней солености воды в линзе расход реки. Левая сторона в (3.4) пропорциональна интегрированному по всей длине b_f стокового фронта расходу вовлекаемой распресненной воды. Для того чтобы (3.4) превратилось в равенство, следует определить безразмерный коэффициент пропорциональности R , зависящий от толщины линзы $\bar{h}$, поскольку площадь фронтального раздела, через который происходит вовлечение, зависит не только от b_f , но и от $\bar{h}$. Тогда (3.4) станет

$$R K_l b_f = q d. \quad (3.5)$$

Воспользуемся для определения R известным выражением для времени релаксации неоднородностей за счет диффузии

$$t = \frac{l^2}{K_l}. \quad (3.6)$$

* См. ниже с. 196—199.

Здесь t — характерное время релаксации линзы в отсутствии ее подпитки стоком реки. В принципе в стационарном случае t можно положить равным времени обновления всего содержания пресной воды в линзе за счет речного стока

$$t = \frac{Q_{\text{п}}}{q},$$

где $Q_{\text{п}}$ — полное содержание пресной воды в линзе и

$$Q_{\text{п}} = Q \frac{S_0 - \bar{S}}{S_0} = \frac{Q}{d} = \frac{Ah}{d},$$

где $Q = Ah$ — полный объем линзы и $A = b_f l$ — ее площадь.

Соответственно

$$t = \frac{Ah}{qd} = \frac{b_f l \bar{h}}{qd}. \quad (3.7)$$

Приравняв (3.6) и (3.7), получим

$$K_l = \frac{q dl^2}{Ah} = \frac{q dl}{b_f \bar{h}}. \quad (3.8)$$

Сравнивая (3.8) и (3.5), найдем, что

$$R = \bar{h}/l. \quad (3.9)$$

Воспользуемся теперь имеющимися в литературе сведениями о характеристиках стоковых линз рек Коннектикут, Миссисипи и Ориноко [123, 126, 128, 151] для выяснения порядка величины K_l , ее постоянства и, следовательно, справедливости соотношений (3.5) и (3.8). Для удобства необходимые данные сведены в табл. 3.3, где можно найти значения расходов рек и масштабные характеристики линз, цитированные авторами или взятые из их таблиц или карт (строки 1—7), а также вычисленные производные величины d , R , Q , $Q_{\text{п}}$ и t (строки 8—12) и относительные (безразмерные) характеристики l_i , t_i , $\bar{h}_i$, d_i и q_i (строки 13—17), пронормированные делением на средние * значения соответствующих величин для р. Коннектикут (l_c , t_c , $\bar{h}_c$, d_c и q_c).

Подстановка известных из наблюдений значений q , $\bar{h}$, l , A и d в выражение (3.8) дает, как показывает строка 18 табл. 3.3, очень близкие для всех трех рек значения K_l , среднее из которых равно $2 \cdot 10^3$ м²/с. Это обстоятельство дает возможность достаточно точно оценить «время заполнения линзы» t по одному лишь известному перечню линзы l из (3.6). Особенно интересно то, что для всех рассмотренных рек времена заполнения линз t существенно различны и тем больше, чем больше расход реки q (см. строку 12 в табл. 3.3). В силу того, что основные параметры распределенных стоковых линз всех трех рассмотренных рек удовлетворяют соот-

* Из всех значений, цитированных в [126, 128, 131].

Таблица 3.3

Номер строки	Обозначение **	Единица измерения	Коннектикут *	Миссисипи [151]	Ориноко [123]
Наблюдения					
1	$q \cdot 10^{-3}$	м ³ /с	1,68	22,6	65,0
2	$A_{20} \cdot 10^{-6}$	м ²	41,8	$0,9 \cdot 10^4$	$2,5 \cdot 10^4$
3	$\bar{h}_{20}$	м	1,0	4,5	10
4	$l_{20} \cdot 10^{-3}$	м	5,4	50	75
5	$b_{f(20)} \cdot 10^{-3}$	м	8,3	200	350
6	S_0	0/00	25	36	35
7	$\bar{S}$	0/00	10	10	10
Производные величины					
8	d	—	1,67	1,38	1,40
9	R	—	$1,85 \cdot 10^{-4}$	$0,9 \cdot 10^{-4}$	$1,33 \cdot 10^{-4}$
10	$Q \cdot 10^{-6}$	м ³	41,8	$40,5 \cdot 10^3$	$250 \cdot 10^3$
11	$Q_{\Pi} \cdot 10^{-6}$	м ³	25,1	$29,2 \cdot 10^3$	$178 \cdot 10^3$
12	$t = \frac{Q_{\Pi}}{q}$	ч	4,15	358	759
Безразмерные характеристики					
13	l_i	—	1	9,3	13,9
14	t_i	—	1	86,4	182,9
15	h_i	—	1	4,5	10
16	d_i	—	1	0,83	0,84
17	q_i	—	1	13,4	38,7
Оценки					
18	$K_l \cdot 10^{-3}$ (3.8)	м ² /с	2	1,9	2,1
19	$\phi_f \cdot 10^{-3}$ (3.8)	м	7,6	174	343
20	$\bar{h}$ (3.12)	м	1	5	10
21	$l \cdot 10^{-3}$ (3.9)	м	5—10	25—50	50—100
22	t (3.11)	ч	4,15	359	802

* Средние из значений, приведенных в [126, 128, 131].

** Индекс «20» обозначает границы, взятые в пределах изогалины 20 ‰.

ношениям (3.6) и (3.8), и по причине постоянства K_l справедливым является соотношение

$$t_i = l_i^2, \quad (3.10)$$

позволяющее вычислить t , если известно только l , еще и по формуле

$$t = t_c l_i^2, \quad (3.11)$$

дающей удовлетворительные результаты (строка 22). Хотелось бы, однако, иметь возможность предсказать по известному значению расхода реки q хотя бы одну из основных характеристик линзы, например l , b_f или $\bar{h}$. Для этого можно воспользоваться выражением (3.8), из которого, положив приблизительно $R = \bar{h}/l \simeq 10^{-4}$, можно получить оценку b_f . Для всех рек в табл. 3.3 эти оценки получаются близкими к действительности. Из известных соотношений для этой же цели годятся формулы, предложенные Бондарем [89]. Но они получены в предположении полного отсутствия перемешивания между речной водой и водами моря и применимы лишь к участку, непосредственно примыкающему к устью. Лучшие результаты дает полученная нами эмпирическая зависимость

$$\bar{h} = \bar{h}_c (q_i d_i^2)^{2/3}, \quad (3.12)$$

удовлетворяющая широкому диапазону значений q и $\bar{h}$, содержащихся в табл. 3.3.

Зная $\bar{h}$, можно получить приближенное значение l из (3.9). Интересно, что для различных значений стока р. Коннектикут (табл. 3.4) из (3.12) получаются лишь незначительно колеблющиеся около 1 м значения $\bar{h}$, причем с ростом расхода они возрастают в достаточной мере, чтобы, как предполагал Гарвин [126], компенсировать прекращение роста площади линзы A_{20} по достижении предела, равного 60—70 км². Для рек Миссисипи и Ориноко расхождения с наблюдаемыми значениями получаются незначительными. Для р. Амазонки, сток которой, в соответствии с [222], достигает $200 \cdot 10^3$ м³/с, из (3.12) получится $\bar{h}_{20} \simeq 21,5$ м, что на деле не может осуществиться, так как мористее дельты находится очень широкий (100 км) и мелкий (около 12—15 м) шельф, на котором происходит интенсивное перемешивание речных вод с морскими. Воды с солесностью $S \leq 20$ ‰ доходят до дна в зоне шириной 70—100 км (рис. 3.31 а, б), и изогалина 20 ‰ затем поднимается наклонно к поверхности в зоне шириной 30—40 км. Общая ширина линзы в пределах изогалины 20 ‰ на поверхности колеблется от 120 до 150 км между низким расходом и паводком [134].

Получив из известного q оценку значения $\bar{h}_{20}$, можно приблизительно оценить l_{20} , считая, что $\bar{h}_{20}/l_{20} \simeq (1-2) \cdot 10^{-4}$. Эта оценка дает примерное расстояние от берега до соленостных стоковых фронтов, поскольку, как показывают работы [123, 128, 151], максимальные градиенты солесности во всех рассмотренных случаях практически совпадают с положением изохалинной поверхности $S = 20$ ‰ (рис. 3.32). Зная q , $\bar{h}_{20}$, l_{20} , d и K_i , можно использовать (3.8) для оценки A и (3.11) или (3.7) для оценок t .

Приливное перемешивание, по-видимому, важно учитывать в явной форме в случае стоковой линзы р. Коннектикут, площадь которой A_{20} и поперечник l_{20} заметно меняются в течение приливного цикла (12 ч 24 мин) [128]. Именно по этой причине и пришлось использовать в предшествующих оценках осредненные параметры стока и стоковой линзы этой реки. Однако для таких

Таблица 3.4

Характеристика стоковой линзы р. Коннектикут (исходные данные из [126])

Номер строки	Обозначение	Единица измерения	18/IV 1972 п.	21/IV 1972 о.	21/IV 1972 п.	1/V 1972 п.	1/V 1972 о.	12/VI 1972 п.	16/VI 1972 о.	30/III 1973 о.	13/IV 1973 о.	Средн.
1	$q^* \cdot 10^{-3}$	м ³ /с	1,44	3,13	2,26	1,20	2,20	0,47	1,29	1,55	1,56	1,68
2	$A_{20} \cdot 10^{-6}$	м ²	19,7	48,7	55,4	52,7	77,4	0,8	23,0	47,5	51,0	41,8
3	h_{20}	м	Нет данных для каждого случая									1
4	$l_{20} \cdot 10^{-3}$	м	?	7	5	5	8	1	?	6	6	5,4
5	$b_{f(20)} \cdot 10^{-3}$	м	?	7	11	11	10	1	?	8	10	8,3
6	S_0	0/00	25									25
7	$\bar{S}$	0/00	10									10
8	d	—	1,67									1,67
9	R	—	$1,85 \cdot 10^{-4}$									$1,85 \cdot 10^{-4}$
10	q_i	—	0,86	1,86	1,35	0,71	1,31	0,28	0,77	0,92	0,93	1
11	l_i	—	?	1,30	0,93	0,93	1,48	0,19	?	1,11	1,11	1
12	h (3.12)	м	0,9	1,5	1,2	0,8	1,2	0,4	0,8	1,0	1,0	1,0
13	$l \cdot 10^{-3}$ (3.9)	м	4,9	8,1	6,5	4,3	6,5	2,2	4,3	5,4	5,4	5,4
14	t (3.11)**	ч	?	7,0	3,9	3,9	6,1	0,8	?	4,6	4,6	4,0
15	t (3.6)	ч	3,3	9,1	5,9	2,6	5,9	0,7	2,6	4,1	4,1	4,3
16	$b_f \cdot 10^{-3}$ (3.8)	м	6,5	14,0	10,2	5,4	9,9	2,1	5,8	7,0	7,0	7,5
17	$b_{f=}(T) \cdot A/l_{\text{выч}} \cdot 10^{-3}$	м	4,0	6,0	8,5	12,2	11,9	0,4	5,3	6,8	7,3	6,9

п.— прилив; о.— отлив.

* Среднее значение за половину приливного цикла (6 ч 12 мин) с поправкой на приливное течение (чистый речной сток).

** $t=4,15 l_{2i}^2$ (ч).

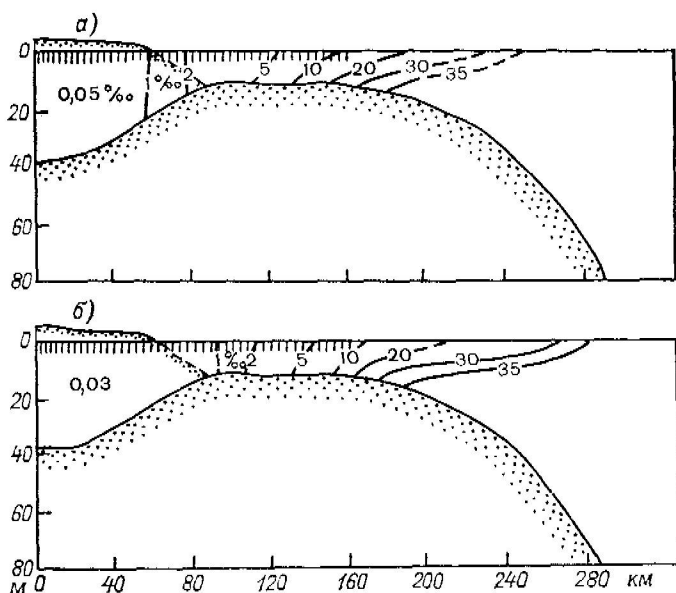


Рис. 3.31. Вертикальный разрез в поле солёности через стокую линзу р. Амазонки, по [134], во время минимального расхода (а) и во время паводка (б).

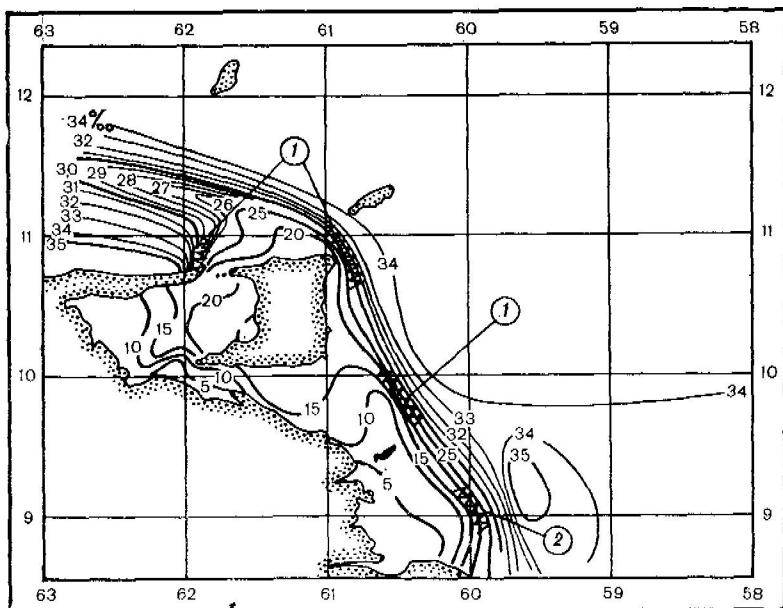


Рис. 3.32. Распределение солёности вблизи поверхности океана в стокую линзу р. Ориноко, по [123].

Зигзагообразной линией обозначены области наиболее значительных фронтальных градиентов солёности, достигающих более 1‰/км (1) и $0,5\text{‰/км}$ (2).

крупных рек, как Миссисипи и тем более Ориноко, флюктуации стока, вызываемые приливным течением в устье, составляют лишь очень малую долю расхода. В этом случае приливное перемешивание неявно и в достаточной мере учитывается лишь эмпирически через d и K_L .

Рассмотрим теперь характеристики и динамику самих стоковых фронтов, ограничивающих распределенную линзу. Разрез через сто-

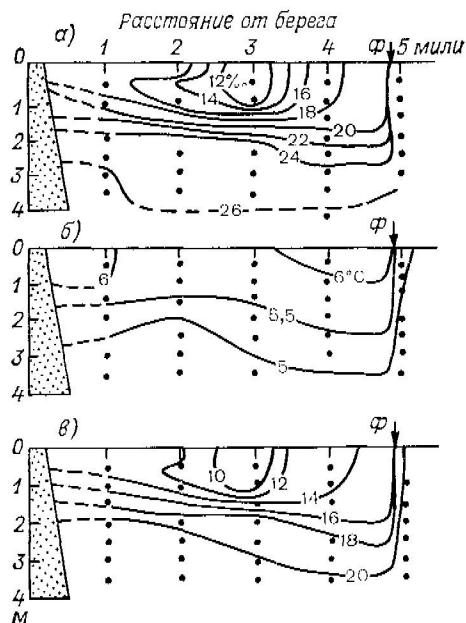


Рис. 3.33. Распределение солености (а), температуры (б) и условной удельной плотности (в) в стоковой линзе р. Коннектикут, по данным Гарвина [126].

Буквой Φ обозначен фронтальный раздел.

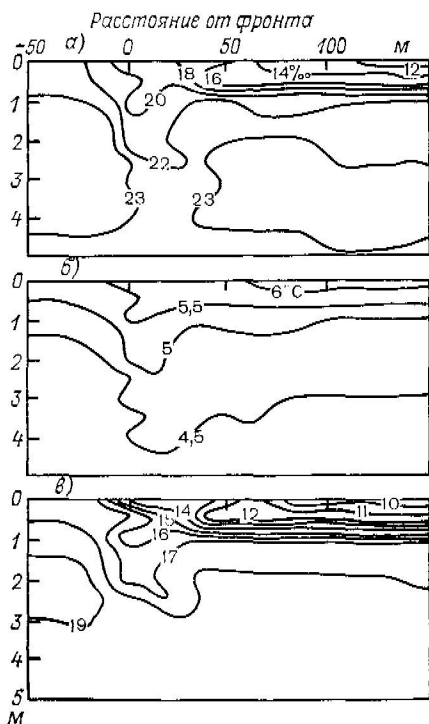


Рис. 3.34. Детали распределения солености (а), температуры (б) и условной удельной плотности (в) вблизи фронтального раздела стоковой линзы р. Коннектикут, по данным Гарвина [126].

ковую линзу р. Коннектикут (рис. 3.33 а, б, в) по нормали к основному фронту изображает последний в поле солености (а) в виде резкой, почти вертикальной линии раздела (Φ), в которую слились изогалины от 20 до 24 ‰. На глубине около 3 м фронтальный раздел претерпевает излом и затем располагается практически в горизонтальной плоскости. Распределение плотности (в) практически повторяет распределение солености. Температурные контрасты между линзой и окружающей водой невелики (б), а в области основного фронтального раздела (Φ) слегка размыты по

сравнению с контрастами солёности. На более детальном разрезе через фронтальный раздел, хорошо проявляющийся на поверхности в виде цветового контраста (от бурого к сине-зеленому), отчетливо видно (рис. 3.34 а), что основной солёностный контраст в 11 ‰ (от 12 до 23 ‰) укладывается в зону шириной всего лишь около 150 м с максимальным градиентом солёности, достигающим 4 ‰ на 20 м (или 0,2 ‰/м).^{*} Плотностной контраст в той же зоне (рис. 3.34 в) достигал 9 ед. σ_t , причем температурный контраст в 1,5 °С при температурах около 5—6 °С мало что добавлял к плотностному контрасту за счет солёности. По-видимому, столь резкие горизонтальные контрасты солёности и плотности, превышающие на один-два порядка горизонтальные градиенты солёности фронтов открытого океана, характерны для всех стоковых фронтов. Бэкер и Прам-Родевальд [85] сообщают, что в Гельголандской бухте Северного моря распресненная линза рск Эльбы и Везера ограничена стоковыми фронтами с горизонтальными градиентами от 0,2 до 0,4 ‰ на 100 м. Градиенты солёности до 0,8—1,0 ‰ на 100 м характеризуют стоковые фронты р. Гудзона в Нью-Йоркской бухте [90, 91]. Даже сравнительно грубые измерения в районе стока р. Ориноко со станциями через 15 миль [123] дают горизонтальные градиенты солёности до 0,5—1,0 ‰ на 1 км (см. рис. 3.32). На деле же можно ожидать и здесь локальных контрастов солёности порядка нескольких промилле, укладываемых в узкие фронтальные зоны до 100—200 м шириной.

Об этом же свидетельствуют, например, и резкие цветовые контрасты, наблюдавшиеся многими исследователями в стоковой линзе р. Амазонки.

Подобные контрасты позволяют считать, что для стоковых фронтов всех рек, малых и больших, характерный поперечный масштаб L_Φ может быть принят равным 100 м. Это в свою очередь дает оценку фронтального числа Кибеля—Россби

$$Ki = \frac{u_\Phi}{fL_\Phi}, \quad (3.13)$$

где u_Φ — характерная скорость перемещения стокового фронта относительно нижележащей солёной воды (или скорость подтекания солёных океанических вод под стоковый фронт), порядка 30 (при $u_\Phi = 30$ см/с и $f = 10^{-4}$ с⁻¹).

Наилучший способ оценки u_Φ следует из соображений динамики длинных свободных внутренних волн, чья фазовая скорость c на поверхности раздела между распресненной линзой и солёной водой океана

$$c = \left(\frac{g \Delta \rho}{\rho_0} h \right)^{1/2}, \quad (3.14)$$

^{*} Еще более резкие контрасты и градиенты регистрировались на эстуарийных фронтах (см. подраздел 3.3.2 ниже). В заливе Делавэр изменения солёности на поверхности достигали, например, 4 ‰/м [166].

где $\Delta\rho$ — контраст плотности в пикноклине под линзой, а ρ_0 — плотность вод океана, должна быть равной по порядку скорости перемещения фронта $c \approx u_\phi$ [91, 128, 158]. При $\Delta\rho = 2 \cdot 10^{-2}$ и $\bar{h} = 1$ м (р. Коннектикут) $u_\phi = 44$ см/с, а при $\Delta\rho = 10^{-2}$ и $\bar{h} = 10$ м (р. Ориноко) $u_\phi = 98$ см/с. Однако в случае крупномасштабного стокового фронта, как мы уже видели из [156] (см. также раздел 2.7), последний довольно быстро замедляет свое поступательное движение, бароклинная зона расширяется (возрастает масштаб L_ϕ) и число K_i может уменьшиться до 1—10. Возникает вдольфронтное геострофическое струйное течение со скоростью, которую приблизительно можно считать равной u_ϕ . Александр Гумбольдт наблюдал, например, исключительно сильные струйные течения на краю стоковой линзы р. Ориноко. В то же время нам представляется, что геометрию линзы можно рассматривать в рамках схематизированной модели вязкого двуслойного течения, связанного с градиентным растеканием тонкого слоя более легкой воды, изостатически «плавающего» на значительно более толстом слое тяжелой воды. При постановке задачи существенно важным является вопрос граничных условий, которые позволяют учесть в той или иной форме вертикальную и горизонтальную турбулентную вязкость.

В литературе имеются две широко известные физические модели распространения линзы стоковых речных вод в приустьевой области океана. Это модель Такано [242] и модель Гарвина [127]. Первая модель использует традиционный для 50-х годов метод полных потоков, дающий возможность получения аналитического решения системы линеаризованных уравнений Навье—Стокса с учетом одного лишь горизонтального турбулентного трения и влияния вращения Земли на движение стоковых вод в океане. В модели Гарвина также рассматривается линза пресной воды, изостатически плавающая на поверхности воды океанической солености. В исходных уравнениях движения сохраняются нелинейные адвективные члены и вертикальные сдвиговые напряжения, тогда как эффектом вращения Земли и боковым трением пренебрегают. Кроме этого, Гарвин ввел в рассмотрение еще и эффект турбулентного вовлечения на поверхности раздела двух вод, движущихся друг относительно друга со скоростью $u_\phi = c$, где c определяется выражением (3.13).

Боуман [90], исследовавший модель Такано применительно к стоковой линзе р. Гудзона, нашел, что наиболее близкие к натурным данным результаты получаются при $K_t = 10^4$ м²/с. Эффект вращения Земли обуславливает при этом умеренное отклонение стоковой линзы вправо от направления стока. Однако трудно сказать, соответствует ли в действительности модель Такано натурным условиям в этом смысле, поскольку геометрия Нью-Йоркской бухты позволяет отклонение стока только вправо. Любому отклонению влево здесь препятствует берег. Известно, однако, что у некоторых рек северного полушария наблюдается не антициклоническое, а циклоническое («влево») отклонение стока. Это может

быть, например, связано с постоянным вдольбереговым течением, которого модель Такано [242] не учитывает. Наблюдения за стоком р. Коннскикут [128], например, в большинстве случаев зарегистрировали отклонение стоковой линзы влево от устья. Влево отклоняется и сток р. Ориноко, стоковая линза которой вытянута на северо-запад от устья почти на 350 км [123]. Как уже говорилось выше, эффект вращения Земли в этом случае сказывается в основном на динамике стокового фронта, а не на геометрии линзы.

Можно также считать, что модель Такано в силу пренебрежения вертикальной турбулентной вязкостью требует завышенных значений K_t даже по сравнению с теми, которые были получены выше (см. с. 189) при анализе типичных размеров стоковых линз для различных интенсивностей речного стока.

Из-за своего интегрального характера модель Такано не может описать и самих стоковых фронтов. Значения толщины линзы в соответствии с этой моделью должны постепенно сходить на нет до нуля по мере удаления от устья, причем поперечное сечение стоковой линзы вдоль оси движения не очень похоже на то, что наблюдается в действительности. В натуре, насколько можно судить по имеющимся данным наблюдений [90, 91, 126, 131], толщина h примерно одинакова по всей площади стоковой линзы и начинает резко убывать лишь вблизи внешнего фронта. По данным Гарвина и Монка [209], область со значительным наклоном поверхности раздела в линзе р. Коннскикут имела ширину всего лишь около 50 м (см. рис. 3.33 и 3.34).

По-видимому, горизонтальная турбулентная диффузия («боковое трение») представляет важность лишь при решении задач о предельных размерах стоковых линз.

Модель Гарвина [127] и более поздний анализ Боумана [91] показали, что для описания динамики самих стоковых фронтов более важным является учет вертикальной турбулентной вязкости и турбулентного вовлечения на поверхности раздела между легкой и тяжелой жидкостями.

Модельные расчеты Гарвина [127] показали, что распределение скоростей течения вблизи фронтального раздела ближе всего соответствует наблюдаемому в действительности при вовлечении пресной воды сверху вниз в соленую. Распределение рассчитанной условной удельной плотности при этом также оказалось подобным наблюдавшемуся в природе, причем область с существенным наклоном поверхности раздела dh/dx оказалась не шире 40 м, а предельная толщина линзы оказалась около 2 м в полном соответствии с натурными данными. Вовлечение воды из стоковой линзы вниз через поверхность раздела подтверждается и сравнением наблюдавшегося интегрального переноса в стоковой линзе с вычисленным. Во всех случаях значение интегрального потока $U =$

$$= \int_0^h u dz, \text{ полученное из наблюдений, оказалось отрицательным}$$

(от $-0,1$ до $-0,4$ м²/с), что возможно лишь при турбулентном вовлечении сверху вниз. Расчет в соответствии с моделью дает характерные значения $U = -0,1$ м²/с, что хорошо соответствует натурным данным. Из вычислений видно, что резкость стокового фронта действительно возрастает при вовлечении сверху вниз, что усиливает прифронтальную конвергенцию и соответственно увеличивает скорость опускания вод вблизи фронта. Расчеты Гарвина с вовлечением сверху вниз дают скорость опускания около 18 см/с. Вертикальные скорости такого порядка не должны вызывать удивления, так как разность горизонтальных скоростей поперек фронта при этом достигает 80 см/с на расстоянии всего лишь 50—100 м.

Вывод Гарвина о важности для динамики стоковых фронтов турбулентного вовлечения более пресной воды из стоковой линзы в нижележащие соленые воды является фундаментальным для понимания особенностей движения внутри стоковой линзы и за ее пределами в непосредственной близости от нее. В частности, из наблюдений за стоковой линзой р. Коннектикут [128] следует, что основной перенос воды в линзе, возникающий в результате стока реки, направлен чаще всего на юго-восток, тогда как вблизи основного стокового фронта, расположенного южнее, наблюдается перенос воды, направленный на юго-запад к фронту, т. е. по нормали к основному переносу. Этот дополнительный перенос может быть объяснен только в рамках рассмотренной выше динамики стокового фронта с участием турбулентного вовлечения, направленного вниз. В принципе отсюда же следует, что динамику узкой прифронтальной области можно и нужно рассматривать отдельно от динамики всей стоковой линзы и что для решения этих различных по характеру задач можно пользоваться совершенно различными допущениями.

Важным результатом Гарвина [127] является и то, что стоковый фронт, согласно теории, должен перемещаться относительно подстилающей жидкости со скоростью, определяемой выражением (3.14). Однако на деле в неподвижной системе координат, связанной с Землей или, в частном случае, с берегом, расширение стоковой линзы и перемещение стокового фронта контролируется, как мы видели выше, расходом реки. В принципе в стационарном случае положение стокового фронта окажется фиксированным. В этом случае опускание и конвергенция на фронте окажутся тем механизмом, который будет затягивать окружающую соленую воду под фронт. Наблюдения Гарвина и Монка [131], по-видимому, подтверждают существование такого потока под квазистационарный фронт. Однако Гарвин в более поздней работе [128] подчеркивает независимость поля движения в окружающей линзу воде пролива Лонг-Айленд от движения самой линзы и воды в ней. Необходимо учесть, однако, что в данном случае в проливе имели место сильные приливные течения. Важность параметра, определяемого выражением (3.14), состоит, по мнению Гарвина [128], еще и в том, что сравнением с ним можно определить характер течения воды в стоковой линзе. Если вода в линзе растекается со скоростью,

превышающей фазовую скорость c , то длинные внутренние волны не могут достигать источника распресненной воды (устья реки) и влиять на исходный поток. Такая скорость стокового течения называется сверхкритической, так как плотностное число Фруда

$$Fr = \frac{u^2}{c^2} = \frac{u^2 \rho_0}{g h \Delta \rho} \quad (3.15)$$

в этом случае превышает 1, а число Ричардсона становится меньше 1.

Наблюдения в стоковых линзах многих рек показали, что стоковые течения, как правило, являются сверхкритическими, но что нарушений устойчивости поверхности раздела стоковой линзы при этом не происходит.

Дальнейшие обобщения теоретического анализа Гарвина были выполнены недавно Као и др. [158] в нестационарном численном варианте и Г. И. Шапиро [74] в плане построения простой аналитической модели нестационарного плотностного фронта, находящегося под действием касательного напряжения ветра. Численная модель Као и др. [158] включает кориолисов эффект и, таким образом, распространяется на фронты более крупного масштаба, но имеющие такую же интрузионно-плотностную структуру, что и стоковые фронты (например, фронты между шельфовыми и склоновыми водами у восточного побережья Северной Америки). Такие фронты характеризуются малыми числами Кибеля—Россби ($Ki \sim 10^{-1}$) и их стационарность достигается за счет квазигеострофического вдольфронтального течения. Результаты Као и др. показывают, что на это требуется время порядка $10/f$. С другой стороны, оказывается, что эффект вращения Земли ослабляет прифронтальную конвергенцию и опускание легкой воды вблизи фронта. Модель Као и др. также дает возможность исследовать влияние ветра и экмановского дрейфа на циркуляцию вблизи фронта и наклон фронтальной поверхности.

Шапиро [74] с самого начала пренебрег вращением Земли, инерционными членами и «боковым трением», сохраняя эффект нестационарности лишь в уравнении неразрывности, положив w равным изменению толщины слоя легкой жидкости. Введение касательного напряжения ветра τ через граничное условие на свободной поверхности линейно добавляет к градиентной циркуляции легкой воды в поверхностной линзе еще и ветровую циркуляцию, подчиняющуюся известным соотношениям теории ветровых течений замкнутого мелкого моря [76]. Постановка задачи позволяет задать непрерывное поступление легкой воды в линзу, например, за счет речного стока. Однако наложенное в самом начале условие малости плотностного числа Фруда ($Fr \ll 1$) ограничивает приложение развитой теории той фазой эволюции стоковых фронтов, когда линза уже сформировалась и дальнейшее поступление воды в линзу прекратилось. В частном случае $\tau = 0$ решения, полученные Шапиро, близки к результатам Гарвина [127], однако специальный упор на роли ветра и пренебрежение турбулентным вовле-

чением на поверхности фронтального раздела не позволяют извлечь из этих решений что-либо новое для понимания динамики самих стоковых фронтов в активной фазе их существования. Оценки, выполненные Шапиро, трудно приложимы к таким фронтам из-за малости принятого контраста плотности $\gamma = 10^{-3}$ и требования малости числа Фруда.

3.3.2. Эстуарийные фронты

Гидрологические условия прибрежных вод, лагун, фиордов, заливов и эстуариев настолько своеобразны, что по данному вопросу имеется своя обширная специальная литература как периодического, так и монографического характера. Движению вод в эстуариях свойственны многие закономерности, характерные для русловых потоков. Но, с другой стороны, воды в эстуариях сильно стратифицированы, что вовсе не характерно для обычных русловых потоков и, наоборот, сближает динамику вод эстуариев с динамикой вод океанов и морей. В данном сравнительно небольшом разделе было бы невозможно подробно описать специфические условия, на фоне которых развивается эстуарийный фронтогенез и протекает эволюция весьма своеобразных фронтальных разделов. Поэтому читатель, специально интересующийся физической океанографией и гидродинамикой эстуариев, не найдет здесь большей части нужной ему информации и должен обратиться к широко известным классическим трудам Баудена, Камерона, Притчарда, Раттрэя и др. Основная цель данного раздела — показать, каким закономерностям подчиняется поведение границ между пресной и соленой водой в проточных бассейнах, чья ограниченность берегами и сравнительно неглубоким дном наряду с водообменом с открытым океаном определяет картину внутренней циркуляции вод.

Как справедливо указывает Клемас [162], классическая картина циркуляций в эстуариях, складывавшаяся в ходе исследований 10—20-летней давности, базировалась на рассмотрении упрощенной двумерной схемы движения вод в вертикальной осевой (продольной) плоскости эстуария и на концепции плавного изменения термодинамических характеристик в горизонтальном направлении. Наблюдения последних лет и особенно результаты аэрокосмических съемок в сочетании с детальными судовыми измерениями заставили пересмотреть эту классическую концепцию. Стало ясно, что в эстуариях имеют место чрезвычайно резкие продольные и поперечные градиенты скорости и плотности, связанные с фронтальными системами и играющие важную роль в динамике эстуарийной циркуляции.

Зачастую видимые проявления фронтов (полосы пены и мусора, изменения цвета и прозрачности воды), а также горизонтальные градиенты скорости и солености, связанные с фронтами, в эстуариях значительно резче, чем в открытом океане. Фронтальные градиенты солености в заливе Делавэр, по данным недавних измерений [167], например, достигают 4 ‰/м .

Именно наблюдения за фронтами в эстуариях, проводившиеся с малых плавсредств и с большей подробностью, нежели это возможно в открытом океане, вскрыли интересные особенности расположения полос пены, мусора и смены цвета (и прозрачности) вблизи фронтов. Полосы пены оказались признаком конвергенции течений на фронте, ограничивающим на поверхности крайний предел положения линзы распресненных вод. Полоса мусора и линия цветового контраста обычно смещены относительно полосы пены в сторону распресненных вод, как показано на схеме (рис. 3.35). Любопытная аэрофотография прибрежного фронта, четко выраженного в яркостном контрасте, со смещенной полосой пены приведена в [162].

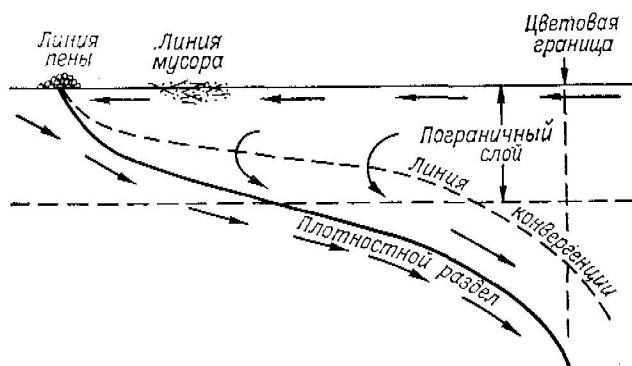


Рис. 3.35. Относительное распределение скоплений пены и мусора и цветовой границы вблизи эстуарийного фронта, по Клемасу [162].

Как правило, в эстуариях можно наблюдать два типа фронтальных разделов: тип I — фронтальные разделы, связанные с «соленостным клином» («salt wedge») и располагающиеся перпендикулярно оси эстуария; тип II — фронтальные разделы, связанные с взаимодействием приливных течений с рельефом дна эстуария и располагающиеся вдоль осей характерных особенностей донной топографии (главным образом вдоль оси эстуария). Классический «соленостный клин» и фронтальные разделы типа I более характерны для эстуариев, напоминающих по форме канал. Расход речной воды при этом должен быть сравним с максимальным притоком морских вод в эстуарий во время прилива и лишь незначительно превышать его. В таких эстуариях морские воды в нижнем слое проникают далеко вверх по течению реки и образуют придонный «клин» с наклонной верхней границей (см. схему на рис. 3.36 а). Оконечность клина образует внутри эстуария резкий придонный фронт, тогда как фронт вблизи поверхности может находиться за пределами устья эстуария и представлять собой стокковый фронт, ограничивающий линзу пресной или распресненной воды на поверхности моря или океана (см. подраздел 3.3.1). Фрон-

тальный раздел клина и его придонный фронт могут мигрировать на значительные расстояния вдоль эстуария от одной фазы приливного цикла к другой. Если у эстуария имеется существенное расширение непосредственно в приустьевой части, то и приповерхностные фронты, связанные с соленостным «клином», могут наблюдаться внутри нижней части эстуария. Характерными примерами эстуариев с соленостным клином могут служить эстуарии рек Темзы и Мерси или фьорд Нейт-Инлет в Британской Колумбии (Канада).

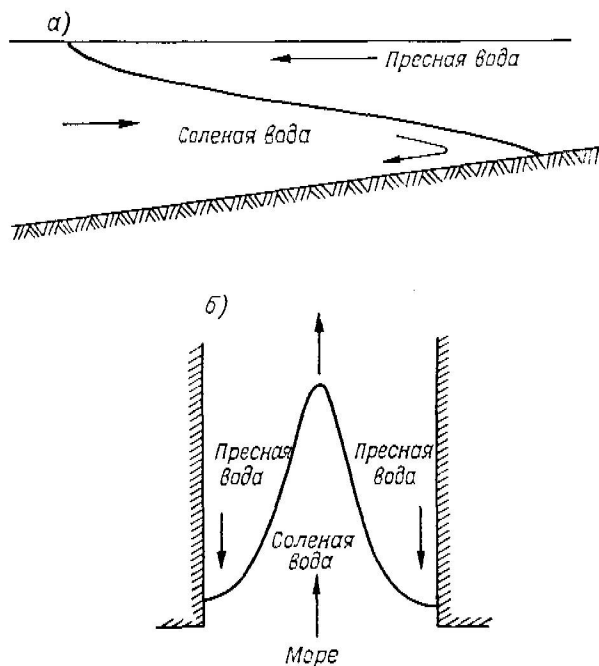


Рис. 3.36. Соленостный клин в вертикальной осевой плоскости эстуария (а) и в горизонтальной плоскости в устье небольшой реки (б).

Фронтальные разделы типа II чаще встречаются в неглубоких эстуариях значительной ширины со сложным, расчлененным рельефом дна. Они могут возникать также при сравнительно слабом расходе реки, когда соленые воды во время прилива вторгаются в эстуарий вдоль оси наиболее глубокой части русла во всем слое от поверхности до дна, образуя V-образный клин не в вертикальной, а в горизонтальной плоскости (рис. 3.36 б). Такой клин быстро продвигается вверх по течению, будучи ограничен с флангов очень резкими фронтами. Кинофильм, показывающий продвижение такого клина вверх по реке и его отступление при отливе, демонстрировал на 14-м Общем собрании СКОРА в 1978 г. Дж. Симпсон. Но даже когда распределение речных и морских вод в эстуарии остается

в основном двуслойным, взаимодействие разнонаправленных течений (речного стока и прилива) с рельефом дна может приводить к формированию сильных локальных конвергенций (фронтов), положение которых, с одной стороны, четко коррелирует с особенностями донной топографии, а с другой — может существенно меняться от одной фазы прилива к другой. Залив Делавэр [162] особенно богат фронтами типа II, хотя, по свидетельству Клемаса, в нижней его части образуются и фронты типа I.

Таблица 3.5

Характеристики эстуарийных фронтов, по Клемасу [162]

Характеристика	Тип I Фронты, связанные с „клином“	Тип II Фронты взаимодейст- вия с рельефом дна
Расположение	Нижняя часть залива	Верхняя и нижняя части залива
Направление	Перпендикулярно оси течения реки	Параллельно оси течения реки
Скорость перемещения фронта, см/с	10—60	5—20
Пределы смещений фронта, км	>10	±0,3
Скорости конвергентных течений, см/с	2—20	5—40
Сдвиг скорости через фронт, см/с	1—5	5—20
Изменение глубины исчезновения белого диска, м	1,0—2,2	0,4—1,6
Изменение цвета	Умеренное	Сильное
Концентрация пены и нефти	Умеренная	Сильная
Концентрация мусора и красителя	Умеренная	Сильная
Преломление и подавление волн	Умеренное	Сильное
Изменение температуры, °C	0—2	0—3
Изменение солености, ‰	1—4	0,5—3

В табл. 3.5 даны характеристики указанных выше двух типов фронтов по наблюдениям Клемаса в заливе Делавэр.

В эстуариях, как показывают наблюдения, могут развиваться струйные вдольбереговые течения, во многом похожие на струйные прибрежные течения, описанные Ксанади [100]. Они, однако, отличаются от последних тем, что основной движущей силой в эстуариях являются градиенты плотности и давления, связанные с притоком рассредоточенных вод, а не касательное напряжение ветра, как в моделях Ксанади. Сильные ветры, однако, могут существенно модифицировать картину течений и фронтов в эстуариях.

Если эстуарий глубокий, например залив Святого Лаврентия, то вдольбереговые струйные течения и связанные с ним фронтальные разделы приобретают квазигеострофический характер. Интересным примером этого является течение Гаспе в заливе Святого Лаврентия [243, 244], с которым связан характерный соленостный фронт (рис. 3.37) и хорошо заметная на спутниковых

ИК изображениях полоса холодной воды вдоль фронта на поверхности. Берег оказывает на течение Гаспе стабилизирующее влияние. При удалениях от берега струйное течение испытывает неустойчивость и на нем образуются крупные волнообразные возмущения [244], вызывающие значительные перемещения фронтов.

Вытянутая желобообразная форма многих эстуарисв существенно облегчает постановку модельных задач. В случае «солонного клина» задача теоретического моделирования заключается в том, чтобы предсказать положение поверхности раздела между стоковыми и морскими водами на оси эстуария, соотношение на-

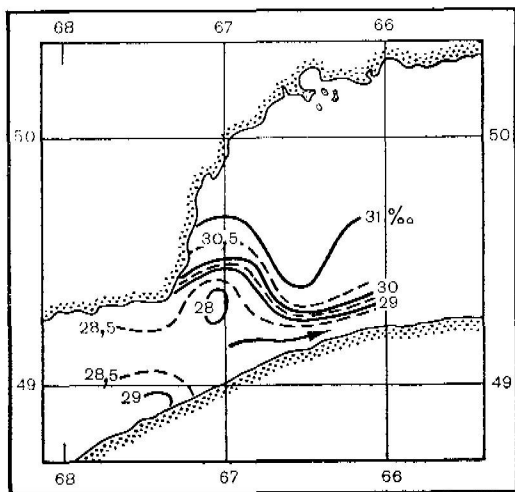


Рис. 3.37. Распределение солености (в ‰) в заливе Святого Лаврентия (по [243]).

клонов свободной поверхности и поверхности раздела и соответственно толщины слоев и скорости течения в каждом сечении эстуария. Трудности моделирования могут быть здесь связаны с наличием резких неоднородностей, порогов и уступов в рельефе дна вдоль оси эстуария. С ними могут быть связаны существенные нелинейные эффекты. Как показали недавние исследования Фармера и Смита [110, 111], именно эти нелинейные эффекты чрезвычайно сильны и создают в окрестностях порога в фьорде Нейт-Инлет (Британская Колумбия, Канада) наиболее мощные волнообразные возмущения пикноклина, связанные с запрепятствительными волнами, гидравлическим скачком, внутренним бором и сериями солитонов, возникающими в различные фазы приливного цикла. Эти возмущения сопровождаются поверхностными проявлениями [110], горизонтальными градиентами плотности и наклонными поверхностями раздела, что сообщает им большое сходство с фронтальными явлениями (см. раздел 3.5). В случае фронтальных разделов типа II задача усложняется тем, что сложный рельеф дна в попе-

речном сечении эстуария при вторжении океанских вод создает условия для возникновения поперечных наклонов уровня и произвольно ориентированных фронтальных разделов. Течения в нижнем слое при этом могут быть связаны с приливами, а в верхнем — не только со стоком, но и, как уже говорилось, с действием ветра.

Литература по теоретическому моделированию течений и фронтов в эстуариях довольно обширна. Читателю могут быть рекомендованы различные разделы монографии Оффисера [196], а также работа Пирсона и Уинтера [202].

3.4. Прибрежные фронты с приливным трением

В прибрежных районах океана, где шельф с относительно малыми глубинами занимает большие площади, диссипация кинетической энергии приливов на мелководье является причиной возникновения резких фронтальных границ между перемешанными до полной вертикальной однородности шельфовыми водами и стратифицированными водами прилегающих к шельфу более глубоких акваторий. В умеренных широтах эти фронтальные разделы носят

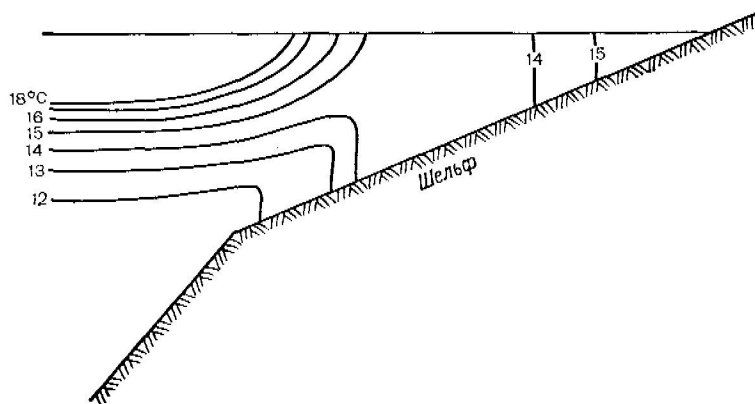


Рис. 3.38. Схема расположения изотерм в летнем шельфовом фронтальном разделе, возникающем при перемешивании на мелководье.

сезонный характер, так как только летом воды открытого океана приобретают резкую термическую стратификацию в деятельном слое за счет интенсивного солнечного прогрева. Поперечная структура такого фронтального раздела схематически показана на рис. 3.38. Фронты такого рода впервые обратили на себя внимание в 1971 г. в Ирландском море в связи с формированием на них интенсивной тонкой термохалинной структуры [227]. Несколько позже (в 1974 г.) Симпсон и Хантер [228] предложили весьма эффективный физический критерий для предсказания положения таких фронтов в прибрежной зоне. Этот критерий представляет собой отношение R скорости продукции потенциальной энергии, необходимой для поддержания полной однородности верхнего слоя

по вертикали в противовес непрерывному расслаивающему влиянию потока солнечного тепла Q через свободную поверхности, к скорости диссипации энергии приливных течений за счет придонного трения:

$$R = \frac{gaQh/(2c_p\rho)}{C_D|u|^3}, \quad (3.16)$$

где h — глубина моря; c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении; C_D — коэффициент трения; $|u|$ — амплитуда приливного течения.

Если считать Q и C_D в среднем постоянными величинами, то (3.16) превращается в простое выражение

$$R \sim \frac{h}{|u|^3}, \quad (3.17)$$

получившее название критерия Симпсона—Хантера. При его вычислении за $|u|$ принимается средняя сизигийная амплитуда приливных течений. Заметим, что примерно в то же самое время независимо от Симпсона и Хантера такой же критерий получил и Фирнхед [113], включивший в рассмотрение, помимо приливного, еще и ветровое перемешивание. Пингри и Гриффитс позже [210] указывали, что величина $[(h/C_D|u|^3)]^{-1}$, имеющая размерность $\text{м}^2/\text{с}^3$, может быть интерпретирована как удельная (на единицу массы) скорость диссипации приливной энергии в столбе воды толщиной h (см. также [211]).

В своих расчетах упомянутые выше авторы использовали, как правило, величину $s = \lg [h/C_D|u|^3]$, где коэффициент C_D принимался равным 0,0025. В работах [207, 210] приведена карта европейского шельфа, на которой нанесены вычисленные в соответствии с численной моделью приливов градации параметра $s = \lg [h/C_D|u|^3]$. Области с $s > 2$ соответствуют термически стратифицированным акваториям, а области с $s < 1$ — хорошо перемешанным. Фронты должны располагаться в областях, где $s \simeq 1,5$, что хорошо подтверждается многочисленными спутниковыми ИК изображениями, приведенными в [210, 211, 229]. В принципе, критерий (3.16) или его модификация, предложенная Фирнхедом, могут быть использованы для прогноза изменений положений шельфовых фронтов от месяца к месяцу, а также для предсказания сроков их появления и исчезновения, что и было сделано Пингри и др. [207, 210]. Было также показано [207, 229], что с шельфовыми фронтами определенным образом связаны области повышенных концентраций хлорофилла-а (рис. 3.39) и биогенных элементов. Прогноз положения этих областей на указанной выше основе также возможен.

Шельфовые фронты, подобные тем, которые были обнаружены и изучены на шельфах Британских островов и Европы, широко распространены в Мировом океане. В литературе уже появились описания таких фронтов вблизи побережья Новой Зеландии [92],

где применение критерия Симпсона—Хантера даст столь же хорошие результаты, и в Беринговом море [96, 97].

Заметим в заключение, что критерий Симпсона—Хантера полностью приложим и к эстуарийным фронтам в тех случаях, когда они связаны с приливным перемешиванием в мелководных частях эстуариев (см. подраздел 3.3.2).

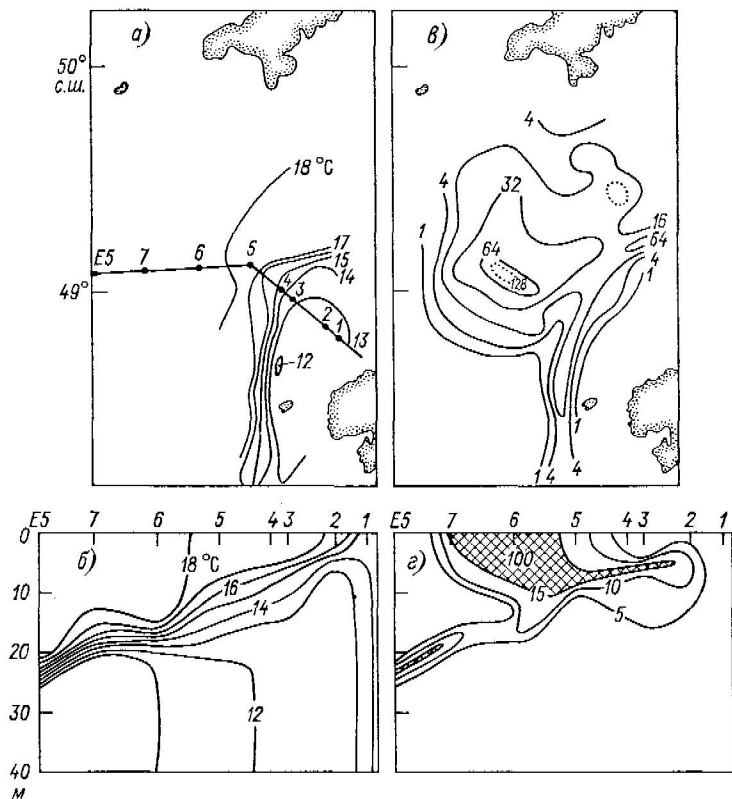


Рис. 3.39. Распределение температуры поверхности океана (а) и на разрезе (б), а также хлорофилла-а (в и г) (мг/м^3) в шельфовой фронтальной зоне к западу от о. Ушант у входа в Ла-Манш в августе 1976 г., по данным Симпсона и Пингри [229].

3.5. Поверхностные явления фронтального характера

В разделе 1.1 уже говорилось о разнообразных видимых проявлениях фронтов на свободной поверхности океана, иногда сопровождающихся и звуковыми эффектами. До сих пор в литературе не появилось лучшего описания этих проявлений, чем опубликованное Удой еще в 1938 г. [249], так что интересующиеся читатели могут с большой пользой для себя обратиться к первоисточнику. Многие поверхностные проявления фронтов, причем

особенно те, которые связаны с образованием контрастов цвета или яркости в отраженном или рассеянном излучении, лежат в основе видимости и возможности фотографической регистрации океанических фронтов из космоса [29] в видимой области спектра. Однако конвергентные течения в приповерхностном слое, которые модулируют крутизну поверхностных волн и создают яркостные контрасты или формируют области повышенных концентраций пассивных примесей (планктона, мусора, ПАВ, пены и т. д.), свойственны, строго говоря, не одним фронтам (см. раздел 1.2). Чередования в приповерхностном слое океана областей конвергенции и дивергенции с разным пространственным масштабом характерны для внутренних волн, циркуляций Ленгмюра и ячеек конвекции.

В литературе имеются описания и анализ наблюдений в Андаманском море гигантских полос необычно крутого волнения — «толчи» («гир») с высотой отдельных волн до 1,8 м при безветренной погоде, связанных с внутренними солитонами [199, 203]. Полосы проходили пакетами по 5—6 полос в пакете с интервалом между пакетами 12 ч 36 мин, что явно свидетельствует о приливном происхождении начального возмущения, породившего цуг внутренних солитонов. Полосы имели ширину около 0,8—1,0 км и располагались внутри пакета через 15 км. Длина полос достигала 150 км. Каждой полосе толчи соответствовало прохождение глубокой (до 50—80 м) впадины в термоклин, причем первый солитон в цуге всегда был наиболее длинным и мощным по амплитуде. Орбитальные скорости частиц в солитонах достигали 2 уз. Они-то и взаимодействовали резонансным образом с поверхностным волнением около 0,6 м высотой, вызывая крутую, высокую и неправильную толчею. Каждая полоса толчи совпадала с зоной конвергенции на фронте каждого солитона, т. е. находилась там, где орбитальные движения встречались с невозмущенной водой. Изоплеты температуры, построенные по данным измерений, выполненных во время прохождения солитона [199], показали, что соответствовавший солитону глубокий прогиб термоклина формировал чрезвычайно резкие горизонтальные градиенты температуры на фронте и в тылу волны, достигавшие в слое 100—160 м 5—6 °C/км. В верхнем квазиоднородном слое 0—60 м никаких изменений температуры при прохождении внутренних солитонов не наблюдалось.

Темные полосы на поверхности Андаманского моря, соответствующие описанному выше явлению, наблюдались и были сфотографированы с советско-американской орбитальной станции «Союз—Аполлон» (рис. 3.40). Эти фотографии, равно как и судовые наблюдения, обнаруживают многочисленные характерные черты, свойственные океаническим фронтам, тогда как по существу мы имеем дело с волновым явлением.

Наши недавние наблюдения в 34-м рейсе НИС «Академик Курчатов» показали, что очень часто цуги крупных внутренних волн, модулировавших состояние поверхности океана (в том числе и термическое), наблюдались вблизи резких наклонных фронтальных

разделов, не выходивших на поверхность. В этом случае чередующиеся полосы толчен и сликов были единственным поверхностным проявлением подповерхностных фронтов.

С внутренними волнами, скорее всего, связаны и резкие модуляции поля температуры вблизи поверхности океана, наблюдаю-



Рис. 3.40. Фотографическое изображение солитонов в Андаманском море, полученное в советско-американском эксперименте «Союз—Аполлон» [199].

щиеся в условиях штилевой или маловетреной (до 2—3 м/с) погоды при интенсивном солнечном прогреве. Возникающие при этом термические неоднородности, о которых уже упоминалось в разделах 1.2 и 2.1, были названы нами «термическими неоднородностями штилевой погоды». Механизм их возникновения при строго периодической («монохроматической») внутренней волне легко можно представить себе чисто умозрительно (рис. 3.41).

Орбитальные движения, превращаясь по мере приближения к поверхности в плоские чередующиеся конвергентно-дивергентные течения, формируют в зонах конвергенции скопления пассивных примесей, прогретой солнцем воды и поверхностно-активных веществ. Картина возмущений должна была бы быть периодической, но вследствие стохастического характера внутренних волн периодич-

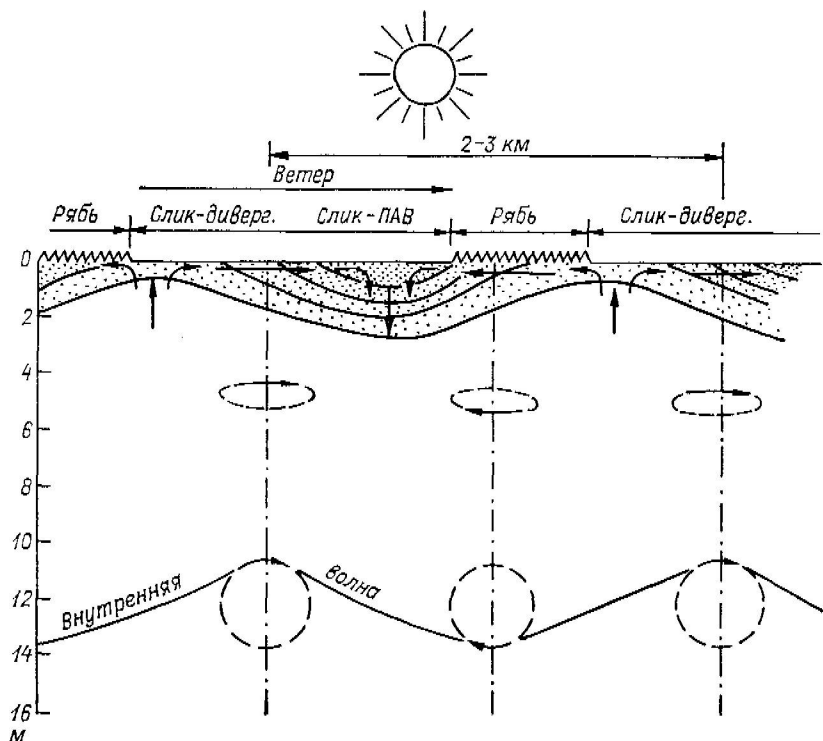


Рис. 3.41. Схематическое изображение модуляции толщины прогретого приповерхностного слоя и состояния морской поверхности периодической внутренней волной.

Пунктиром изображены орбиты частиц на разных уровнях. Жирные линии — изотермы. Точки — частицы взвеси. Стрелками показано направление движения.

ность на деле никогда не наблюдалась. Поэтому и распознать истинную природу часто наблюдаемой пятнистости полей температуры и пассивных примесей (например, планктона) в приповерхностном слое океана долго не удавалось. Особенно интригующими казались термические неоднородности. Остановимся на рассмотрении этих неоднородностей более подробно.

Рядом исследователей было замечено [31, 34, 69 и др.], что при интенсивном солнечном прогреве в штилевую погоду распределение температуры вблизи поверхности океана принимает сложный пятнистый (иногда квазипериодический) характер. Типичные

размеры чередующихся холодных и теплых пятен лежат в пределах от 1 до 10 км, температура между пятнами может различаться на $1\text{--}2^\circ\text{C}$, а градиенты температуры на границах пятен могут достигать $0,3\text{--}0,5^\circ\text{C}/\text{км}$, а иногда и $1\text{--}2^\circ\text{C}/\text{км}$ [69], что, вообще говоря, типично для резких океанических фронтов. Из литературы известно, что иногда пятнистость в поле температуры в таких условиях хорошо коррелирует с пятнистостью распределения фитопланктона в поверхностном слое океана. Нами в проливе Скагеррак в начале июля 1977 г. наблюдались одновременно и термические неоднородности штилевой погоды, и скопления ди-

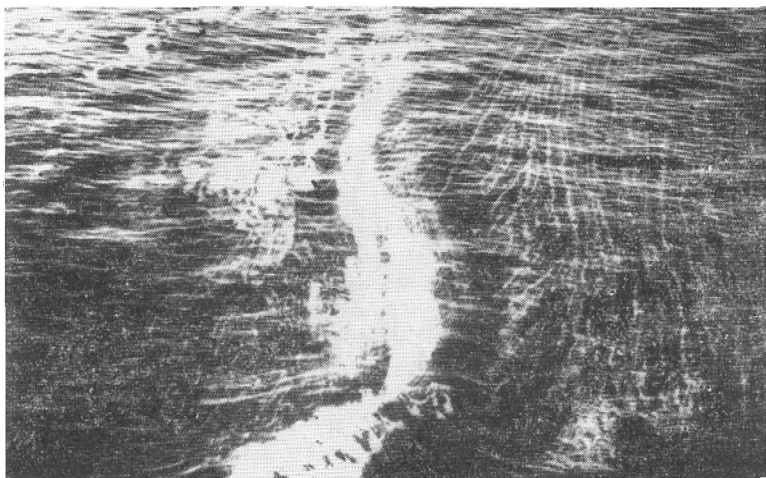


Рис. 3.42. Скопления динофлагеллят в зонах конвергенции на морской поверхности в проливе Скагеррак в июле 1977 г. (фото автора).

нофлагеллят желто-бурого цвета, вытянутые полосами, напоминающими фронты, но в довольно беспорядочном чередовании произвольной ориентации с расстоянием между полосами порядка 500—1000 м по ходу судна (см. фотографию на рис. 3.42).

Термические неоднородности штилевой погоды (рис. 3.43) появляются примерно в 10—11 ч утра по местному солнечному времени. Как правило, они достигают максимальной амплитуды к 14—15 ч, т. е. к моменту максимального прогрева поверхностного слоя океана. В это же время разность значений температуры между ближайшим к поверхности уровнем регистрации буксируемым датчиком ($z = 0,15$ м) и горизонтом несколько метров достигает наибольшего значения. При сильном прогреве уже около 14 ч неоднородности километрового масштаба регистрируются и на горизонтах 3—4 м (рис. 3.43 а). Горизонтальные различия температуры в близких точках в это время прослеживаются, как показали измерения с помощью всплывающего зонда, до горизонта 8 м [69].

До 14—15 ч на записи вблизи поверхности ($z = 0,15$ м) отчетливо видны также мелкомасштабные флуктуации температуры с амплитудой несколько десятых градуса и с характерным горизонтальным масштабом порядка 100 м (рис. 3.43 б). Как правило, они исчезают между 14 и 15 ч местного времени. Лишь иногда, в условиях экстремально сильного прогрева при абсолютном штиле, они сохраняются до более позднего времени. Неоднородности ки-

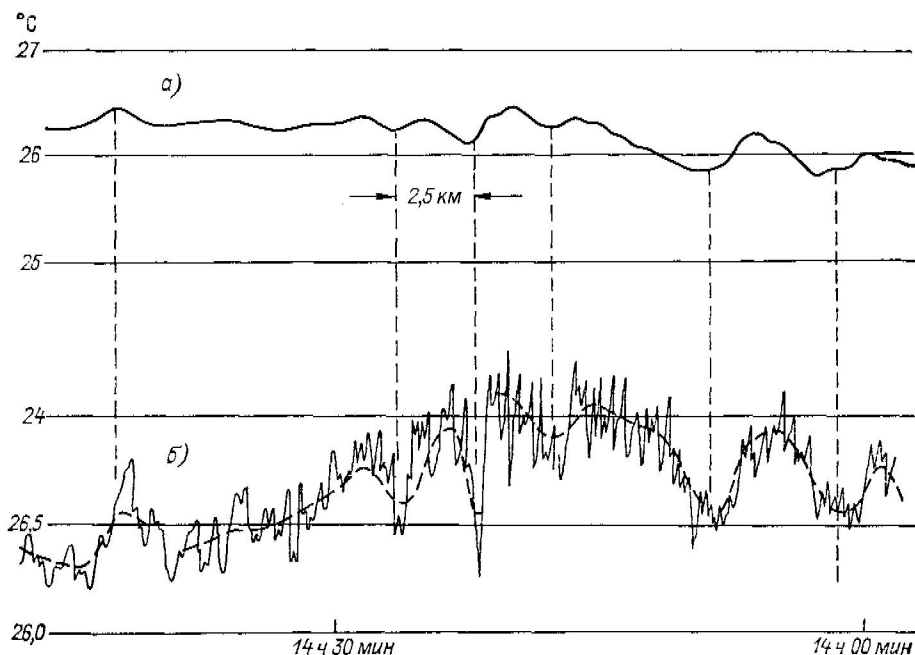


Рис. 3.43. Одновременные регистрации на ходу судна термических неоднородностей штилевой погоды.

а — на уровне 3,8 м с помощью датчика в водозаборнике судна; б — на уровне 0,15 м с помощью буксируемого термодатчика. Наклонные пунктирные линии показывают сдвиг по фазе для одних и тех же возмущений в связи с инерцией термодатчика в водозаборнике и за счет расстояния около 120 м между датчиками.

лометрового масштаба после 14—15 ч чаще всего начинают уменьшаться по амплитуде, однако наблюдались случаи, когда они развивались во второй половине дня вместе с наступлением штиля. К 21 ч температурные неоднородности штилевой погоды вблизи самой поверхности океана, как правило, полностью исчезают. В более глубоких слоях и в особенности после весьма интенсивного дневного прогрева неоднородности километрового масштаба продолжают существовать до ранних часов утра. Об этом свидетельствуют регистрации температуры зондом АИСТ в проточной системе [68] с водозабором на горизонте 3 м. С началом даже сравнительно легкого ветра (2—3 м/с), сопровождающегося появ-

лением ряби на поверхности оксана, неоднородности штилевой погоды в любое время дня разрушаются за время, не превышающее часа. Во всех случаях время жизни температурных неоднородностей штилевой погоды не превышает одних суток.

Физическая природа горизонтальных температурных неоднородностей штилевой погоды до сих пор достоверно не установлена. В литературе обсуждались возможные локальные причины прогрева или потерь тепла, которые могли бы приводить к формированию неоднородностей температуры километрового масштаба [34]. Однако оставалось неясным, создаются ли эти неоднородности за счет локальных различий теплового баланса или же их происхождение связано с неоднородным перераспределением тепла, поступающего в верхний слой океана. Отсутствие информации о толщине слоя, охваченного неоднородностями, и о горизонтальной изменчивости вертикальной термической структуры не позволяло сделать какого-либо определенного вывода. Необходима была и уверенность в том, что регистрируемые буксируемыми термодатчиками флуктуации температуры не могли являться следствием «рысканий» датчика по глубине в приповерхностном слое с высоким вертикальным температурным градиентом.

Большой комплекс измерений, выполненных нами в Атлантическом океане в условиях штиля и при слабых ветрах во время 27-го рейса НИС «Академик Курчатов» в 1978 г., дал, как нам кажется, ключ к пониманию причин появления неоднородностей штилевой погоды [69]. Прежде всего данные измерений термических неоднородностей штилевой погоды были подвергнуты стандартной статистической обработке [69]. Для каждой из шести регистраций температуры на ходу судна $T(x)$ были рассчитаны среднее $\bar{T}^{\circ}\text{C}$, среднее квадратическое отклонение $\sigma^{\circ}\text{C}$, асимметрия As , эксцесс Ex и построены гистограмма и спектр $E_T(k)$ (табл. 3.6). Примеры гистограммы представлены на рис. 3.44, а спектров — на рис. 3.46. Из шести построенных гистограмм представлены одна с квазинормальным распределением плотности вероятности (рис. 3.44 а), а другая — с хорошо выраженной отрицательной асимметрией (рис. 3.44 б). Из трех спектров, представленных на рис. 3.45, один спадает идеально по закону k^{-2} (рис. 3.45 б), что свидетельствует, видимо, об очень резких границах термических неоднородностей, другой имеет заметный пик (близкий к обеспеченному) на длине волны около 1,5 км (рис. 3.45 а), а третий отличается общим очень высоким уровнем спектральной плотности на всех длинах волн от 1 до 4 км (рис. 3.45 в). Из этих характерных примеров и из цифр, приведенных в таблице, можно заключить, что характеристики штилевых неоднородностей довольно разнообразны. В одних случаях эти неоднородности имеют характер, близкий к случайному, в других — содержат более или менее ярко выраженную периодическую компоненту. Сделать на основании статистического анализа какие-либо предположения о физической природе термических неоднородностей штилевой погоды не представляется возможным. Большие основания для таких предполо-

Таблица 3.6

Номер регистрации, дата и время	$\bar{T}^{\circ}\text{C}$	$\sigma^{\circ}\text{C}$	A_s	E_x	$T_{\min}^{\circ}\text{C}$	$T_{\max}^{\circ}\text{C}$	$K_{\min} \text{ км}^{-1}$	$K_{\max} \text{ км}^{-1}$	$E_T (k_{\min}) \cdot 10$ $(^{\circ}\text{C})^2 \cdot \text{км}$	$E_T (k_{\max}) \cdot 10$ $(^{\circ}\text{C})^2 \cdot \text{км}$	$L \text{ км}$
№ 1 8 августа 1978 г. 12 ч 39 мин — 16 ч 25 мин	25,03	0,27	-0,50	0,27	24,15	25,75	0,10	0,9	0,852	0,014	102
№ 2 9 августа 1978 г. 12 ч 52 мин — 16 ч 48 мин	26,88	0,30	0,30	-0,57	26,3	27,6	0,10	0,9	1,346	0,007	106
№ 3 24 августа 1978 г. 13 ч 40 мин — 16 ч 08 мин	28,80	0,16	-0,67	1,40	28,5	29,1	0,15	0,9	0,175	0,006	67
№ 4 24 августа 1978 г. 22 ч 25 мин — 23 ч 54 мин	28,20	0,20	-0,18	-0,11	27,7	28,7	0,26	0,9	0,162	0,011	40
№ 5 20 сентября 1978 г. 16 ч 21 мин — 19 ч 41 мин	28,60	0,29	-0,05	0,32	27,8	29,6	0,11	0,9	0,572	0,016	90
№ 6 23 сентября 1978 г. 13 ч 32 мин — 16 ч 35 мин	28,10	0,25	-0,40	-0,20	27,4	28,6	0,12	0,9	0,690	0,009	82

Примечание. Максимальное волновое число $k_{\max}$ для всех регистраций одинаково и равно $1/4\Delta x$, где $\Delta x \approx 0,28 \text{ км}$ — дискретность отсчетов с аналоговой записи (отметим, что частота Пайквиста равна $1/2\Delta x$). Минимальное волновое число $k_{\min}$ выбиралось приблизительно равным $10/l$ (где l — полная длина реализации), чтобы обеспечить относительную точность оценки спектра порядка 0,1.

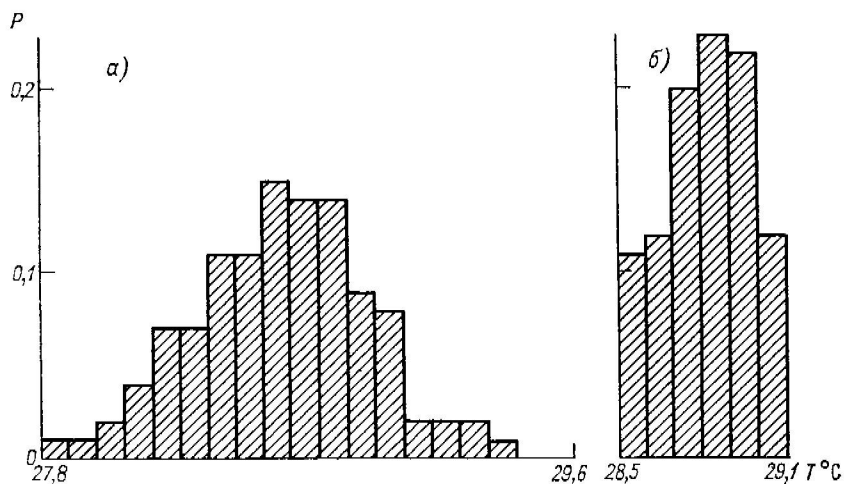


Рис. 3.44. Примеры гистограмм (с шагом дискретности $0,1^\circ\text{C}$), соответствующих зарегистрированным неоднородностям температуры.

a — регистрация № 1 (см. табл. 3.6); *б* — регистрация № 5 (см. табл. 3.6).

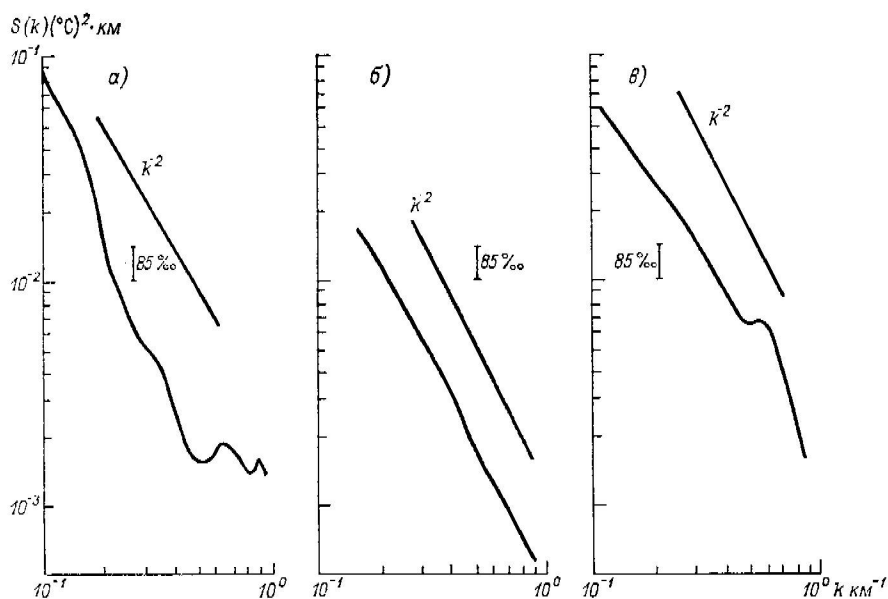


Рис. 3.45. Примеры спектров температурных флуктуаций для регистраций № 1 (*a*), № 3 (*б*) и № 5 (*в*) (см. табл. 3.6).

Вертикальный отрезок соответствует 85 %-ному доверительному интервалу.

жений дает сопоставление результатов измерений, выполненных различными методами.

Измерения, выполненные всплывающим зондом в условиях абсолютного штиля и интенсивного солнечного прогресса в невозмущенной дрейфом судна области воды (в районе носового подзора



Рис. 3.46. Вертикальные профили температуры, полученные в штилевую погоду в Саргассовом море 25 сентября 1978 г. с помощью всплывающего зонда при слабом дрейфе судна (не более 0,5 уз).

1 — в 13 ч 11 мин; 2 — в 13 ч 24 мин; 3 — в 13 ч 30 мин; 4 — в 13 ч 32 мин.

дывались в пределы от $672 \cdot 10^4$ до $966 \cdot 10^4$ Дж/м², а с учетом зарегистрированных на ходу максимальных значений температуры в мелкомасштабных флуктуациях — до 1176×10^4 Дж/м².

Последние цифры и общее хорошее совпадение результатов, полученных двумя независимыми методами, свидетельствуют о том, что регистрируемая буксируемым датчиком изменчивость (рис. 3.43) отражает реально существующие вблизи поверхности океана термические неоднородности километрового масштаба, ко-

на расстоянии 3—4 м от штевня судна), обнаружили сильную изменчивость вертикальной термической структуры поверхностного слоя [69]. На рис. 3.46 представлены четыре вертикальных профиля температуры из серии в несколько десятков профилей, полученных 25 сентября 1978 г. на ст. № 2762. Этим измерениям предшествовала непрерывная регистрация температуры вблизи поверхности ($z = 0,15$ м) буксируемым термодатчиком на ходу судна, которая была продолжена и после окончания станции через час после измерений всплывающим зондом. Сопоставление данных непрерывной регистрации температуры с вертикальными профилями (рис. 3.46), полученными на станции, показало практически полное совпадение максимальных и минимальных значений температуры в неоднородностях километрового масштаба, зарегистрированных на ходу, с максимумом и минимумом температуры вблизи поверхности на профилях всплывающего зонда (рис. 3.46). Колебания эн-

тальпии выше общего для всех профилей уровня (10 м) укла-

торые никак не могли быть результатом вертикального «рыскания» датчика. При фактических отклонениях датчика от среднего уровня буксировки ± 10 см могли получаться, как это следует из характера профилей на рис. 3.46, флюктуация температуры с амплитудой порядка $\pm 0,1^\circ\text{C}$. Не исключено, что упоминавшиеся выше мелкомасштабные неоднородности длиной порядка 100 м возникли на наших записях именно таким путем, хотя они могли иметь и естественную природу (например, за счет горизонтальной изменчивости глубины проникновения конвекции, см. ниже).

Тот факт, что штилевые неоднородности наблюдались в различных частях Мирового океана, заставляет искать универсальный механизм их формирования в приповерхностном слое океана. С нашей точки зрения, таким механизмом является модуляция приповерхностного слоя океана внутренними волнами. Известно, что видимые проявления внутренних волн могут возникать на поверхности океана вследствие модуляции ряби или ветрового волнения горизонтальными составляющими орбитальных движений внутренних колебаний. Внутренние волны могут модулировать и поля пассивной примеси (например, взвеси) в толще приповерхностного слоя океана. Указанные выше проявления были замечены в первую очередь благодаря четко выраженной периодичности наблюдавшихся модуляций. В общем же случае в океане наблюдается случайное поле внутренних волн, которое может описано лишь статистическими методами. Статистическое описание формирования пятнистой структуры поля пассивных примесей под влиянием случайного поля внутренних волн дано в [42]. Прогретый слой воды толщиной 0,5—1 м в штилевую погоду вблизи поверхности океана может рассматриваться с полным основанием как поле пассивной примеси. Возникающие при его модуляции случайным полем внутренних волн температурные пятна должны [42] иметь характерный горизонтальный масштаб $L \simeq (1,1 - 1,4)\sigma_u/f$, где f — параметр Кориолиса, а σ_u^2 — средний квадрат горизонтальной скорости на поверхности океана. Оценка этого горизонтального масштаба, выполненная в [69], дала значение L порядка километра. Таким образом, внутренние волны в сезонном термоклине действительно могут быть причиной появления в штилевую погоду термических неоднородностей километрового масштаба, имеющих случайный пятнистый или квазипериодический характер в зависимости от характера поля внутренних волн. Ряд других факторов также может влиять на термическое состояние приповерхностного слоя океана, обостряя наблюдающиеся в нем неоднородности и определенным образом изменяя общую характерную картину. Это в первую очередь пятнистость солености в приповерхностном слое океана, образующаяся за счет ливневых дождей.

Систематические синхронные измерения вертикального распределения температуры и солености в верхнем 30-метровом слое океана, выполненные с помощью STD зонда АИСТ в режиме регистрации на дискретных горизонтах с интервалом 0,5—1 м [18], показали сильную горизонтальную изменчивость вертикального

распределения солёности в приповерхностном слое океана. Например, в дни с частыми ливнями нами были зарегистрированы вертикальные профили солёности, различающиеся на $0,5\text{‰}$ в верхнем 2-метровом слое на расстоянии всего лишь 800 м между точками измерений [18]. Различия в солёностной структуре обуславливают температурную изменчивость. На рис. 3.47, например,

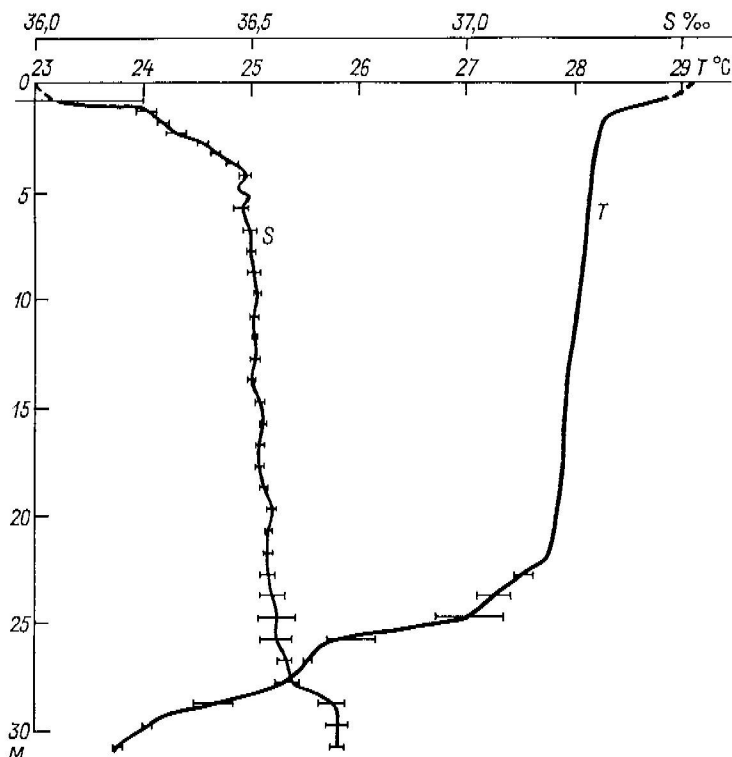


Рис. 3.47. Вертикальные профили температуры и солёности, зарегистрированные зондом АИСТ в Саргассовом море в послеполуденные часы штилевого дня с интенсивным солнечным прогревом (15 ч 00 мин, 25 августа 1978 г.) после распресняющего воздействия осадков в предшествующие дни.

Горизонтальные черточки обозначают пределы изменчивости на горизонтах.

видно, как влияет тонкий, распреснённый осадками слой на характер дневного прогрева. Верхний экстремально прогретый (до $29,1^{\circ}\text{C}$) слой метровой толщины обязан своим происхождением скачку солёности, который препятствует конвективному перемешиванию с нижележащими слоями. Нетрудно подсчитать, что для создания распреснения на $0,25\text{‰}$ в слое толщиной 1 м достаточно выпадения всего 7 мм осадков, т. е. не очень сильного ливня. В свою очередь прогретый на $0,8^{\circ}\text{C}$ распреснённый слой содержит

избыточное количество тепла, которое в солнечный день может быть накоплено всего за один час. Очевидно, что то же самое количество тепла при залегании скачка солености на большей глубине приведет к более слабому прогреву вышележащего слоя. Измерения во время работ на полигоне ПОЛИМОДЕ в августе—сентябре 1978 г. показали, что в штилевую погоду температура воды вблизи поверхности в распресненных пятнах достигала к середине дня 29—32 °С, тогда как в соседних точках, где не выпадал дождь, она при этом не превышала 27,5—28,5 °С. При этом наблюдалась сравнительно редкая для поверхностного слоя Саргассова моря отрицательная горизонтальная T , S -корреляция. Таким образом, в штилевую и слабоветреную погоду осадки играют важную роль в создании пятнистости распределения температуры вблизи поверхности океана. Следует отметить, что пространственные размеры распресненных дождем пятен соответствуют размерам кучево-дождевых облаков, т. е. всего лишь нескольким километрам. Развитие температурных неоднородностей километрового масштаба способствуют и сохранившиеся от предшествующих дней различия термической структуры в поверхностном слое океана. Дневной прогрев, накладываясь на уже неоднородную по горизонтали структуру, создает еще более резко выраженные неоднородности штилевой погоды.

Дополнительным фактором формирования пятнистости термического поля у поверхности океана может быть различная в разных точках интенсивность и глубина проникновения конвекции. В штилевую погоду именно конвекция служит основным физическим механизмом передачи тепла от поверхности в более глубокие слои океана. Хотя летом в умеренных и низких широтах конвекция обычно достигает максимальной интенсивности в ночные часы, она может работать и днем, когда при температуре воздуха, приблизительно равной температуре воды, его влажность не превышает 60—70 %. Подобные условия очень часто наблюдаются в районе Саргассова моря. Сочетание теплоотдачи за счет испарения и длинноволнового излучения с прямым радиационным (солнечным) прогревом может приводить к характерным вертикальным профилям температуры с инверсией в приповерхностном слое и максимумом температуры, расположенным несколько (от 10 см до 1—3 м) ниже поверхности. Такие профили температуры, наблюдавшиеся и ранее [34], неоднократно регистрировались нами и в 27-м рейсе НИС «Академик Курчатов». Глубина проникновения дневной конвекции в описанных выше условиях, согласно исследованиям Соловьева [51] и Вудса [264], имеет ярко выраженный суточный ход. В предполуденные и околополуденные часы толщина конвективного слоя находится в пределах верхних 10 см, к 16 ч достигает 1 м и затем растет очень быстро, превышая ночью, по нашим наблюдениям, 10 м. С другой стороны, на глубину проникновения дневной конвекции могут оказывать существенное влияние пятна пленок поверхности-активных веществ и локальные вариации даже самого слабого ветра. В околополуденные часы эти факторы могут вы-

звать вариации поля температуры с амплитудами порядка 0,3—0,5 °C и характерным горизонтальным масштабом сотни метров за счет локальных различий порядка 100—200 % в глубине проникновения конвекции. Эти температурные изменения и видны, по-видимому, на регистрациях вблизи поверхности на фоне неоднородностей километрового масштаба (вместе с флюктуациями температуры «искусственного происхождения» за счет вертикального перемещения датчика). Поскольку мелкомасштабная (≈ 100 м) пятнистость температуры (истинная и «искусственная») характерна для приповерхностного слоя оксана толщиной не более 0,5 м, именно она исчезает в первую очередь (около 15 ч) при углублении конвективного слоя. По мере дальнейшего увеличения толщины охваченного конвекцией слоя уменьшается и амплитуда термических неоднородностей километрового масштаба, которые ночью исчезают практически полностью. Не исключено также, что после начала быстрого роста конвективного слоя возникают крупные ячейки конвективной циркуляции, истинные масштабы которых нам пока неизвестны.

Глава 4

ФРОНТЫ И СТРУКТУРА ВОД ОКЕАНА

4.1. О многофронтальной структуре фронтальных зон

В подразделе 3.1.3 на примере фронтальной зоны теплого кольца Гольфстрима читатель уже смог познакомиться со сложной трехмерной структурой полей температуры, солености и плотности, образованной множественными фронтальными разделами, заполняющими пространство в зоне шириной всего лишь от 10 до 20 км. Результаты измерений, представленные на рис. 3.12, 3.15 *а, б, в* и 3.16, безусловно, дают лишь самое отрывочное представление о сложности этой структуры, полное выявление которой станет возможным лишь на основе организации узко специализированных исследований с применением многих видов новой специально сконструированной аппаратуры. Однако для того, чтобы убедиться в том, что любая фронтальная зона океана не есть плавная переходная зона от вод с одними характеристиками к водам с другими характеристиками, достаточно взглянуть на любое тепловое изображение поверхности океана, полученное с современных искусственных спутников Земли сканирующей ИК аппаратурой высокого разрешения (например, см. рис. 1.3 и 2.7, а также [174, 195]). На этих изображениях прежде всего поражает изобилие различных ориентированных и различных по интенсивности локальных экстремумов горизонтального градиента температуры. Фронтальные зоны таких крупных пограничных течений, как Гольфстрим, Ку-

росию, течение Мыса Игольного, Восточно-Австралийское, Южно-Австралийское, зоны субтропической конвергенции или фронтальные зоны прибрежного апвеллинга имеют на этих изображениях сложную горизонтальную структуру, которую во многих случаях можно было бы назвать «тонковолокнистой», а в других случаях — «вихревой». Значительно более ранние детальные судовые и самолетные съемки фронтальных зон [117, 120, 122, 250, 251] свидетельствовали о том же самом, но не были столь многочисленными, систематическими и наглядными, чтобы сразу же привлечь к себе всеобщее внимание.

Структура крупномасштабных климатических фронтальных зон, как теперь выясняется, намного сложнее, чем структура фронтальных зон синоптического характера, поскольку последние сами входят как элементы в структуру первых. Сказанное можно продемонстрировать на примере фронтальной зоны Гольфстрима, структурные детали которой чаще всего обсуждались в литературе, в том числе и в предшествующих разделах этой книги. Структурные особенности фронтальной зоны Гольфстрима можно условно разделить по меньшей мере на пять групп, объединяющих сходные структурные элементы:

1) кольца Гольфстрима (со своими фронтальными системами) и меандры, имеющие характерные поперечные размеры порядка 100—300 км;

2) адвективные языки холодных и теплых вод шириной 10—50 км и длиной до 200 км, связанные с вихрями, кольцами и меандрами;

3) пограничные вихри закручивания и ^{небольшие} вихри внутри основной струи Гольфстрима диаметром 25—30 км (часто с ядрами и струями затянутой внутрь холодной воды), а также ^{на периферии} ^{холодной} ^{затянутой} вихри на периферии;

4) изолированные ядра и полосы холодных склоновых вод, затянутые вместе с участками фронтальных разделов в основную струю Гольфстрима или во фронтальные зоны антициклонических колец, имеющие ширину 5—10 км при длине 100—500 км и образующие чередование фронтов через 5—20 км;

5) полосы холодных и пресных шельфовых вод длиной 100—200 км и шириной 5—10 км, распространяющиеся вдоль основного фронта Гольфстрима со стороны склоновых вод и ограниченные резкими фронтальными разделами.

Именно наличие множества фронтальных разделов разного масштаба внутри одной и той же хорошо опознаваемой (в географическом смысле) фронтальной зоны делает особенно рельефной уже упоминавшуюся в предисловии параллель между фронтальными явлениями в океане и вертикальной тонкой термохалинной структурой его вод. Равно как не все слои в толще океана характеризуются одинаковой «интенсивностью» тонкой вертикальной структуры, изобилие и разнообразие фронтальных разделов свойственно не всей акватории Мирового океана, а лишь его фронтальным зонам. Если тонкую вертикальную структуру справедливо уподоблять «почерку» вертикального турбулентного перемешивания,

то в такой же мере справедливо интерпретировать фронтальные разделы (в том числе встречающиеся внутри одной и той же фронтальной зоны) как «почерк» горизонтального турбулентного перемешивания. При этом, однако, полезно помнить, что в стратифицированном океане понятие горизонтальной турбулентности охватывает на несколько порядков более широкий спектр масштабов и включает в себя гораздо большее разнообразие физических процессов и движений, нежели турбулентное перемешивание по вертикали. Отсюда и вытекает многообразие и всемасштабность фронтальных явлений в океане.

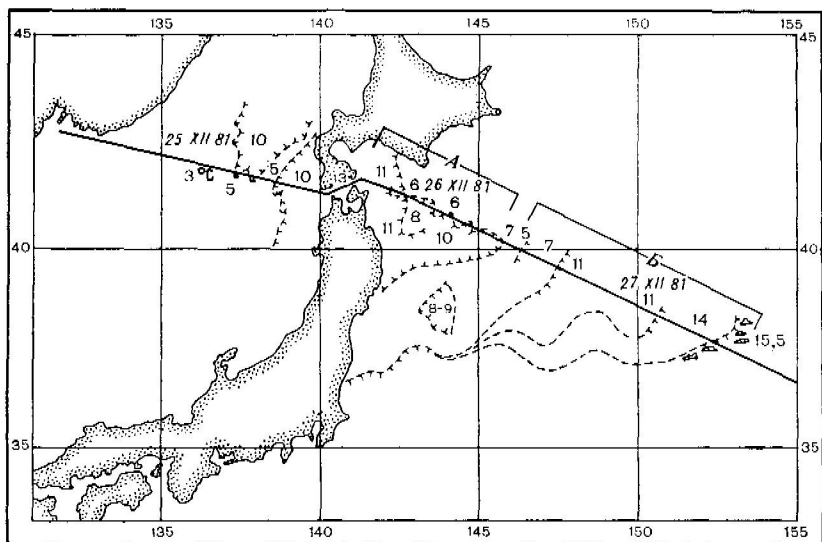


Рис. 4.1. Термическая структура поверхности океана, восстановленная по записям температуры и ИК изображению со спутника NOAA.

А, Б — положение профилей, изображенных на рис. 4.2.

В 34-м рейсе НИС «Академик Курчатов» в декабре 1981 г. — апреле 1982 г. на протяжении всего маршрута вслась непрерывная запись температуры вблизи поверхности океана ($z \approx 0,15$ м) буксируемым термистором и отбирались пробы воды с поверхности для определения солёности. За время плавания был пересечен ряд крупных, достаточно стабильных (в географическом плане) климатических фронтальных зон, в том числе зона конвергенции течений Куроисио и Курильского (рис. 4.1), северная и южная субтропическая конвергенции в Тихом океане.

Распределение ТПС в зоне смещения течений Куроисио и Курильского к востоку от о. Хонсю показано на рис. 4.2. Известно, что эта зона имеет чрезвычайно сложную структуру, характеризующуюся многочисленными разветвлениями течений, чередованием теплых и холодных струй, интенсивным вихреобразованием

различных масштабов [11]. Совместный анализ записей температуры и имевшегося в нашем распоряжении ИК изображения района Куроиси за 21 декабря 1981 г. по данным спутника NOAA-7 позволили составить схему расположения термических фронтов (рис. 4.1). Профиль А (рис. 4.2) отражает движение вдоль меандрирующего фронтального раздела между областью теплых вод (ответвление Цусимского течения, проникающее через прол. Цугару) с температурой 10—11 °С и холодными водами Курильского

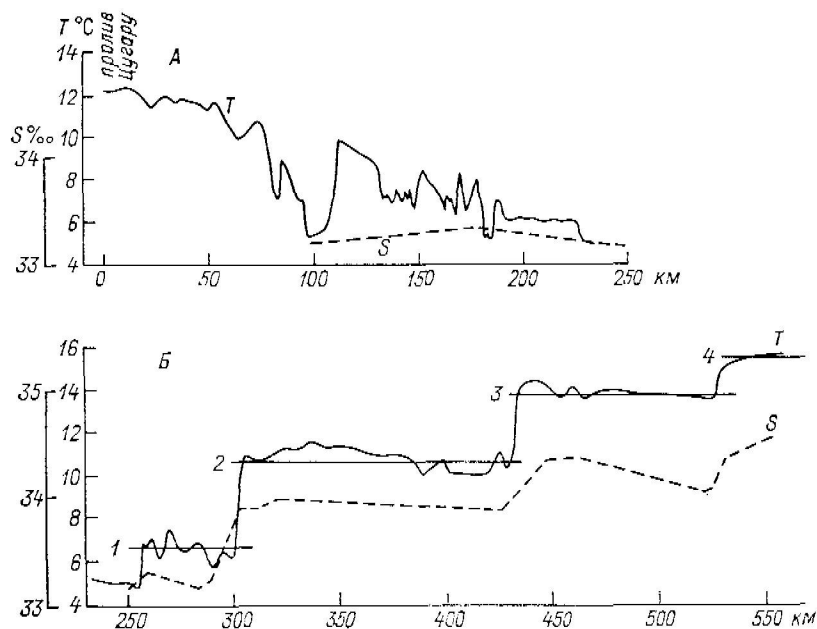


Рис. 4.2. Распределение температуры на участке, пересекающем зону конвекции Куроиси—Курильское течение.

течения (5—6 °С). Соответственно запись ТПС отражает многократное пересечение этого фронтального раздела. Распределение ТПС и солёности на поверхности во фронтальной зоне между водами Курильского течения (5 °С) и Куроиси (15,5 °С) изображено на рис. 4.2, Б. Общая протяженность фронтальной зоны около 300 км, перепад температуры 10,5 °С, солёности 1,4 ‰. Средний градиент температуры равен 0,035 °С/км, что на порядок превосходит средний меридиональный климатический градиент для северной части Тихого океана, равный 0,003 °С/км. Внутренняя структура полей температуры и солёности в рассматриваемой зоне имеет четко выраженный ступенчатый характер. В пределах фронтальной зоны выделяются четыре ступеньки протяженностью 50—150 км с достаточно равномерным распределением температуры, разделенные очень резкими фронтами, характеристики которых представ-

Таблица 4.1

**Характеристики фронтальных разделов во фронтальной зоне
Куросио-Курильское течение**

№ п/п	ΔT °C	ΔS ‰	l км	$\frac{\partial T}{\partial x}$ °C/км	$\frac{\partial S}{\partial x}$ ‰/км	$\Delta \sigma_t$ г/см ³	$\frac{\partial \sigma_t}{\partial x}$ г/см ³ /км	$\frac{\partial T / \partial x}{\partial T / \partial x}$
1	1,45	0,16	0,3	4,8	0,53	0,054	0,18	137
2	4,50	0,70	0,3	15,0	2,33	0,170	0,57	429
3	3,60	0,45	1,9	1,9	0,24	0,360	0,19	54
4	1,50	0,30	4,8	0,3	0,06	0,092	0,02	9

лены в табл. 4.1. Температурные градиенты в этих фронтах в 10—400 раз превосходят средний градиент во фронтальной зоне. Как следует из рис. 4.2, Б, горизонтальные градиенты температуры и солёности на фронтах положительно коррелированы и увеличение плотности за счет роста солёности уменьшает перепад плотности, вызванный изменением температуры.

Однако перепады температуры и солёности далеко не полностью компенсируют друг друга по плотности и все четыре фронта резко выражены в поле плотности.

Следует заметить, что похожая структура с вытянутыми вдоль фронтальной зоны фронтальными разделами наблюдалась также и в Гольфстриме [250]. Представляется, что подобная ступенчатая структура с фронтами одного знака должна формироваться в результате образования локальных конвергенций основного потока, направленного вдоль фронтальной зоны.

Иной характер имело распределение температуры в зоне северной субтропической конвергенции (ССК) (рис. 4.3). В обычных условиях ССК, вытянутая в широтном направлении, располагается на 31—32° с. ш. и имеет перепад температуры 4°С и солёности 0,5‰ [214]. В период наших наблюдений зона конвергенции оказалась смещенной к югу до 27—24° с. ш., общее изменение температуры и солёности составило соответственно 3,5°С и 0,4‰. Анализ принимавшихся на судне метеокарт позволил предположить, что причиной такого смещения конвергенции были довольно сильные (до 20—25 м/с) северные ветры, имевшие место в период, предшествовавший пересечению ССК. Связанным с ветрами заток холодных вод с севера можно, по-видимому, объяснить тот факт, что зона в целом оказалась разделенной областью холодных вод на два отдельных участка (рис. 4.3). В отличие от фронтальной зоны между Курильским течением и Куросио, где термическая структура имела ступенчатый характер с фронтами одного знака, в зоне ССК наблюдалось распределение температуры, которое можно условно назвать «перемещающимся». Для него характерно чередование холодных и теплых участков различной ширины (5—20 миль), разделенных фронтами разных знаков. Средний градиент температуры на участках I и II (рис. 4.3) протяженностью около

200 км составляет $0,015^{\circ}\text{C}/\text{км}$. Каждый участок содержит до десяти фронтальных разделов с локальными градиентами $0,1$ — $2,3^{\circ}\text{C}/\text{км}$. Отношение градиентов во фронтах к среднему градиенту в зоне составляет 5 — 140 . Таким образом, в ССК фронтальные разделы относительно менее интенсивны, чем в зоне конвергенции Курильского течения — Куро-сио.

Переменяющаяся структура фронтальной зоны может быть создана как адвективными процессами (в частности, натекание холодных вод с севера на теплые), так и действием вихрей, обра-

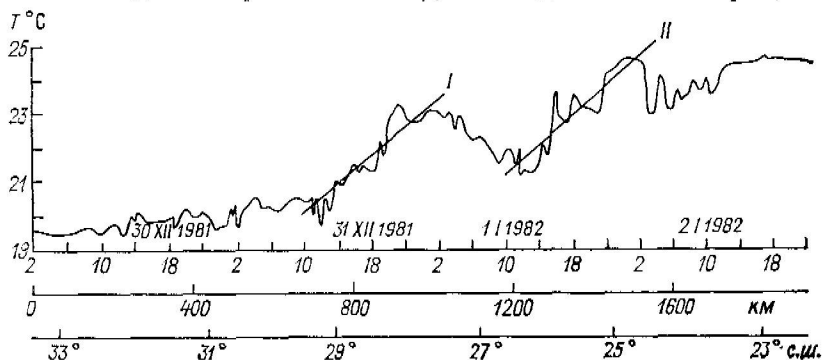


Рис. 4.3. Распределение температуры в зоне северной субтропической конвергенции.

зующихся во фронтальной зоне. Естественно, что установить механизмы генерации того или иного типа структуры по записям ТПС вдоль одиночных галсов не представляется возможным.

Еще один пример многофронтальной ступенчатой структуры был зарегистрирован в зоне южной субтропической конвергенции (ЮСК) восточной части Тихого океана. На рассматриваемом участке (рис. 4.4) протяженностью около 400 км общий перепад температуры составил 3°C (от $20,8$ до $17,8^{\circ}\text{C}$). Средний градиент равен $0,008^{\circ}\text{C}/\text{км}$. Переходная зона имеет ступенчатый характер и содержит четыре основных наиболее выраженных фронтальных раздела (отмечены цифрами на рис. 4.4) с градиентами $0,15$ — $0,44^{\circ}\text{C}/\text{км}$. В табл. 4.2 приводятся их характеристики.

Таблица 4.2

Характеристики фронтальных разделов на участке зоны южной субтропической конвергенции

№ п/п	$\Delta T^{\circ}\text{C}$	$\Delta S^{\text{‰}}$	l км	$\frac{\partial T}{\partial x}$ $^{\circ}\text{C}/\text{км}$	$\frac{\partial T}{\partial x}$ $^{\text{‰}}/\text{км}$	$\Delta \sigma_t$ ул. ед.	$\frac{\partial \sigma_t}{\partial x}$ ул. ед./км	$\frac{\frac{\partial T}{\partial x}}{\frac{\partial T}{\partial x}}$
1	0,7	0,5	2,4	0,29	0,21	-0,19	-0,08	36
2	1,0	0,3	2,4	0,42	0,13	0,03	0,01	52
3	0,5	0	3,4	0,15	0	0,12	0,04	19
4	1,1	0,2	2,5	0,44	0,08	0,12	0,05	55

Градиенты ТПС в основных фронтах в 20—50 раз превосходят средний градиент в зоне. Интересно отметить, что, в отличие от конвергенции Куроисио—Курильское течение, где все фронты имели одинаковый знак в поле плотности, фронтальные разделы ЮСК имеют в поле плотности разные знаки. Так, на фронте 1 преобладает уменьшение плотности за счет уменьшения солёности, и плотность в целом убывает (рассматривая зону как переход от теплых к холодным водам). Фронт 2 практически скомпенсирован по плотности, а на фронтах 3 и 4 плотность увеличивается за счет преобладающего вклада падения температуры.

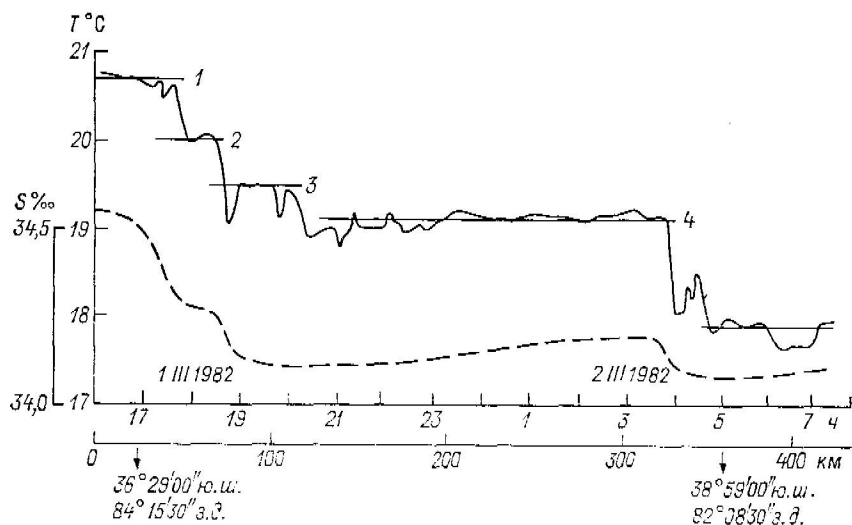


Рис. 4.4. Распределение температуры и солёности на участке южной субтропической конвергенции.

Интересно проверить, насколько далеко распространяется подчеркивавшееся ранее сходство между фронтальной структурой вод океана по горизонтали и их тонкой вертикальной структурой. Для этого следует выяснить, зависят ли перепады температуры на фронтальных разделах внутри фронтальных зон от их среднего градиента температуры. По аналогии с вертикальной тонкой структурой это можно сделать, исследуя отношение $\sigma_T' / (\overline{dT/dx})$, где σ_T' — среднее квадратическое отклонение значений температуры от среднего профиля с градиентом $\overline{dT/dx}$. Поведение отношения $C_v = \sigma_T' / (\overline{dT/dz})$ для вертикальной тонкой структуры было исследовано в [72], причем было обнаружено, что значение C_v обычно колеблется в весьма узких пределах. Постоянство величины C_v означает, что интенсивность тонкой структуры пропорциональна среднему градиенту. Сама величина C_v (иногда называемая числом Кокса), имсущая размерность длины, дает некую оценку среднего

пространственного масштаба процесса, ответственного за генерацию вертикальных возмущений поля температуры.

Расчеты, сделанные для рассмотренных выше фронтальных зон, показали, что амплитуды перепадов температуры фронтальных разделов внутри этих зон также пропорциональны среднезональному градиенту. Это, видимо, также свидетельствует о наличии некоторого типичного, на этот раз горизонтального, масштаба C_h , характеризующего преобладающий локальный фронтогенетический механизм внутри рассмотренных зон. По нашим оценкам, для всех рассмотренных фронтальных зон этот масштаб $C_h = \sigma_T / (\overline{dT/dx})$ имеет близкие значения, равные 25—35 км.

Таблица 4.3

Сравнительные характеристики термической структуры фронтальных зон

№ п/п	Фронтальная зона	L км	$\overline{\frac{\partial T}{\partial x}}$ °C/км	Характер структуры, число фронтальных разделов	$\left \frac{\partial T}{\partial x} \right $ * °C/км	$\frac{\partial T/\partial x^{**}}{\overline{\partial T/\partial x}}$	C_h км
1	Зона конвергенции Куро-О-Курильское течение	300	0,035	Ступенчатый 4	$\frac{0,3-1,5}{5,5}$	$\frac{9-429}{160}$	27
2	Северная субтропическая конвергенция			Переменяющийся			
	Участок I	200	0,015	10	$\frac{0,08-1,4}{0,4}$	$\frac{5-50}{27}$	26
	II	220	0,016	8	$\frac{0,07-2,3}{0,8}$	$\frac{5-140}{50}$	28
3	Южная субтропическая конвергенция	400	0,008	Ступенчатый 4	$\frac{0,15-0,44}{0,3}$	$\frac{19-55}{38}$	35

* Фронтальные градиенты: $\frac{\min - \max}{\text{средний}}$ °C/км.

** Отношение градиентов: $\frac{\min - \max}{\text{среднее}}$.

В заключение приведем в табл. 4.3 сравнительные характеристики «тонкой структуры» рассмотренных участков климатических фронтальных зон. В ней приводятся: ширина рассмотренного участка фронтальной зоны L , средний градиент, характер структуры и число фронтальных разделов, градиенты на фронтах, отношение фронтальных градиентов к среднезональным, значения C_h .

Полученные результаты дают основания для следующих выводов.

1. Рассмотренные климатические фронтальные зоны включают несколько (до 10) резких фронтальных разделов с температурными градиентами, на 1—2 порядка превышающими среднезональный градиент.

2. Выделяются два типа термической структуры фронтальных зон: ступенчатая, состоящая из однородных участков, разделенных фронтами одного знака, и «персмежающаяся», в которой чередуются теплые и холодные участки, разделенные фронтами разного знака.

3. Амплитуды термических неоднородностей (скачки температуры на фронтах) внутри фронтальных зон пропорциональны среднезональному градиенту, что свидетельствует о наличии некоторого типичного горизонтального масштаба, характеризующего преобладающий локальный фронтогенетический механизм внутри зоны.

4.2. Тонкая термохалинная структура вблизи океанических фронтов

В течение последнего десятилетия стало очевидно, что между характером тонкой вертикальной структуры и степенью неоднородности вод океана по горизонтали существует тесная связь. Фронтальные зоны океана, как правило, настолько богаты специфическими формами тонкой термохалинной структуры (интрузионными слоями*, инверсиями температуры), что по их появлению на вертикальных профилях СТД и ХВТ можно судить о приближении судна к фронтальному разделу. Обилие тонкой структуры характеризует не только крупномасштабные климатические фронтальные зоны, но и фронты синоптического масштаба, связанные с вихревым полем. Как было недавно показано [66] (см. также подраздел 3.1.1), с различными по знаку вихрями связаны различные по характеру системы фронтов и различная по происхождению тонкая термохалинная структура. Накопленные сведения позволяют считать, что океанические фронты играют важную роль в преобразовании крупномасштабных и мезомасштабных горизонтальных неоднородностей физических полей океана в тонкую термохалинную стратификацию, являясь, таким образом, своего рода поставщиками тонкой вертикальной структуры этих полей в широком спектре пространственно-временных масштабов [61, 260]. Если взглянуть на изменчивость физических полей океана в масштабе целого океанического бассейна, то нельзя не признать, что самое первое проявление эволюции горизонтально неоднородного поля плотности в вертикальном направлении, имеющее характер

* Под «интрузиями» или «интрузионными слоями» (термин заимствован из геологии) понимаются массы инородных вод, вклинившиеся в толщу местных вод на уровне равной плотности. Об истории термина см. раздел 1.6 в [61].

образования тонкой стратификации, есть не что иное как фронтотогенез — формирование фронтов в океане [62].

Не случайно поэтому, что многие исследователи, ранее занимавшиеся описанием и диагностикой происхождения тонкой термохалинной структуры вод океана, обратились затем к вопросам структуры и динамики океанических фронтов. Это — естественный путь. Видимо, лишь путем исследования океанического фронтотогенеза, механизмов поддержания и эволюции фронтов, процессов трансфронтального тепломассопереноса и, наконец, процессов разрушения фронтов (фронтализа) в океане можно найти разгадки многих нерешенных проблем, возникших в ходе изучения тонкой структуры.

Исследование структурообразующих процессов во фронтальных зонах океана приобретает сейчас особую важность также и в связи со стремлением ученых выявить те процессы и механизмы, которые обеспечивают достаточно эффективную диссипацию кинетической энергии квазигеострофических океанических вихрей синоптического масштаба. В спектре кинетической энергии всех мыслимых движений вод океана между масштабами двумерной квазигеострофической турбулентности (100 км) и масштабом неустойчивости Кельвина—Гельмгольца (1 м) нет других физических претендентов на роль «диссипаторов» кинетической энергии вихрей, кроме фронтов и внутренних волн. Фронты обеспечивают необходимый каскад энтропии в сторону меньших масштабов. Внутренние колебания сами по себе не являются диссипативным механизмом, но они могут в принципе эффективно рассеивать избыточную кинетическую энергию любого начального возмущения (например, нестационарного вихря или фронта) в пространстве, перенося эту энергию во все стороны на большие расстояния. Вудс [262], например, считает, что лишь параллельное действие фронтов и внутренних волн способно, по-видимому, обеспечить необходимый поток кинетической энергии из области синоптических вихревых масштабов к масштабам вязкой диссипации.* Тогда как внутренние волны при этом могут осуществлять свой эффект «напрямую», фронты связаны с масштабами диссипации через тонкую термохалинную структуру. Поэтому правильно разобратся в том, какую роль играют в процессе разрушения вихревых возмущений в океане внутренние волны, а какую — тонкая структура, едва ли возможно, минуя проблемы фронтотогенеза и структуры фронтов в океане. При этом накапливаются наблюдения, свидетельствующие о том, что внутренние волны обладают особенно высокой энергией именно во фронтальных зонах океана. Казалось бы, как тут не поставить в генетическую связь друг с другом обилие элементов тонкой структуры и высокую интенсивность поля внутренних колебаний!? Однако то время, когда все размышления о происхождении тонкой термохалинной структуры неизбежно приводили к внутренним

* Желающие подробнее ознакомиться с концепцией Вудса должны изучить построенную им и опубликованную в [262] диаграмму.

волнам как к главному и чуть ли не единственному структурообразующему процессу, осталось позади. Сегодня наместились тенденции считать интрузионный процесс наиболее распространенным механизмом структурообразования в океане. Как сейчас выясняется, внутренние волны при разрушении могут инициировать лишь сравнительно мелкомасштабный интрузионный процесс. Связать с внутренними волнами появление интрузионных слоев толщиной 10—100 м не представляется возможным (см. подраздел 4.2.2.). Остается признать, что как внутренние волны, так и интрузии в данном случае являются побочными продуктами динамики фронтальных разделов. Они, безусловно, взаимодействуют между собой, но у них есть и свои независимые физические роли. Вопросы происхождения и динамики интрузий поэтому являются одними из первостепенных по важности в наблюдающемся сейчас подлинном взрыве интереса к океаническим фронтам. В результате этого в сегодняшней литературе об океанических фронтах и их структуре наблюдается преобладание феноменологических описаний, исследований отдельных случаев и модельных задач, описывающих типичные ситуации, в отличие от статистического подхода, который характеризовал начальный интерес к тонкой структуре и внутренним волнам. Именно поэтому в данном разделе основное внимание уделено феноменологическому анализу интрузионного процесса, что в значительной мере отражает и собственные интересы автора.

4.2.1. Особенности тонкой термохалинной структуры фронтальных зон

Многочисленные примеры интрузионных элементов тонкой структуры уже приводились в литературе, в том числе и автором (см. [61, рис. 7, 40, 43] или [62, гл. III, рис. 19—21]). Рассмотрим здесь еще несколько примеров интрузионных структур, характерных для различных фронтальных зон. На рис. 4.5 изображены интрузионные прослойки красноморских вод вблизи фронтального раздела, связанного с их распространением в Аденском заливе (наблюдения А. И. Гинзбург, В. И. Прохорова и В. Е. Склярова, 22-й рейс НИС «Академик Курчатов», 1976 г.). Обнаруживающийся здесь при монотонном вертикальном распределении плотности характер вертикальных профилей температуры и солености необыкновенно схож с тем, который наблюдался автором в 1971 г. в Аравийском море на 150—200 км южнее [61, рис. 7 и 43]. Качественная идентичность профилей распространяется как на тонкие, около 5 м толщиной, интрузионные прослойки (обозначены буквами А, Б на рис. 4.5), так и на более крупные интрузии, достигающие толщины 30—40 м. Однако в Аденском заливе все они расположены на 200—400 м ближе к поверхности, чем в Аравийском море, и имеют температуру на 3—4°C выше. Соленостная компенсация теплых интрузий с инверсиями температуры и здесь характеризуется коэффициентом изопикничности $R_A > 1$ (см. раздел 4.2 в [61] и недавнюю более детальную интерпретацию в [79]).

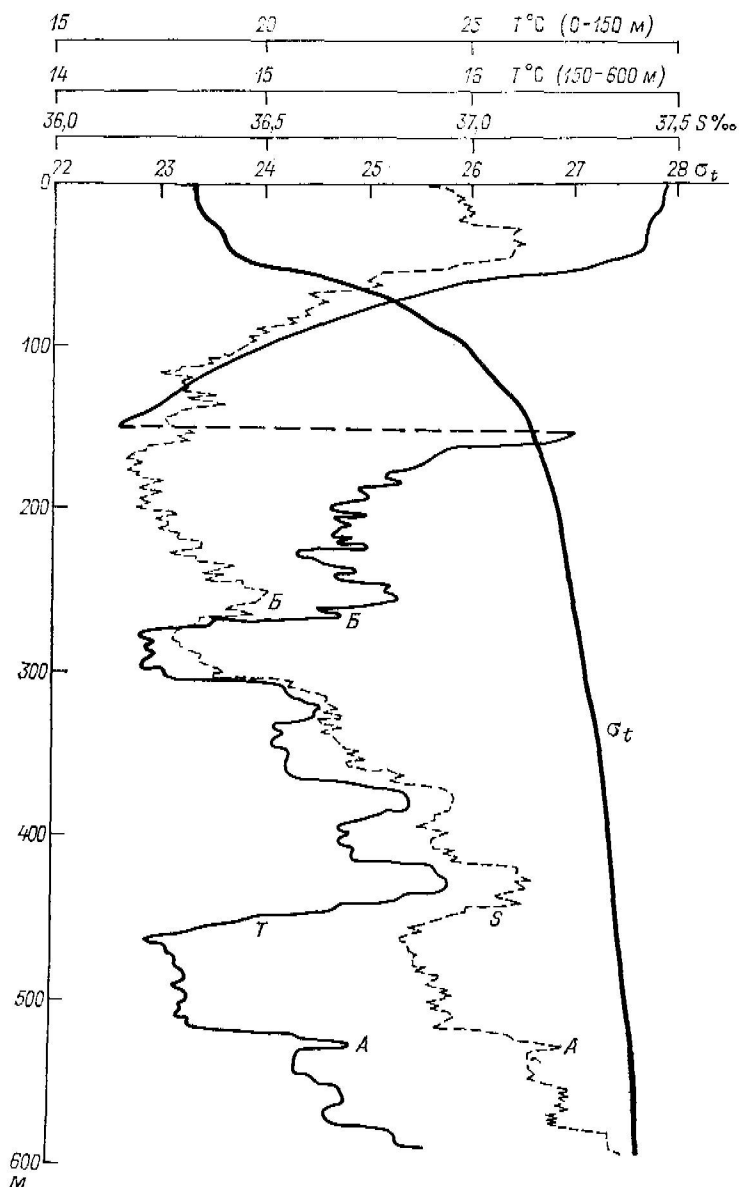


Рис. 4.5. Интрузионная термохалинная структура в слое 180—600 м Адепского залива, связанная с распространением вод красноморского происхождения, на ст. № 1984 22-го рейса НИС «Академик Курчатов», $12^{\circ}09'42''$ с. ш. и $44^{\circ}24'36''$ в. д., 10 июня 1976 г.

Тонкая сплошная линия — температура в $^{\circ}\text{C}$; пунктирная линия — сольность в ‰ ; жирная сплошная линия — условная удельная плотность. Буквами А и Б обозначены тонкие интрузионные прослойки, подобные описанным автором в [61]. Зондирование выполнялось зондом АИСТ.

На рис. 4.6 представлены изоплеты изменения температуры в течение 3,5 ч, построенные по данным многократного СТД зондирования автором с дрейфующего судна (скорость дрейфа около 1 уз

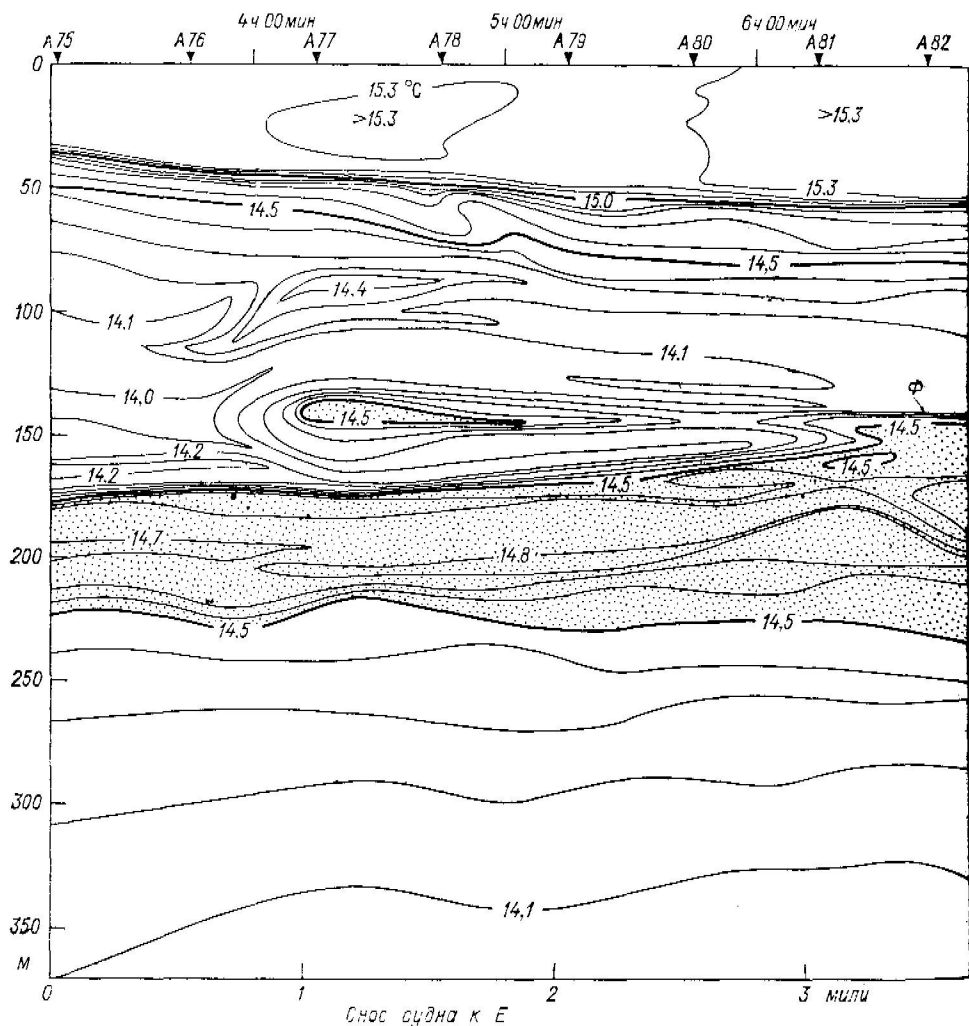


Рис. 4.6. Изолированная линза теплых вод интрузионного происхождения ($T > 14,5^{\circ}\text{C}$), отделившаяся от фронтального раздела (Ф) в Тунисском проливе (см. рис. 4.7 и T , S -кривую на рис. 2.20 г), по данным многократного зондирования зондом АИСТ 2 мая 1974 г. в Тунисском проливе в дрейфе возле точки $36^{\circ}37'$ с. ш., $12^{\circ}19'$ в. д., 18-й рейс НИС «Академик Курчатов» (ст. № 1569).

на восток) в Тунисском проливе в районе точки с координатами $36^{\circ}37'$ с. ш. и $12^{\circ}21'$ в. д. во время 18-го рейса НИС «Академик Курчатов» в апреле 1974 г. Снос судна определялся относительно

буя, стоявшего на якоре. На графике изоплет виден фронтальный раздел (обозначен буквой Φ), идущий с небольшим наклоном слева направо. Он отделяет более пресные и холодные воды западного бассейна Средиземного моря (на графике расположены сверху) от более теплых и соленых вод восточного бассейна (расположены ниже фронтального раздела) с ядром левантийских вод,

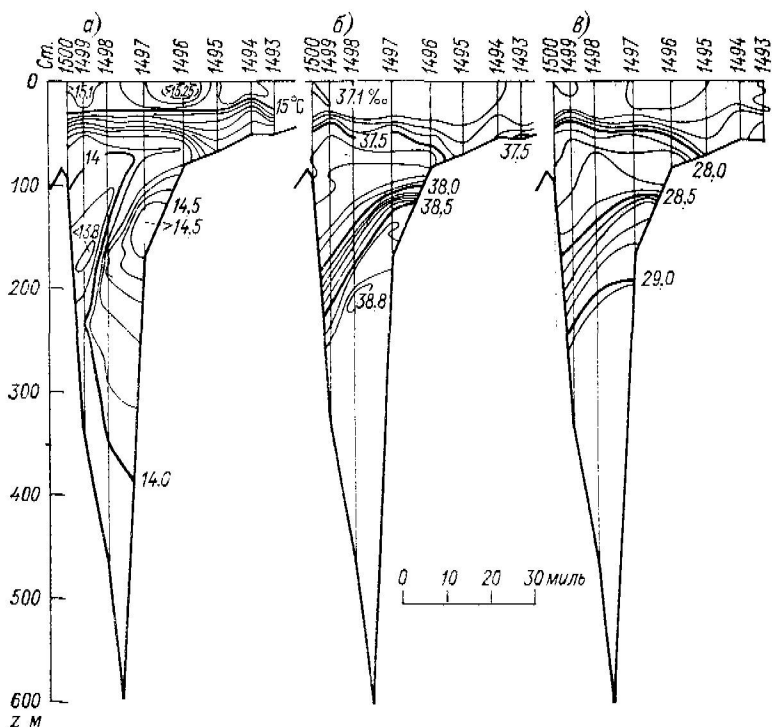


Рис. 4.7. Разрезы в поле температуры (а), солёности (б) и условной удельной плотности (в) через наиболее узкую часть Тунисского пролива, выполненный автором с помощью СТД зонда АИСТ 13—14 апреля 1974 г. в 18-м рейсе НИС «Академик Курчатов».

температура которых выше $14,5^{\circ}\text{C}$ (на графике обозначены точками). Положение фронтального раздела лучше всего видно на рис. 4.7 а, б, в, где представлены разрезы в поле температуры, солёности и плотности через ближайшее к точке зондирования сечение Тунисского пролива. Течения слева и выше фронтального раздела (за пределами верхнего квазигомогенного слоя) имеют генеральное направление с северо-запада на юго-восток, тогда как справа и ниже фронтального раздела они направлены в противоположную сторону (из восточного бассейна в западный). Весь фронтальный раздел вытянут с северо-запада на юго-восток вдоль оси пролива и расположен в слое 80—250 м, т. е. ниже сезонного

термоклина и верхнего квазиоднородного слоя, причем в слое 0—80 м фронтальный раздел никак не проявляется.

Наклон фронтального раздела на графике термоизоплет (рис. 4.6) соответствует постепенному перемещению судна в процессе многократного зондирования на восток, т. е. под углом 45° относительно направления простираения фронта. Сносу судна на 3,5 мили на восток соответствует расстояние 2,5 мили по нормали к фронтальному разделу. На этом расстоянии изотермы между 14 и $14,5^\circ\text{C}$, судя по рис. 4.7 а, поднимаются на 38—40 м. Правый конец фронтального раздела на графике изоплет (рис. 4.6) приподнят относительно левого на 36—37 м, что подтверждает справедливость наших рассуждений.

Наиболее интересной особенностью графика изоплет температуры (рис. 4.6) является отделившаяся от фронтального раздела изолированная линза воды с температурой в ядре, прсвышающей $14,5^\circ\text{C}$. Толщина ядра (обозначено точками) достигает 10 м, а всей линзы 20—30 м при поперечнике порядка 1—2 км (с учетом ее возможного перемещения во время измерений). Полную изолированность линзы, к сожалению, невозможно подтвердить никакими другими измерениями. Остается только предполагать, что на графике изоплет зафиксирован момент отделения интрузионного языка от фронтального раздела и превращения этого языка в изолированную линзу. В литературе уже встречались [188] описания отделения инородных объемов воды через фронтальный раздел в соседнюю водную массу. Применительно к разделу между шельфовыми и склоновыми водами в северо-западной Атлантике этот процесс получил специфическое название «отрыва» («calving») по аналогии с откалыванием глыб льда от края ледникового массива. Отрыв интрузий шельфовых вод и их проникновение в толщу склоновых вод происходит, однако, вблизи дна [188].

Интересно отметить, что интрузионный язык в данном случае вытянут практически по горизонтали, а не вдоль поверхности равной плотности. Такие поверхности, согласно разрезу на рис. 4.7 в, имеют вблизи горизонта 150 м наклон около $2,7 \cdot 10^{-3}$, тогда как изотермы в этом слое наклонены круче ($1,2 \cdot 10^{-2}$). Благодаря такому различию наклонов оторвавшееся и сместившееся к оси пролива теплое ядро языка ($T > 14,5^\circ\text{C}$) должно было быть приподнято над фронтальным разделом примерно на 23—25 м на той вертикали, на которой оно наблюдается. На графике термоизоплет это ядро располагается примерно на 30 м выше фронтального раздела. Линия, соединяющая центр ядра с языком изотерм на фронтальном разделе (справа на рис. 4.6), практически горизонтальна. Разница в 5—7 м между изопикнической и фактической глубинами залегания ядра как раз и соответствует наблюдающемуся наклону изопикни к горизонту. Поэтому можно предполагать, что причиной отделения интрузионного языка было какое-то вынуждающее движение в горизонтальной плоскости, например инерционное колебание. Однако интрузия могла быть и изопикнической, а наблюдающийся небольшой подъем отделившейся линзы

относительно изопикнической поверхности можно при этом объяснить потерей массы и уменьшением плотности воды в ядре за счет выпадения солевых пальцев. Действительно, изотермы вблизи нижней границы ядра существенно разрежены по сравнению с верхней границей. Это может быть еще одним косвенным указанием на присутствие солевых пальцев под ядром. Заметим, что косвенные свидетельства работы дифференциально-диффузионной конвекции были получены нами и при анализе характеристик интрузионных прослоек холодных и распресненных шельфовых вод, распространяющихся вдоль фронтального раздела на периферии теплого кольца Гольфстрима [17] (см. также рис. 3.18 и 3.19 в подразделе 3.1.3).

Детальные данные, относящиеся к фронтальному разделу в Тунисском проливе, показывают, что этот раздел характеризуется высокой степенью термоклинности. Изопикнические градиенты температуры на нем достигают, как показывают рис. 4.6 и 4.7, значений $0,1\text{--}0,5\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$. Еще более важно, что отделившаяся интрузионная линза характеризуется горизонтальными и изопикническими градиентами температуры такого же порядка. Таким образом, отделившаяся интрузионная линза как бы уносит с собой участок фронтального раздела, на котором она образовалась. Можно считать поэтому, что интрузионный процесс и явление отрыва интрузий способствуют дроблению фронтальных разделов и развитию «многофронтальности» фронтальных зон. Можно также представлять себе этот процесс как непрерывный перенос фронтально-интрузионной изменчивости вниз по каскаду масштабов от фронтальных разделов климатического характера к масштабам диссипации.

Применение изопикнического и других методов анализа, вытекающих из классической теории T , S -кривых, позволило установить, что для районов, близких к фронтам, вообще характерна высокая степень изменчивости температуры и солености на поверхностях равной плотности [58, 61, 124, 135, 265]. Эту изменчивость можно объяснить только с позиций признания преобладающей важности интрузионного процесса. Применение автором изопикнического анализа к STD данным многократного зондирования на трехсуточной станции, выполненной параллельно с измерениями течений с буйа во время эксперимента «Полигон-70», позволило установить, что отдельные термические неоднородности явно адвективной природы толщиной $10\text{--}20\text{ м}$ прослеживаются вдоль изопикнических поверхностей на $10\text{--}15\text{ км}$. Изопикнические градиенты температуры при этом могут достигать $0,8\text{--}1,0\text{ }^{\circ}\text{C}/\text{км}$ [61, с. 87—89]. Этот результат недавно получил новые подтверждения в [95] и [265]. Другие результаты многократного зондирования [61, с. 154—155] также указывают на то, что хорошо выраженные интрузионные прослойки с избытком тепла и соли по сравнению с окружающей водой при своем распространении пересекают изопикны. Аналогичный и очень наглядный результат для холодных прослоек был недавно получен Греггом и МакКензи [136]. Эти

и другие результаты многих авторов убедительно свидетельствуют о том, что интрузионный процесс на фронтах сопровождается дифференциально-диффузионной конвекцией (например, солевыми пальцами) на границах интрузионных прослоек [58, 135, 257]. Имеются и прямые инструментальные доказательства этого факта [256]. Таким образом, более ранние предположения и гипотезы на этот счет [57, 234] получают свое подтверждение. В настоящий момент нужны массовые специальные измерения, которые могли бы дать возможность не только косвенно распознавать, но и безошибочно определять и количественно оценивать тепломассообменные эффекты двойной (термохалинной) диффузии совместно с интрузионным процессом. В свою очередь это позволило бы перейти к количественным оценкам роли фронтов в океаническом тепломассообмене.

Исследования интрузионного расслоения на фронтах и причин, его вызывающих, сейчас интенсивно продолжаются. Каждая новая работа в этой области сейчас приносит новые интересные факты. Поэтому на данном этапе было бы полезно кратко просуммировать наши основные фактические знания о тонкой термохалинной структуре фронтального происхождения. С нашей точки зрения, они сводятся к следующему.

1. Прифронтальные области характеризуются преобладанием тонкой термохалинной структуры интрузионного характера, причем толщина интрузионных слоев (как «теплых», так и «холодных») чаще всего колеблется между 10 и 30—40 м, хотя хорошо опознаются отдельные интрузионные прослойки толщиной 1—5 м, а в крупномасштабных климатических фронтальных зонах интрузионные слои могут достигать толщины 100—250 м.

2. По причинам, пока еще не вполне ясным, часто происходит отрыв фронтальных интрузий и их проникновение по другую сторону фронта в виде изолированных линз.

3. Инверсии температуры, сопровождающие «холодные» и «теплые» интрузии фронтального происхождения, характеризуются вертикальным перепадом температуры ΔT от нескольких сотых до 1—3 °C при квазиизопикнической компенсации соответствующим перепадом солёности ΔS .

4. Имеются многочисленные косвенные и пока еще немногие прямые натурные свидетельства работы дифференциально-диффузионной конвекции (в диффузионном режиме и в виде солевых пальцев) на верхних и нижних границах интрузионных слоев и прослоек. Благодаря конвективному тепломассообмену на границах длительность жизни интрузий толщиной порядка 10—20 м скорее всего ограничена отрезками времени в несколько суток.

5. Интрузионные слои и прослойки пересекают изопикнические поверхности в направлении, соответствующем наличию избытка или дефицита плотности (массы) в них относительно изопикнического равновесия. Наличие дефицита или избытка плотности (массы) в интрузиях, как правило, хорошо согласуется с направлением их эволюции под влиянием дифференциально-диффузион-

пой конвекции, развивающейся на их верхних и нижних границах. Однако интерпретация результатов измерений в этом направлении может быть ошибочной без учета происхождения интрузий, их связи с основным объемом воды, из которого они образовались, или отрыва от него и наличия или отсутствия подпитки свежей интрузионной водой.

6. Пересечение интрузиями изопикнических поверхностей обуславливает высокую степень изменчивости температуры вдоль изопикнических поверхностей во фронтальных зонах. Отрыв интрузий способствует повышению степени перемежаемости фронтальных разделов внутри фронтальных зон.

7. О перемежаемости самих интрузий вдоль поверхности фронтального раздела можно сказать только, что она, безусловно, связана с различными проявлениями фронтальной неустойчивости по отношению к разнообразным возмущающим факторам. Исследований в этом направлении пока еще не публиковалось.

Все перечисленные выше феноменологические особенности вертикальной термохалинной структуры фронтальных зон обуславливают и многие характерные особенности ее статистических характеристик. Укажем на некоторые из них.

а) Более резкое спадание с увеличением волнового числа k к функции спектральной плотности $E_T'(k)$ тонкоструктурных возмущений T' вертикальных профилей температуры, чем можно было бы ожидать в случае тонкой структуры, связанной с кинематическим эффектом внутренних волн. По мнению ряда авторов (см. обсуждение в [79]), интенсивная интрузионная тонкая структура фронтального происхождения характеризуется спектрами, спадающими по закону $k^{-2,5}$ как для температуры, так и для солёности, в отличие от закона k^{-2} , характеризующего спектр для относительно гладких безинтрузионных профилей «спокойных» районов океана, удаленных от фронтов.

б) Более высокие уровни функции спектральной плотности тонкоструктурных возмущений температуры $E_T'(k)$ и солёности $E_S'(k)$ при одних и тех же k по сравнению с аналогичными спектрами для «спокойных» районов океана [10, 79, 135].

в) Особенно большие значения и высокая изменчивость тонкоструктурных чисел Кокса [135, 179]:

$$C_T = \frac{(\overline{\partial T' / \partial z})^2}{(\overline{\partial T / \partial z})^2} \quad \text{и} \quad C_S = \frac{(\overline{\partial S' / \partial z})^2}{(\overline{\partial S / \partial z})^2}, \quad (4.1a, б)$$

представляющих собой нормированную среднюю квадратическую меру изменчивости вертикальных градиентов температуры dT/dz и солёности dS/dz .

г) Близость значений спектрального параметра стратификации $m(k) = ((E_S'(k)/E_T'(k))^{1/2}$ к отношению α/β , где

$$\alpha = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \Big|_{p, T, S} \quad \text{и} \quad \beta = \frac{1}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial S} \Big|_{p, T, S}$$

в диапазоне волновых чисел k , характерных для интрузионной тонкой структуры (от 10^{-2} до 10^{-1} циклов на 1 м).*

д) Уровни спектральной плотности микроструктурных (турбулентных) флуктуаций вертикального градиента температуры на верхних и нижних границах интрузий существенно выше, чем в их ядрах [135, 179], что хорошо совпадает с измерением турбулентных пульсаций скорости Уильямсом [242] и свидетельствует о турбулизации пограничных областей интрузий дифференциально-диффузионной конвекцией.

Полученные за последние годы из наблюдений новые данные о характере тонкой термохалинной структуры вблизи фронтов ставят целый ряд проблем в плане пересмотра соотношений между средними полями, тонкой структурой, носящей характер стратификации, и турбулентностью в рамках установившихся концепций статистической гидромеханики. Традиционное представление температуры, солености и составляющих скорости в виде сумм средних и флуктуирующих компонент

$$\begin{aligned} \text{а) } T &= \bar{T} + T'; \\ \text{б) } S &= \bar{S} + S'; \\ \text{в) } u_i &= \bar{u}_i + u'_i \end{aligned} \quad (4.2)$$

перестало удовлетворять исследователей, столкнувшихся с более сложной структурой гидрофизических полей в океане. Пришлось ввести терминологическое различие между «тонкой структурой» и «микроструктурой» (см. примечание на с. 113 в [62]). Оказалось также, что уравнения баланса интенсивности температурных и солевых неоднородностей, основанные на разделении типа (4.2), плохо описывают анизотропный интрузионный процесс и что для более адекватного описания различий между поведением тонкой стратификации и турбулентной микроструктуры удобнее пользоваться разделением типа

$$\begin{aligned} \text{а) } T &= \bar{T} + \tilde{T} + T'; \\ \text{б) } S &= \bar{S} + \tilde{S} + S'; \\ \text{в) } u_i &= \bar{u}_i + \tilde{u}_i + u'_i, \end{aligned} \quad (4.3)$$

где черточка осреднения сверху по-прежнему принадлежит среднему полю, тильда соответствует элементам тонкой структуры (особенно анизотропному интрузионному расслоению), а штрих обозначает турбулентные микрофлуктуации (микроструктуры) однородного и изотропного характера. Совершенно ясно, что условия и масштабы осреднения, накладываемые на каждую из трех компонент в (4.3), должны быть различными. Возможность такого

* О спектральном параметре стратификации $m(k)$ см. с. 101—103 в [61]. Полезный анализ и примеры применимости этого параметра даются в [79].

разделения обсуждалась рядом авторов [62, 233], а его успешное применение принадлежит Джойсу [154], который использовал założенный в нем принцип для учета горизонтального потока изменчивости, вносимого вблизи фронтов топкоструктурными неоднородностями интрузионного характера. Джойс практически повторил на другом уровне рассуждения Осборна и Кокса [200], приведшие в свое время к введению в практику чисел Кокса (4.1), но на этот раз баланс был записан между горизонтальным потоком изменчивости за счет размывания интрузиями среднего градиента концентрации какой-либо пассивной примеси и вертикальным потоком за счет более интенсивного вертикального обмена, связанного с интрузионным переслоением. Для температуры этот баланс выглядит так:

$$\tilde{u}_H \tilde{T} \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_H} = -\bar{K}_T^V \left(\frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} \right)^2, \quad (4.4)$$

откуда, обозначив

$$\tilde{u}_H \tilde{T} = -\bar{K}_T^H \frac{\partial \bar{T}}{\partial x_H}, \quad (4.5)$$

можно получить

$$\bar{K}_T^H = \bar{K}_T^V \left(\frac{\partial \tilde{T}}{\partial z} \right)^2 / \left(\frac{\partial \bar{T}}{\partial x_H} \right)^2. \quad (4.6)$$

В выражениях (4.4)–(4.6) K обозначает эффективный (турбулентный или, правильнее сказать, «немолекулярный») коэффициент обмена по вертикали (индекс V сверху) или по горизонтали (индекс H сверху), u_H — произвольно направленная горизонтальная составляющая скорости. Масштабы осреднения указаны тильдой или черточкой сверху. Смысл конечного результата (4.6) заключается в том, что при известном среднем коэффициенте обмена теплом по вертикали K_T^V через границы интрузий, где средние вертикальные градиенты температуры достигают значений $d\tilde{T}/dz$, можно, зная средний горизонтальный градиент температуры на фронте $d\bar{T}/dx_H$, определить среднее значение коэффициента горизонтального трансфронтального обмена теплом $\bar{K}_T^H$ за счет интрузионного расслоения. Аналогичное (4.6) выражение может быть получено для солености или любой другой примеси.

4.2.2. Возникновение, эволюция и разрушение интрузий на фронтальных разделах

Остановимся кратко на сегодняшнем понимании физической природы сил, управляющих образованием, движением и разрушением интрузий. Первоначально интрузии отождествлялись главным образом со стоком в океан инородных (сильно осолоненных

и теплых или переохлажденных и более пресных) вод из окраинных и средиземноморских бассейнов в океан. Более общая гипотеза о происхождении интрузионного переслоения («боковой конвекции») содержится в работе Стоммела и Федорова [238], где рассмотрены схемы бокового обмена между различными парами устойчиво стратифицированных вертикальных структур, находящихся в близком соседстве, в процессе достижения этими структурами общей оптимально устойчивой стратификации. В принципе речь шла именно об условиях во фронтальных зонах, где различно стратифицированные термохалинные структуры находятся в близком соседстве по обе стороны фронтального раздела. Вопрос о том, какими именно классами движения мог бы осуществляться такой трансфронтальный обмен, до сих пор не был рассмотрен в достаточной полноте. В качестве одного из возможных механизмов интрузионного переслоения в [238] рассматривалось предположение об экмановском трансфронтальном переносе в верхнем и нижнем турбулизированных пограничных слоях вытянутых вдоль фронта однородных линз воды («ламин»), сердцевина которых охвачена геострофическим движением вдоль фронта. Типичная оценка скорости растекания ламин, в соответствии с этим предположением, получалась близкой к действительности, т. е. несколько сантиметров в секунду.

Позже автором совместно с А. С. Мониным [43] было выдвинуто предположение о том, что долгопериодные внутренние колебания с вертикальным волновым вектором и, в частности, инерционные колебания могут служить причиной разнонаправленных движений в смежных по вертикали относительно тонких слоях воды и при наличии резких горизонтальных градиентов температуры и солености вызывать интрузионное переслоение. Роль инерционных колебаний в адвективном переносе термохалинных неоднородностей особенно подчеркивалась автором [61, 62] в связи с инструментальным подтверждением тонкослойного характера движения вод в океане [44], в том числе и в масштабах инерционных колебаний.

Вообще же понимание того факта, что океанологические фронты, даже самые крупномасштабные, никогда не представляют собой строго геострофического явления, а обнаруживают большое число агеострофических особенностей в своей динамике, дает ключ к пониманию физической природы интрузий. Оно позволяет считать, что все агеострофические формы движения, развивающиеся во фронтальных зонах:

- а) экмановский дрейф,
- б) приливные и инерционные колебания,
- в) вязкие и нестационарные градиентные течения,
- г) центробежные и центростремительные ускорения на участках фронтов с большой кривизной (меандрах),

могут принимать участие в формировании и эволюции тонкой термохалинной структуры интрузионного характера. Все эти движения — «размешивающие» в эккартовском смысле по отношению

к резким горизонтальным и вертикальным градиентам температуры и солености, возникшим в процессе фронтогенеза, и, видимо, в основном ими и можно объяснить появление исходных (или начальных) интрузий на фронтальных разделах. Можно также согласиться и с Вудсом [263], что начальные неглубоко расположенные инверсии температуры интрузионного характера могут возникать путем прогибания верхней части термоклина (см. раздел 2.4) под действием течения со сдвигом в процессе самого фронтогенеза. Но, по-видимому, меандрирование фронтальных разделов с возникновением центробежных и центростремительных составляющих движения вдоль фронтального раздела является более эффективным механизмом. Недавно Тэрнер*, основываясь на собственных лабораторных экспериментах [221], высказал мнение, что двойная диффузия также может непосредственно являться первопричиной интрузионного расслоения фронтальных зон. Это мнение подверглось аргументированной критике со стороны Вудса [263], отстаивавшего тезис, смысл которого сводится к следующему: «сначала интрузия, а затем — двойная диффузия. Можно высказать солидарность с этим тезисом в отношении появления первичных (исходных) интрузий на фронтальных разделах. На наш взгляд, эти первичные интрузии нужны, чтобы возникли наиболее благоприятные условия для работы дифференциально-диффузионной конвекции. Дальнейшая эволюция интрузий скорее всего связана с тем, что развивающиеся в благоприятных условиях на их верхних и нижних границах различные формы дифференциально-диффузионной конвекции (и в первую очередь солевые пальцы) начинают играть главенствующую роль в разрушении или трансформации интрузионных слоев, приводя, как показывают наши лабораторные эксперименты [16, 24, 65], к расщеплению исходных интрузий на многочисленные более тонкие интрузионные слои и прослойки. Дело в том, что перемешанные до однородности слои, образующиеся, например, за счет переноса отрицательной плавучести солевыми пальцами, не могут долго оставаться неизменными в окружении стратифицированной жидкости и образуют новые интрузии в процессе схлопывания («коллапса») [155, 270]. Связать представления о «коллапсе» с концепцией интрузионного процесса в океане помог Г. И. Баренблатт.

В 1977 г. Г. И. Баренблатт высказал мнение о том, что интрузии в океане может возникать локально как результат коллапса и вязкого растекания перемешанного пятна ограниченных размеров в окружающей стратифицированной жидкости. Сформулированная им [9] численная модель процесса, предсказывавшая зависимость поперечного размера X осесимметричного (цилиндрического) «пятна» от безразмерного времени Nt (где N — частота Вайселя — Брента) в виде $X \sim (Nt)^{1/10}$, была в том же году подтверждена экспериментально автором этой книги с группой сотрудников его

* Выступление на 2-м Международном симпозиуме по океанической турбулентности, Льеж (Бельгия), 7—18 мая 1979 г.

лаборатории [23]. Полученные теоретические и лабораторные результаты породили оптимистические надежды на создание универсальной теории формирования тонкой термохалинной структуры (в том числе и интрузионного характера) на базе локального перемешивания в стратифицированном океане за счет энергии разрушения и сдвиговой неустойчивости внутренних волн. Однако тщательный анализ с привлечением энергетических оценок [22] показал, что пространственно-временные масштабы интрузионных слоев, обычно обнаруживаемых вблизи фронтов, не соответствуют тем относительно малым масштабам интрузий, которые могут возникать на базе энергии, локально высвобождаемой при сдвиговой неустойчивости и даже обрушении гравитационных внутренних волн.

Получается, что лишь сравнительно тонкие интрузионные слои (толщиной от 10 до 50 см) могут образовываться в океане путем коллапса, сопровождающего сдвиговую неустойчивость или обрушение крупных внутренних волн при условии весьма резкой плотностной стратификации (N — не менее 10^{-2} с $^{-1}$). При этом их масштабное соотношение h_1/X_1 в лучшем случае может достигнуть $(2-3) \cdot 10^{-3}$, на что потребуется при $N = 10^{-2}$ с $^{-1}$ всего от 0,6 до 6 сут. Более мощные по толщине линзы или ламинны могли бы образовываться таким же путем лишь в том случае, если бы исходные перемешанные объемы в начальный момент времени $t = 0$ уже имели отношение характерных масштабов $h(0)/X(0)$ порядка 10^{-1} — 10^{-2} при исходной толщине $h(0)$ порядка 10—30 м перед началом первой стадии коллапса. В любом случае растекающиеся интрузионные слои могут сохранять отношение масштабов h_1/X_1 между $3 \cdot 10^{-3}$ и 10^{-3} в течение очень долгого времени [22], хотя для самых тонких слоев это время лимитировано их разрушением за счет молекулярной теплопроводности и диффузии.

Более быстрое растекание интрузионных слоев, пропорциональное времени t в степени $1/2$, возможно, как показали недавние эксперименты А. Г. Зацепина, в случае подпитки интрузии из какого-либо изолированного источника. Если расход Q поступающей в интрузию жидкости постоянен, то, в соответствии с [24], режим растекания автомоделен и

$$X(t) = A \left(\frac{N^2}{\nu} \right)^{0,1} Q^{0,4} t^{0,5}, \quad (4.7)$$

где ν — кинематическая вязкость, а $A \simeq 1,02$ — экспериментально определяемый безразмерный коэффициент пропорциональности. Соотношение масштабов h/X оказывается при этом пропорциональным $(Nt)^{-0,5}$, что обеспечивает более быстрое достижение интрузиями масштабных пропорций порядка 10^{-3} (например, 1,3 сут вместо 6 сут). Условия растекания с подпиткой, однако, более характерны для интрузий, связанных с водообменом между бассейнами (например, Средиземное море и Атлантический океан), нежели для обычных фронтов открытого океана. При часто наблюдаемом явлении отрыва интрузионной линзы подпитка прекра-

щается, а если отрыв и не имеет места, то условие $Q = \text{const}$ едва ли выполняется в связи с тем, что перечисленные выше агеострофические движения носят либо нестационарный, либо квазипериодический характер.

Более характерным для обычных фронтальных интрузий является, по-видимому, вязкое растекание при условии постоянства объема, начинающееся с таких характерных исходных масштабов, при которых $h(0)/X(0)$ имеет порядок 10^{-2} при $h(0) \geq 10 \dots 30$ м. Такими масштабами и должны обладать исходные интрузии. Самые крупные исходные интрузии, видимо, возникают, как уже предполагалось выше, вследствие «размешивания» фронтальных градиентов различными агеострофическими составляющими движения, характерными для околофронтального режима. Достаточно одного такого слоя, чтобы при благоприятных сочетаниях термических и солевых градиентов на его границах дальнейшее интрузионное расслоение происходило в результате чередования дифференциально-диффузионной конвекции и коллапса, как это и было продемонстрировано в наших лабораторных экспериментах [16, 65]. Полученные в этих экспериментах результаты, хотя и являются чисто качественными, настолько интересны, что заслуживают подробного описания.

В первом эксперименте в длинном плексигласовом бассейне ($1,5 \times 0,13 \times 0,3$ м³) создавалась устойчивая, близкая к линейной стратификация за счет вертикального градиента солености в воде. Значение этого градиента выбиралось от $dS/dz = 0,5 \cdot 10^2$ ‰/м до $dS/dz = 1,5 \cdot 10^2$ ‰/м. Вода в бассейне имела практически однородную по вертикали температуру $T_w = 18 \dots 22^\circ\text{C}$. Для предотвращения охлаждения воды с поверхности из-за испарения бассейн накрывался теплоизолирующей влагонепроницаемой крышкой.

Для создания интрузии готовился небольшой объем — $(3-5) \cdot 10^{-3}$ м³ — подкрашенной воды с промежуточной концентрацией соли (несколько меньшей, чем у воды на дне бассейна, но большей, чем у воды на поверхности). Приготовленная вода нагревалась на $20-30^\circ\text{C}$ выше комнатной температуры и по наклонному лотку*, расположенному у торцевого края бассейна, аккуратно вливалась в бассейн. Интрузионная жидкость стекала равномерно по дну лотка до уровня своей собственной плотности, после чего отрывалась от наклонного дна лотка и распространялась на этом уровне в направлении противоположного конца бассейна.

Вода в интрузии имела температуру существенно более высокую, чем температура воды в бассейне, и компенсация отрицательного температурного вклада в изменение плотности происходила за счет избытка солености в интрузии по сравнению с соленостью воды в бассейне на уровне распространения интрузии. Таким образом, первоначально интрузия имела избыток тепла

* Наклонный лоток, изготовленный из плексигласа, имел ширину 0,08 м, длину 0,5 м и укреплялся в бассейне под углом 30° к горизонту.

и соли по сравнению с окружающей жидкостью. Это благоприятствовало возникновению конвекции на границах интрузии. Действительно, при распространении интрузии (несмотря на наличие сдвига скорости) на нижней границе интрузии быстро развивалась конвекция в виде «солевых пальцев» (рис. 4.8).

«Солевые пальцы» имели очень равномерное (периодическое) пространственное распределение по всей нижней поверхности интрузии. Каждый элемент («палец») имел поперечный размер около 4—5 мм и длину до 15—20 мм. Первоначально все они были загнуты назад по отношению к направлению движения интрузии.

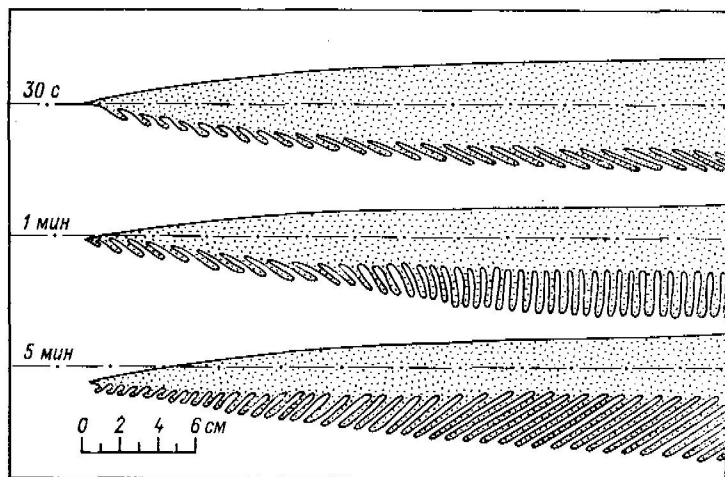


Рис. 4.8. Зарисовка развития конвекции в виде солевых пальцев на нижней границе интрузионного слоя в первом эксперименте.

Однако уже через 3—5 мин после начала эксперимента возникал компенсирующий противоположный поток воды в тонком слое в нижней части интрузии, несколько выше оснований «солевых пальцев». В результате последние выпрямлялись, а затем приобретали противоположный наклон. Наиболее интенсивное образование «солевых пальцев» наблюдалось у основания интрузии (ближе к лотку), где вертикальные термохалинные градиенты были небольшими. Здесь «солевые пальцы» за счет переноса отрицательной плавучести интенсивно перемешивали слой жидкости некоторой толщины непосредственно ниже слоя, в котором они наблюдались. В результате на нижней границе интрузии создавалось однородное по вертикали утолщение, хорошо видимое (рис. 4.9 а) благодаря подкрашиванию. Оно постепенно отделялось от исходной интрузии, а между ним и интрузией вторгался клин неподкрашенной воды, распространявшейся навстречу интрузии. Затем само утолщение претерпевало коллапс и начинало распространяться в виде клина ниже основной интрузии как самостоятельная интрузионная про-

слойка. На ее нижней границе снова возникали «солевые пальцы», и, таким образом, интрузия расщеплялась еще на несколько подкрашенных языков, разделенных неподкрашенными прослойками (рис. 4.9, б, в). Расщепление интрузии на прослойки продолжалось

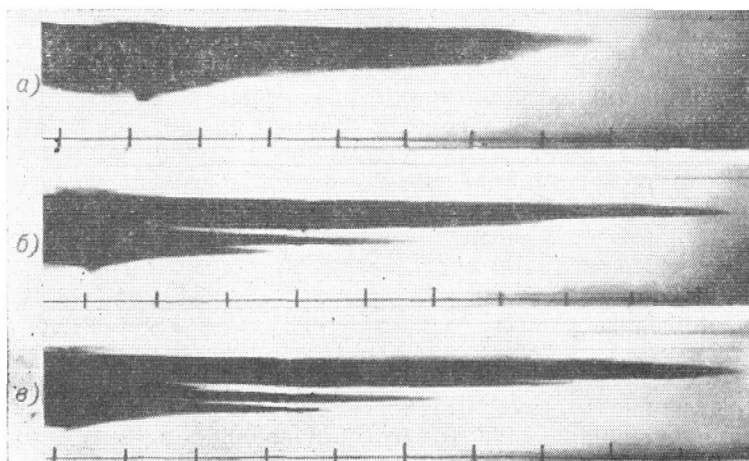


Рис. 4.9. Последовательные изображения (по фотографии) расщепления интрузионного клина под действием солевых пальцев в первом эксперименте.

а — $t=370$ с; б — $t=960$ с; в — $t=2500$ с.

в течение 1—1,5 ч до тех пор, пока интрузия не останавливалась, достигая противоположного конца бассейна.

Профиль температуры в расщепленной части интрузии представлен на рис. 4.10. Как видно из рисунка, область промежуточ-

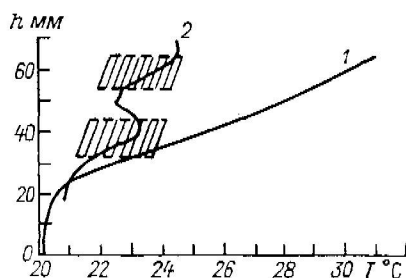


Рис. 4.10. Вертикальный профиль температуры через нижнюю часть интрузии в экспериментальном бассейне в первом эксперименте.

1 — до расщепления; 2 — после расщепления в момент $t=960$ с.

ного понижения температуры образована «холодной» прослойкой неподкрашенной воды, вклинившейся между двумя подкрашенными «теплыми» языками интрузии (заштрихованы).

Аналогичное расщепление интрузии на прослойки наблюдалось и в случае интрузии водного раствора сахара в устойчиво стратифицированной по солености среде. Это позволяет заключить, что

разделение интрузии на прослойки в наших опытах едва ли было связано с работой боковой конвекции, которая в принципе могла возникнуть в нашем эксперименте из-за прогрева наклонной боковой стенки (лотка) при стекании по ней теплых вод термохалинной интрузии.

В отличие от «сахарной» интрузии, слегка всплывавшей вверх по мере распространения вдоль бассейна, термохалинная интрузия имела тенденцию загигаться вниз. В обоих случаях дифференциально-диффузионная конвекция эффективно выносила избыток концентрации более медленно диффундирующего растворенного вещества через нижнюю границу интрузии. Таким образом, казалось бы, и термохалинная интрузия должна была всплывать по мере распространения, как это и наблюдалось для «сахарной» интрузии. Однако в случае термохалинной интрузии «солевые пальцы» эффективно переносят вниз не только соль, но и тепло (а также и краску). В то же время тепло из верхней части интрузии сравнительно быстро рассеивается вверх молекулярной теплопроводностью. Поэтому в данном случае максимум температуры интрузии смещается вниз вместе с солью, переносимой «пальцами», и создается впечатление, что ядро термохалинной интрузии имеет тенденцию углубляться в толщу окружающей жидкости по мере распространения вдоль бассейна. Итак, в экспериментах как с термохалинной, так и с «сахарной» интрузией распространение их не происходит строго вдоль по горизонтالي, т. е. не вполне изопикнически. Причиной такого неизопикнического распространения интрузии являются анизотропные вертикальные потоки массы через границы интрузии, связанные как с молекулярным тепломассопереносом, так и с дифференциально-диффузионной конвекцией. Этот экспериментальный результат, предсказанный в [61], был недавно подтвержден наблюдениями в океане [136].

Следует отметить, что даже существенные изменения конфигурации эксперимента не меняли конечного результата, а в некоторых случаях делали его еще более наглядным. Медленное влияние термохалинной (или сахарной) интрузии через стеклянную трубку на уровень равной плотности в бассейн ($0,75 \times 0,44 \times 0,35 \text{ м}^3$), заполненный жидкостью с линейной солевой стратификацией, создавало начальную ассимметричную дископодобную интрузионную линзу, на нижней границе которой сразу же возникали солевые (или сахарные) пальцы. Фотография такой линзы с соевыми пальцами (вид сбоку) воспроизводится на рис. 4.11. О масштабах можно судить по диаметру трубки, который в натуре равен 1 см. Конечный результат эволюции такой же интрузии за 57 мин изображен на другой фотографии (рис. 4.12). Чередующаяся работа «солевых пальцев» и коллапса разбивала всю попавшую в бассейн интрузионную жидкость на множество дископодобных слоев, медленно растекающихся на различных плотностных уровнях. Судя по масштабной сетке (на заднем плане) с клетками $2 \times 2 \text{ см}$, максимальная толщина интрузионных прослоек в этом эксперименте не превышала 2—3 см. Фоновая стратификация ха-

рактизовалась частотой Вьясяля—Брента $N \simeq 0,5 \text{ с}^{-1}$. Перегрев интрузии относительно окружающей жидкости в начале эксперимента достигал 10°C .

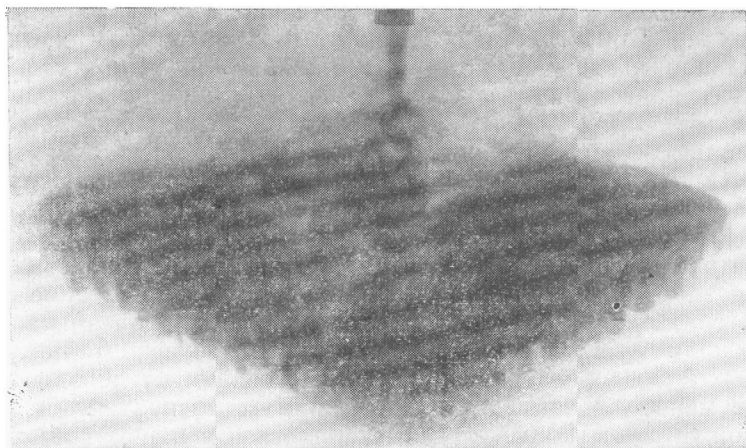


Рис. 4.11. Фотография выпадения солевых пальцев из осесимметричной термохалинной интрузии в начальной фазе растекания ($t \approx 450 \text{ с}$) во втором эксперименте.

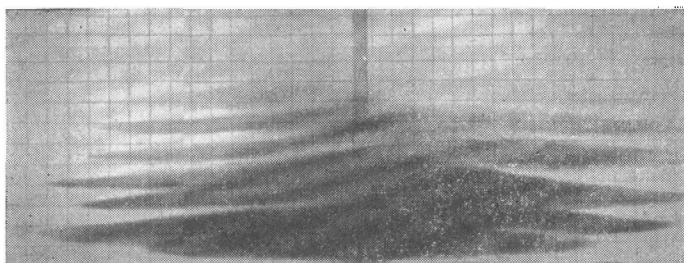


Рис. 4.12. Конечное расслоение интрузионного объема в осесимметричном случае (фото, вид сбоку) под действием солевых пальцев ($t \approx 3400 \text{ с}$) во втором эксперименте.

4.3. Особенности трехмерной пространственной структуры фронтальных зон (на примере Гольфстрима)

Исследование ряда процессов и явлений в океане было бы значительно более успешным и результативным, если бы океанологи имели полное представление о трехмерной структуре изучаемых объектов. Измерения с борта одного или даже нескольких научно-исследовательских судов в районах с сильной пространственно-временной изменчивостью гидрофизических характеристик в принципе не позволяют получить трехмерную синоптическую картину

без специальных дополнительных измерений или наблюдений. Это особенно относится к проведению измерений во фронтальных зонах [71, 194] вследствие быстрой изменчивости пространственных фронтальных структур, больших скоростей течений вблизи фронтальных разделов и непредсказуемости перемещений самих фронтальных зон в пространстве. Хорошим дополнительным источником информации в этом случае могут служить измерения с искусственных спутников Земли (ИСЗ).

Ярким примером необыкновенно изменчивой фронтальной зоны является область, прилегающая к северной границе течения Гольфстрим в Атлантическом океане. Сложность тонкой структуры фронтальной зоны Гольфстрима была замечена еще более 25 лет назад [250]. Путем наблюдений с судов и самолетов было выяснено, что основной поток Гольфстрима вблизи его северной границы раздроблен на отдельные тонкие струи, существенно различающиеся между собой по температуре. Сама фронтальная зона, как оказалось, включает множество отдельных фронтальных разделов, которые прослеживаются на расстоянии от 500 до 100 км и даже менее. «Многофронтальная» или «ступенчатая» структура северной границы Гольфстрима выявилась и в наших собственных исследованиях по советско-американской программе ПОЛИМОДЕ [17]. В другом случае анализ систематических спутниковых ИК данных позволил выявить некоторые двумерные (горизонтальные) особенности вихревого характера в этой тонкой структуре [173]. Как будет показано ниже, тепловые картины поверхности океана, получаемые со спутника с помощью сканирующих ИК радиометров высокого разрешения, позволяют более правильно интерпретировать синхронно полученные данные океанографических разрезов через фронтальные зоны и выявлять такие детали пространственной структуры этих зон, существование которых без спутниковых данных невозможно было даже предполагать. Впервые перед океанологами открылась возможность исследовать трехмерную картину тонкой структуры фронтальных зон океана.

Анализируемые в данном разделе измерения были выполнены во фронтальной зоне Гольфстрима в марте 1978 г. в районе около 37° с. ш. и 73° з. д. во время советско-американского эксперимента ПОЛИМОДЕ. Судовые измерения с помощью гидрофизического зонда АИСТ (на станциях) и буксируемого датчика (на ходу судна) были проведены по просьбе автора с борта НИС «Академик Курчатов» (26-й рейс) [50] 20—21 марта вдоль разреза, положение которого схематически показано на рис. 4.13 ($P-P$). Тепловые изображения поверхности океана в ИК диапазоне были получены сканирующим ИК радиометром очень высокого разрешения (VHRR) спутника NOAA-5 20 марта в 14 ч 03 мин и 23 марта в 14 ч 19 мин гринвичского времени. Соответствующие цифровые данные были подготовлены под руководством Е. П. МакКлейна (NOAA). В 1979 г. был проведен обмен данными эксперимента между советской и американской сторонами в соответствии с соглашением о сотрудничестве в области исследований природных

ресурсов Земли из космоса. На рис. 4.14 продемонстрированы результаты сравнения данных о температуре поверхности океана (ТПО) по результатам измерений буксируемым датчиком на глубине около 0,15 м (1) и ИК радиометром (2) по цифровым данным из NOAA.

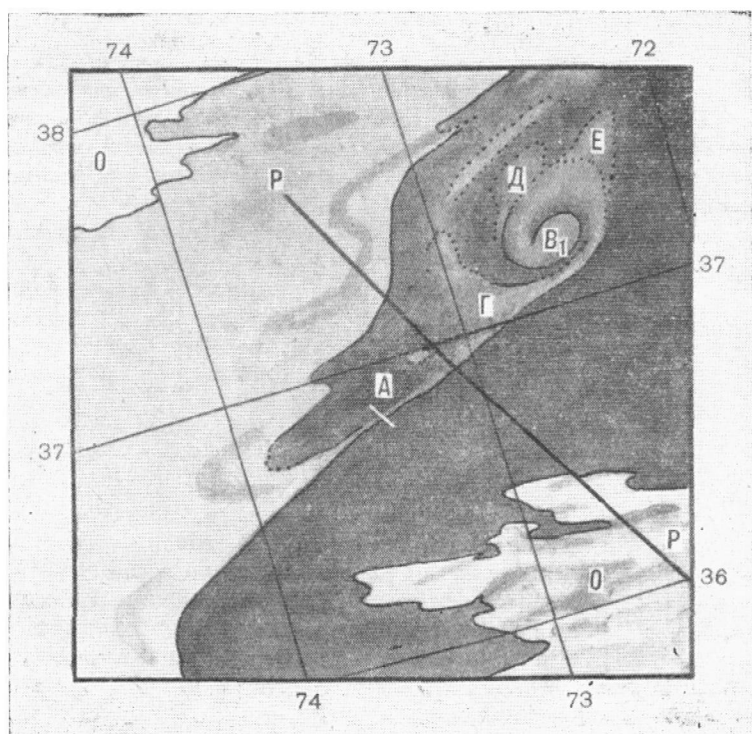


Рис. 4.13. Схематизированный фрагмент ИК изображения излучаемого участка фронтальной зоны Гольфстрима за 20 марта 1978 г.

Р-Р — положение океанографического разреза по навигационным данным; *А* — сечение холодной затижки, на которое, согласно расчету, пришелся океанографический разрез, выполненный НИС «Академик Курчатов» 21 марта 1978 г.; *В₁* — центр циклонического вихря 20 марта 1978 г.; *Г, Д, Е* — участки относительно холодной воды вблизи циклонического вихря; *О* — облака.

Нетрудно видеть хорошее качественное сходство судовых и спутниковых данных во фронтальной зоне Гольфстрима. Мелкие детали в распределении ТПО (по спутниковым данным) не всегда совпадают с судовыми, да и абсолютные значения радиационной температуры в целом занижены из-за влияния атмосферы, несмотря на введение постоянной поправки (около 2 °С) в цифровые данные в процессе первичной обработки информации. Некоторое неудобство в использовании цифровой спутниковой информации

связано с ее осреднением по пространству (элемент разрешения на полученных нами из NOAA радиационных картах составляет $2,2 \times 2,6$ км) и грубым квантованием радиационной температуры. Так, одна градация радиационной температуры отличается от другой примерно на $1,3^\circ\text{C}$. С целью определения степени надежности спутниковой информации В. Е. Скляровым были проведены неко-

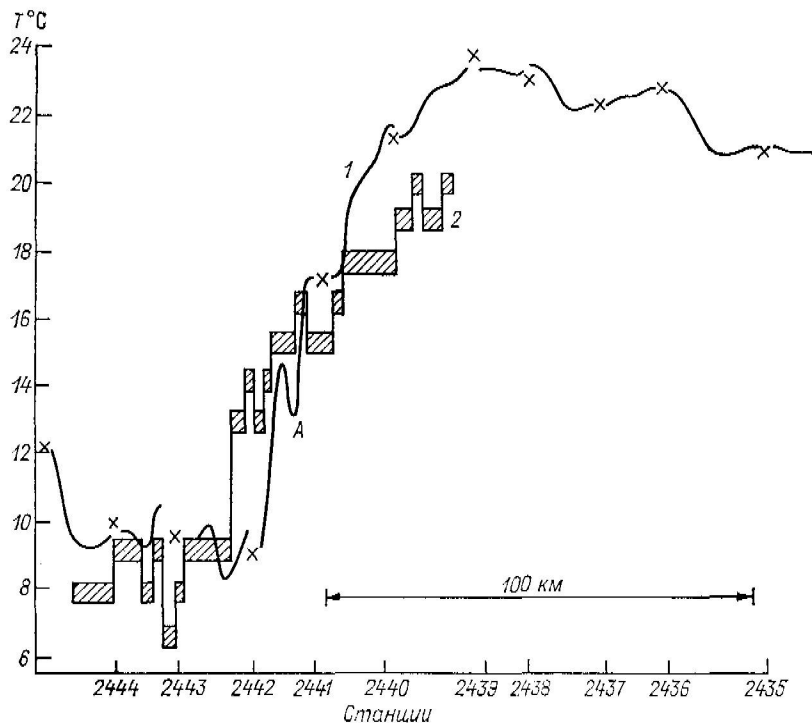


Рис. 4.14. Изменение температуры поверхности океана при пересечении фронтальной зоны Гольфстрима 20–21 марта.

1 — по данным буксируемого датчика; 2 — по данным спутниковых измерений (NOAA-5); А — промежуточный минимум температуры, связанный с холодной затяжкой; X — измерения температуры на станциях.

торые статистические оценки, результаты которых сведены в табл. 4.4. В таблице приведены значения ТПО и ряд статистических оценок для данных: а) с неполным учетом влияния атмосферы (цифры в числителе), т. е. для данных, снятых непосредственно с радиационных карт, и б) с более полным учетом влияния атмосферы (цифра в знаменателе). Учет влияния атмосферы проводился по известному полуэмпирическому алгоритму, широко используемому многими авторами. В нашем случае формула для дополнительной поправки выглядит следующим образом:

$$\Delta T = (2,45 + 0,1072T_c) \exp(0,000126^2) - 2^\circ\text{C},$$

где ΔT — дополнительная поправка на влияние атмосферы, в $^{\circ}\text{C}$; T_c — ТПО, измеренная ИК радиометром; θ — зенитный угол при измерениях; 2°C — уже введенная ранее поправка.

Таблица 4.4

Статистические оценки распределения ТПС и ТПО по судовой и спутниковой информации (в $^{\circ}\text{C}$)

Район	Количество измерений	$\bar{T}_{\text{суд}}$	$\bar{T}_{\text{спут}}$	$\sigma_{T_{\text{суд}}}$	$\sigma_{T_{\text{спут}}}$	$\Delta \bar{T} = \bar{T}_{\text{суд}} - \bar{T}_{\text{спут}}$	r	$\Delta \bar{T}_{\text{суд}} = \bar{T}_r - \bar{T}_{\text{скл}}$	$\Delta \bar{T}_{\text{спут}} = \bar{T}_r - \bar{T}_{\text{скл}}$
Весь район фронта	41	14,15	13,4 15,29	5,26	4,35 4,8	0,75 -1,14	0,93 0,91		
Воды Гольф-стрима	6	22,08	19,28 21,88	0,66	0,59 0,67	2,8 0,2	—	12,58	10,79 12,09
Склоновые воды	16	9,5	8,49 9,79	0,48	0,77 0,84	1,01 -0,29	—		

$\bar{T}$ — среднее значение; σ_T — среднее квадратическое отклонение; ΔT — средняя разность между судовыми и спутниковыми данными; r — коэффициент корреляции; $\Delta \bar{T}_{\text{суд}}$ — средняя разность между ТПС Гольфстрима и склоновой воды; $\Delta \bar{T}_{\text{спут}}$ — то же для ТПО по спутниковой информации.

Результаты расчетов, приведенные в таблице, показывают, что коэффициент корреляции между судовыми значениями ТПС и радиационными значениями ТПО достаточно высок. Перепад температуры между склоновыми водами и водами Гольфстрима по спутниковым данным после более полного учета влияния атмосферы ($12,09^{\circ}\text{C}$) оказался очень близким к значению, измеряемому с судна ($12,58^{\circ}\text{C}$). Таким образом, на основе сделанных оценок можно заключить, что спутниковые данные о ТПО хорошо отражают реальное распределение ТПО во фронтальной зоне Гольфстрима. Следует особо оговорить трудности сравнения спутниковых и судовых данных в областях активных фронтальных зон с их сложной многофронтальной структурой. Скорости пространственного перемещения фронтальных разделов, вихрей и других структурных элементов фронтальной зоны сопоставимы со скоростью перемещения научно-исследовательского судна, выполняющего сложную программу измерений. Поэтому пространственные картины фронтальных структур, построенные по судовым данным, всегда содержат искажения (см., например, [266]). В то же время спутниковая аппаратура дает квазимгновенные изображения теплового поля поверхности океана. Сопоставление квазимгновенных и искаженных картин распределения температуры и особенно численное сравнение значений температуры фиксированных географических координатах может быть источником больших интерпретационных ошибок. В дальнейшем при интерпретации результатов

сопоставления спутниковых и судовых данных нам придется учесть некоторые последствия перемещения структурных элементов фронтальной зоны Гольфстрима за время эксперимента.

Распределение температуры с глубиной на наиболее интересном участке разреза через фронтальную зону Гольфстрима представлено на рис. 4.15. Структура фронтальной зоны на разрезе существенно усложнена относительно холодными и относительно теп-

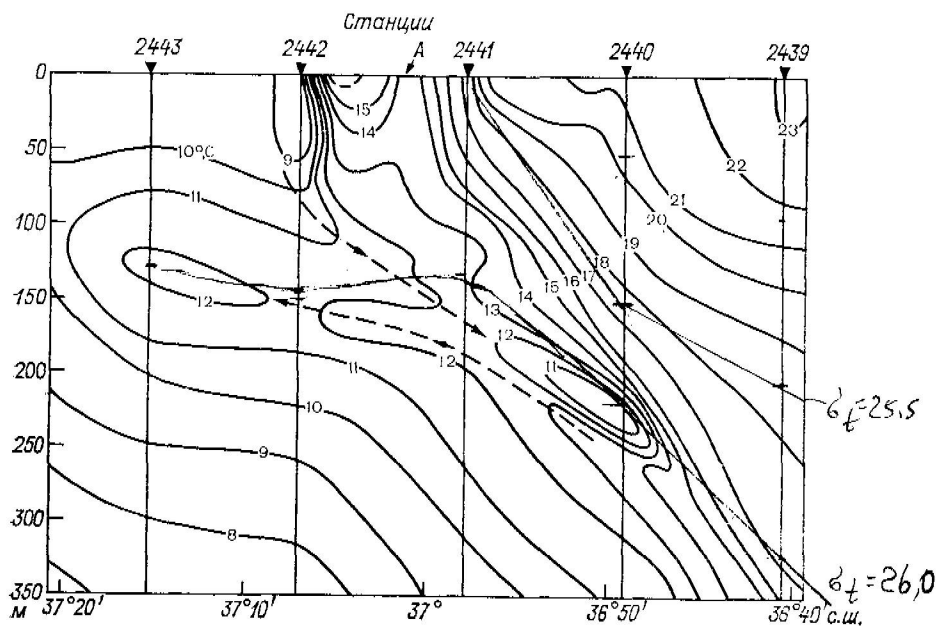


Рис. 4.15. Распределение температуры на разрезе через фронтальную зону Гольфстрима.

А — сечение холодной затяжки (промежуточный минимум температуры). Стрелками показано предполагаемое направление интрузионного переслоения.

лыми прослойками в слое между поверхностью и горизонтом 200 м. Фронтальная зона отделяет теплые воды Гольфстрима (справа на разрезе) от холодных склоновых вод, температура которых на поверхности вблизи фронтального раздела понижена до 8,5—8,9°C. Наличие промежуточного минимума ТПС (около 13°C) между станциями № 2441 и 2442, зарегистрированного с помощью бультируемого датчика температуры, разделяет фронтальную зону в верхнем слое океана на два отдельных фронтальных раздела, которые смыкаются в один лишь глубже 250 м. Промежуток между двумя фронтальными разделами заполнен интрузионными прослойками, которые, по-видимому, являются свидетельством неустойчивости и разрушения подобной «ступенчатой» структуры фронта. Трехмерную картину этой структуры, ее пространственное протяжение,

форму и происхождение практически невозможно представить себе на основе одних лишь судовых данных.

Два последовательных ИК изображения фронтальной зоны Гольфстрима за 20 и 23 марта дают возможность оценить изменения положения и структуры этой зоны за время выполнения разреза (20—21 марта). Сравнение двух положений северной границы Гольфстрима, определенных по наибольшему тепловому контрасту на ИК изображениях, показывает (рис. 4.16), что за 3 сут между 20 и 23 марта общее положение и структура фронтальной зоны в районе разреза существенно изменились. Однако на рис. 4.13 хорошо видно, что, следуя вдоль разреза в течение первой половины суток 21 марта, судно действительно пересекло два отдельных фронтальных раздела: первый — умеренный, судя по тепловому контрасту, между станциями № 2440 и 2441 (ближе к последней), а второй — очень резкий в районе ст. № 2442. Результаты измерений буксируемым термодатчиком (рис. 4.14) дают возможность оценить горизонтальный градиент температуры на фронтах. Для первого фронта он оказывается около $1\text{--}2^\circ\text{C}/\text{км}$, а для второго $5\text{--}6^\circ\text{C}/\text{км}$. Положение этих фронтов на ИК изображениях за 20 марта 1978 г. (рис. 4.13) мало отличается от их положений на разрезе (рис. 4.15) и на регистрации, полученной буксируемым датчиком (рис. 4.14). Это дает основания считать, что структура фронтальной зоны в районе ее пересечения разрезом почти не изменилась за сутки 20—21 марта. По-видимому, основные изменения, видимые в этом районе на рис. 4.16, произошли за последующие 2 сут.

Опишем теперь характерные пространственные особенности структуры фронтальной зоны, с которыми связаны уже рассмотренные выше подробности температурного разреза (рис. 4.15). На ИК изображениях за 20 марта (рис. 4.13) хорошо видна распространяющаяся вниз по течению Гольфстрима струя более холодной воды (более светлый тон на ИК изображении), затянутая в поток Гольфстрима с другой стороны фронтального раздела из области склоновых вод. Эта холодная затяжка* имеет на своем конце хорошо выраженный циклонический вихрь диаметром около 25—30 км. Длина затяжки вместе с вихрем около 150 км. Сравнивая положения данной затяжки и циклонического вихря на ИК изображениях за 20 и 23 марта (рис. 4.16), можно прийти к выводу, что вихрь переместился за это время на северо-восток на 140 км, а основание затяжки — на 115 км, что за 3 сут, прошедших между получением изображений, даст средние скорости перемещения около 55 и 45 см/с соответственно. Общая длина затяжки с вихрем при этом возросла до 175 км.

Сравнение ИК изображения (рис. 4.13) с судовыми данными показывает, что промежуточный минимум температуры на разрезе

* Мы будем называть такие структурные элементы «затяжками», хотя в американской литературе их иногда называют «холодными интрузиями» [195] по аналогии с элементами вертикальной структуры.

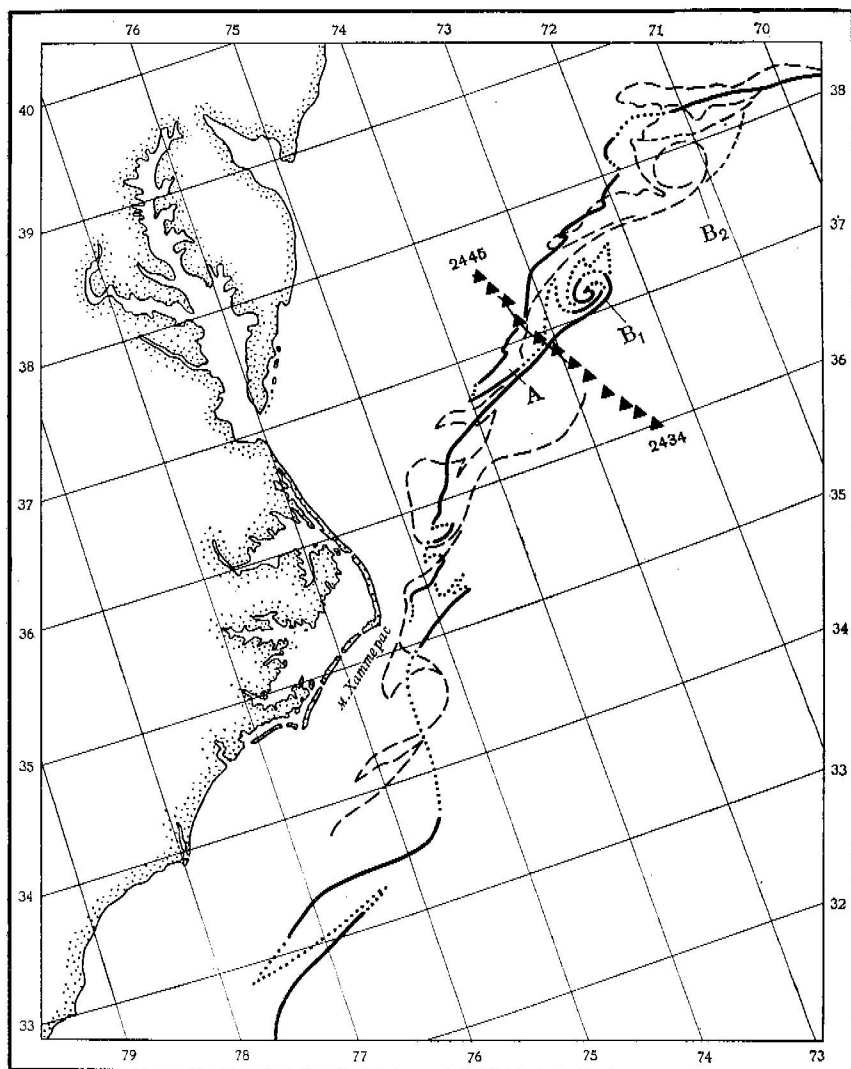


Рис. 4.16. Схематическое изображение положений северной границы течения Гольфстрима по данным ИК изображений за 20 и 23 марта 1978 г.

20 марта: резкий фронтальный раздел — сплошная линия, размытый фронтальный раздел — точки. 23 марта: резкий фронтальный раздел — пунктир, размытый фронтальный раздел — пунктир, более короткие линии; A — то же, что и на рис. 4.13—4.15; станции разреза — треугольники; B_1 и B_2 — положения циклонического вихря 20 и 23 марта соответственно.

между станциями № 2441 и 2442 и есть след пересечения судном холодной затыжки где-то между вихрем и тем местом, где она отделяется от фронта склоновых вод. Фактически с момента получения ИК изображения в 14 ч по Гринвичу 20 марта до момента выполнения ст. № 2441 прошло 17 ч. За это время вся структура, смещаясь на северо-восток со средней скоростью около 50 см/с, изменила свое положение по отношению к разрезу на 30 км, так что разрез пришелся на сечение холодной струи, обозначенное буквой *A* на рис. 4.13 и 4.16. Ширина затыжки в этом месте не превышала 2—3 км, а температура вблизи поверхности в ней была около 13 °C.

О возникновении циклонических вихрей на фронте Гольфстрима («вихрей закручивания»), похожих на описываемую холодную затыжку, подробнее рассказано в подразделе 3.1.2 (см., например, рис. 3.8).

Однако описываемые большинством авторов вихри закручивания чаще всего наблюдающиеся у берегов Флориды, не сопровождаются появлением на конце холодной затыжки самостоятельного циклонического вихря. О наблюдении со спутников хорошо оформленных циклонических вихрей указанного масштаба в основной струе Гольфстрима, кроме данного случая, нам ранее не было известно.

Для того чтобы холодная струя склоновых вод оказалась затянутой в поток Гольфстрима через фронтальный раздел, требуется нарушение устойчивости фронта. Необходима сильная локальная циклоническая завихренность движения вблизи стабильного фронта Гольфстрима, превышающая среднюю равновесную циклоническую завихренность самого фронта. По мнению Муэrsa [185], достаточным условием для того, чтобы фронтальный раздел стал неустойчивым, является превышение горизонтальным поперечным сдвигом скорости на фронте du/dx локального значения параметра Кориолиса f . Пока неясно, что является тем первичным фактором, который дестабилизирует потенциально неустойчивый фронтальный раздел перед образованием затыжки. Леgekис [173] считает, что на фронте развивается волновой процесс, а Вукович [255] предполагает, что имеет место поперечная фронту адвекция холодной воды дрейфовым течением. Тот факт, что подобные затыжки перемещаются вдоль фронта со скоростями 39—75 см/с ([173, 195] и наши данные), т. е. меньше, чем скорость самого Гольфстрима (150 см/с), говорит в пользу волновой гипотезы. Однако не исключено, что и сам циклонический вихрь, видимый на рис. 4.13, мог быть первоначальной причиной возмущения фронта. Этот вихрь мог перемещаться в водах Гольфстрима еще до образования затыжки. Он мог затем стать «видимым» в ИК диапазоне вследствие затянутой в него холодной воды. Такой вихрь, однако, мог возникнуть и после образования холодной затыжки как следствие нарушения локального геострофического равновесия вблизи холодной струи. На основании тех данных, которые у нас имеются, решить этот вопрос невозможно. Одно совершенно неоспоримо:

в основном потоке Гольфстрима могут существовать и перемещаться вниз по течению хорошо оформленные циклонические вихри диаметром 25—30 км с длительностью жизни несколько суток.

Представляет интерес попытаться воссоздать по данным разреза (рис. 4.15) и ИК изображения за 20 марта (рис. 4.13) трехмерную картину структуры фронтальной зоны Гольфстрима в районе затыжки вместе с наблюдавшимся циклоническим вихрем. Такая картина приводится на рис. 4.17. Во многих своих деталях она является гипотетической, но опирается на фактическое поло-

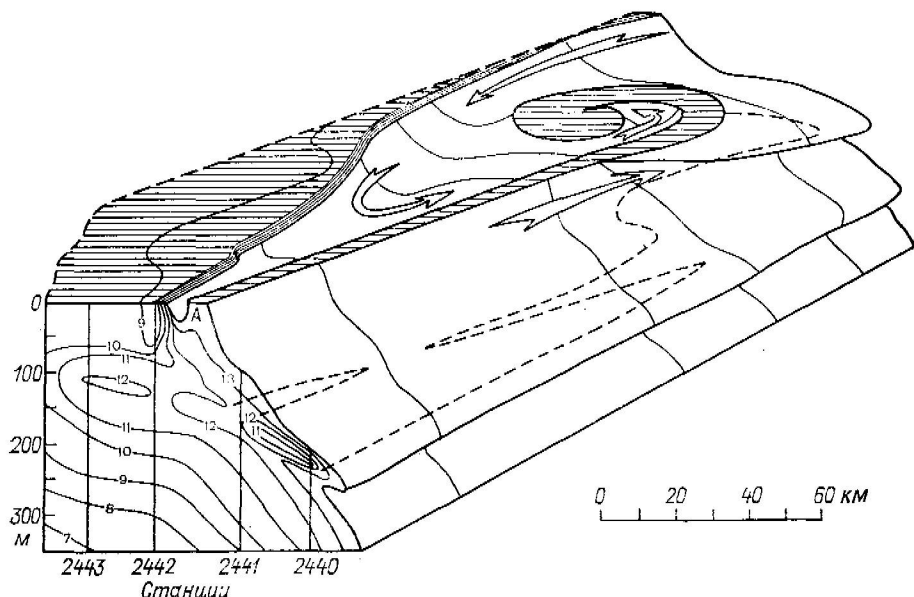


Рис. 4.17. Гипотетическое изображение трехмерной тонкой структуры фронтальной зоны Гольфстрима в районе холодной затыжки и циклонического вихря.

жение изотермы 14°C на разрезе и на общие принципы геометрического построения, которые дают некоторую гарантию против случайного получения абсурдного результата. В частности, при построении трехмерного изображения было бы нелогично ожидать, чтобы затаенная струя более тяжелых холодных склоновых вод «плавала» тонким слоем на поверхности теплых и более легких вод Гольфстрима. Разрез (рис. 4.15) показывает, что именно воды «теплого сектора» между затыжкой и основным фронтом склоновых вод лежат тонким слоем на холодном выступе фронтального раздела, как это и показано на рис. 4.17. Спутниковое ИК изображение за 20 марта подсказывает нам, что этот слой теплых вод действительно тонок. Об этом свидетельствуют размытые светлые (более холодные) участки внутри «теплого сектора» и вокруг вихря (Г, Д, Е на рис. 4.13). Получается так, что на волнообразный холодный выступ или гребень основного фронта, уходящего наклонно

под теплые воды стержня Гольфстрима, как бы «натекают» с северо-востока тонким слоем более медленно движущиеся теплые воды периферии Гольфстрима. Еще более правильно было бы сказать, что волнообразный холодный гребень фронтального раздела, распространяясь быстрее теплых периферийных вод Гольфстрима, подтекает под их тонкий слой, закручивая их в вихреобразном движении, образующем «теплый сектор» и циклонический вихрь. Стрелки, изображенные на рис. 4.17, обозначают, таким образом, **относительное** движение в координатах, неподвижно скрепленных с исследуемой структурой и перемещающихся вместе с ней на северо-восток со скоростью около 50 см/с.

Слоистая структура фронтального раздела вблизи циклонического вихря, изображенная на рис. 4.17, не подкреплена никакими прямыми судовыми наблюдениями. Однако наличие такой структуры на разрезе в пределах изотерм 11—14 °C (рис. 4.15) говорит о том, что даже наиболее устойчивая часть фронтального раздела у основания затяжки является все-таки не вполне устойчивой и разрушается путем интрузионного переслоения. Заметим, что совершенно аналогичная слоистая структура интрузионного происхождения наблюдалась ранее и в других сечениях Гольфстрима [117] (см. также рис. 38 и 39 в [237]). Фронтальные границы вихря, который в силу своих малых размеров едва ли находится в геострофическом равновесии, должны быть еще менее устойчивыми. Сильная центробежная составляющая скорости движения должна здесь, безусловно, способствовать интенсивному интрузионному переслоению. К тонкому расслоению должна приводить и работа дифференциально-диффузионной конвекции на границах начальных интрузий, возникающих на потенциально неустойчивом фронтальном разделе со столь существенным наклоном (10^{-2}). Интересно, что, подставив средние значения вертикальных градиентов температуры и солености на фронте по данным разреза (рис. 4.15) в формулу Раддика и Тэрнера [221], можно получить характерный масштаб толщины слоев порядка 100—130 м, который согласуется с наблюдениями на разрезе. Хотя решить по имеющимся данным, каким именно процессом созданы наблюдающиеся интрузии, не представляется возможным, в любом случае имеются достаточные основания изобразить интрузионные слои на рис. 4.17 и вокруг циклонического вихря.

В заключение данного раздела можно отметить, что предпринятая попытка построения трехмерной картины тонкой структуры фронтальной зоны Гольфстрима по практически синхронным данным судна и спутника оказалась очень плодотворной. Выяснилось, что сопоставление вертикального океанографического разреза фронта с подробной тепловой картиной поверхности океана позволяет лучше понять некоторые особенности трехмерной фронтальной структуры и выяснить физическую связь между этими особенностями. Планирование и проведение подобных синхронных измерений в будущем может значительно ускорить прогресс исследований фронтальных зон океана, их структуры и изменчивости.

4.4. Трансфронтальный перенос

Накопленные сведения о структуре и динамике фронтальных разделов, рассмотренные в предшествующих разделах, позволяют заключить, что трансфронтальное перемешивание и перенос тепла и соли через фронтальные разделы осуществляются следующими основными механизмами, действующими либо в отдельности, либо совместно в зависимости от конкретного случая:

1) мелкомасштабное турбулентное вовлечение сдвиговой природы на фронтах малого масштаба (например, стоковых). Основной участвующий процесс — неустойчивость типа Кельвина—Гельмгольца;

2) формирование и растекание интрузионных элементов тонкой термохалинной структуры, включая отрыв интрузий и образование изолированных линз, в широком спектре масштабов с участием всех агеострофических составляющих движения и дифференциально-диффузионной конвекции, в конечном счете разрушающей эти интрузии;

3) формирование на фронтальных разделах вихрей с вертикальной осью; адвекция вод орбитальными движениями вихрей; разрушение вихрей с последующим образованием медленно диссипирующей тонкой термохалинной структуры;

4) эффект уплотнения морских вод при смешении, способствующий быстрому удалению продуктов смещения вниз вдоль фронтального раздела и поддержанию последнего в обостренном состоянии.

Основные физические концепции трансфронтального перемешивания и тепломассопереноса лишь только сейчас начинают обсуждаться в литературе. Числовые оценки еще очень немногочисленны. Для систематического и полного рассмотрения всей проблемы трансфронтального обмена пока еще просто недостает адекватных данных наблюдений. Поэтому в данном разделе придется ограничиться лишь довольно кратким анализом оценок, относящихся к механизмам, упомянутым во втором и четвертом пунктах. Собственно говоря, эти оценки и представляют сейчас наибольший интерес, так как они показывают, что фронтальные разделы являются именно теми областями океана, где не припимавшиеся до недавнего времени в расчет механизмы двойной диффузии и уплотнения при смешении действуют наиболее эффективно.

4.4.1. Оценки эффектов тепломассопереноса за счет двойной диффузии

В разделе 4.2 было рассказано о результатах лабораторных экспериментов с термохалинными интрузиями, в ходе которых неизбежно возникали ступенчатые структуры, порожденные дифференциально-диффузионной конвекцией, причем особенно эффективно — «солевыми пальцами». Возможность возникновения «солевых пальцев» при очень малых дестабилизирующих перепадах

солености делает их, по-видимому, широко распространенным явлением и в океане.

Проявления дифференциально-диффузионной конвекции в виде ступенчатых структур позволяют делать достаточно надежные оценки вертикальных потоков тепла и соли через слои, где такая конвекция устойчиво функционирует и, в частности, через верхние и нижние границы интрузионных слоев и прослоек. Первые попытки [57] связать наблюдаемые в океане параметры ступенчатых структур с вертикальными потоками тепла и соли на основе соотношений, полученных в лабораторных экспериментах [247], сопровождались большим числом оговорок и сомнений, касавшихся стационарности процесса, эффектов горизонтальной адвекции и возможного отрицательного влияния вертикального градиента течений (сдвига) на само развитие дифференциально-диффузионной конвекции. Сейчас, однако, как уже говорилось в разделе 4.2, наблюдения дают столько убедительных косвенных и прямых свидетельств широкого распространения эффектов двойной диффузии в океане (особенно «солевых пальцев»), что многие из недавних сомнений кажутся безосновательными. Конвективные потоки тепла и соли в случае дифференциально-диффузионной конвекции любого типа направлены туда же, куда и средние градиенты температуры $\partial T/\partial z$ и солености $\partial S/\partial z$ соответственно, и поэтому они могут быть параметризованы с помощью коэффициентов эффективной вертикальной «турбулентной диффузии» K_T^V и K_S^V . Результирующий поток плотности, однако, направлен против ее среднего градиента. Это лишний раз доказывает, что концепция «турбулентной диффузии плотности» в океане является абсолютно неприемлемой.

Для оценки вкладов интрузионного переслоения в боковой или трансфронтальный обмен теплом и солью между водными массами были предложены два метода [144, 154]. Метод Джойса [154], о котором уже говорилось в разделе 4.2, является обобщением результата Осборна и Кокса [199] на случай присутствия горизонтальных градиентов температуры и солености и горизонтальной адвекции. Применение этого метода требует априорного знания коэффициентов эффективного вертикального обмена теплом и солью. Второй метод, предложенный Хорном и др. [144], основан на предположении, что интрузии, наиболее часто возникающие на фронтальных разделах, разрушаются сверху и снизу за счет дифференциально-диффузионной конвекции, и поэтому для оценки вертикальных потоков тепла и соли можно использовать соответствующие экспериментально полученные соотношения [247].

Приведем ниже некоторые результаты локальных оценок K_T^V и K_S^V на основании натурных измерений параметров ступенчатых структур и интрузий в различных фронтальных зонах океана. Как видно из табл. 4.5, фактический обмен теплом и солью по вертикали за счет дифференциально-диффузионной конвекции даже в самом слабом случае в десять раз эффективнее молекулярного.

Таблица 4.5

Автор	Место	$\tilde{K}_S^V \cdot 10^{-4}$ м ² /с	$\tilde{K}_T^V \cdot 10^{-4}$ м ² /с	Параметр устойчи- вости R_ρ [61]
Для «солевых пальцев»				
Ценк [272], 1969	Атлантика	7,0	—	1,2
Тэрнер [246], 1967, по данным [241]	Атлантика	5,0	~2,5	1,15
Федоров [61], 1976, по данным [147]	Атлантика	12,0	4,0	1,1
Ламберт, Стэрджес [169], 1977	Атлантика, Кариб- ское море	5,7	0,7	1,4—1,7
Для диффузионного режима				
Федоров [61], 1976, по данным [192]	Море Бофорта	—	0,25—0,01	2—15
Миддлтон и Фостер, 1980 [182]	Море Уэдделла	0,48	1,01	1,5
Для интрузий (сумма обоих режимов)				
Вурхис и др. [254], 1976	Шельф Новой Ан- глии (США)	—	5,0	?
Хорн и др. [144], 1977, Хорн [143], 1978	Шельф Новой Шотландии (Ка- нада)	3,0	8,0	1,24

Как правило, он интенсивней молекулярного обмена в 10^3 — 10^4 раз для тепла и в 10^5 — 10^6 раз для соли.

Оценки эффективного горизонтального обмена теплом и солью за счет интрузионного обмена непосредственно на фронтах дают для соответствующих коэффициентов $\bar{K}_T^H$ и $\bar{K}_S^H$ значения 10^1 — 10^3 м²/с [96, 144, 154]. Интегральные оценки трансфронтального переноса тепла и соли, полученные на этой основе, дают в расчете на каждый километр протяженности фронтального раздела: для тепла — около 10^{14} Дж/(км·сут), а для соли — $(0,4—1,5) \times 10^7$ кг/(км·сут) [144, 254]. Таким образом, к настоящему моменту уже получены первые интегральные количественные оценки трансфронтального тепломассопереноса, которые могут служить некими реперными точками в непрерывно расширяющихся исследованиях оксанических фронтов.

Результаты оценок Кочмана и Чарнелла [96] для фронтов в Беринговом море заслуживают отдельного обсуждения. Авторы использовали метод расчета, предложенный Джойсом [154] [см. раздел 4.2, выражение (4.6)]. Они, однако, приняли средний для масштаба интрузий вертикальный коэффициент обмена солью $\bar{K}_S^V$ одинаковым и равным 10^{-6} м²/с как для фронтов, так и для

внутримассовых условий между фронтами, что нелогично, учитывая большую интенсивность интрузионного процесса на фронтальных разделах. В результате значение $\bar{K}_S^H$ между фронтами (2×10^3 м²/с) получилось в 7 раз больше значения $\bar{K}_S^H$ на внутреннем фронте ($2,8 \cdot 10^2$ м²/с) и в 20 раз больше значения $\bar{K}_S^H$ на внешнем фронте (10^2 м²/с). При наблюдавшихся на фронтах и между фронтами горизонтальных градиентах солёности горизонтальный поток соли оказался между фронтами в 3—4 раза больше, чем на фронтах, — результат явно неправдоподобный, из которого авторы сделали вывод о запирающей роли фронтов по отношению к горизонтальному обмену солью! В свете всех предшествовавших обсуждений совершенно очевидно, что вертикальный коэффициент обмена солью в интрузионном режиме на фронтах должен был бы быть по крайней мере на порядок больше, чем между фронтами. При K_S^V , равном на фронтах хотя бы примерно 10^{-5} м²/с, средние коэффициенты горизонтального обмена солью $\bar{K}_S^H$ на двух фронтах были бы $2,8 \cdot 10^3$ и 10^3 м²/с соответственно. В этом случае оказалось бы, что горизонтальные потоки соли через фронты интенсивнее, чем между фронтами, в противоположность выводу, сделанному авторами [96]. Для того чтобы сказать, верно ли это, следует рассматривать трехмерный солевой баланс во всей фронтальной зоне. Заметим, что случай, рассмотренный Кочманом и Чарнеллом, можно считать особым по причине весьма слабых горизонтальных градиентов солёности на фронтах ($\sim 0,009$ ‰/км). По существу здесь речь шла о довольно размытой фронтальной зоне с двумя локальными обострениями горизонтальных градиентов, слишком слабыми, чтобы называть их фронтами. Скорее всего в таком случае следовало исходить из равенства горизонтальных потоков соли во всем поперечнике зоны. Тогда значения $\bar{K}_S^H$ на «фронтах» были бы в 3—4 раза ниже, чем в межфронтальной области и соответственно коэффициент вертикального обмена солью в масштабе интрузий $\bar{K}_S^V$ был бы на «фронтах» в 2 раза выше, чем в остальной части зоны.

4.4.2. Роль уплотнения при смешении

Уплотнение при смешении представляет собой любопытное следствие нелинейности уравнения состояния морской воды, в результате которого, например, смесь двух масс воды равной плотности ρ_0 , но различных температур (T_1 и T_2) и солёностей (S_1 и S_2) имеет новую плотность $\rho_* > \rho_0$ и будет в океане иметь тенденцию погружаться в глубину. Явление уплотнения при смешении было подробно описано в отечественной океанографической литературе Н. Н. Зубовым, К. Д. Сабининым и Н. П. Булгаковым [12, 26, 27].

Совершенно очевидно, что эффект уплотнения при смешении должен быть больше при низких температурах, при которых нелинейность уравнения состояния морской воды сильнее выражена.

Именно в этой связи вполне реалистичным можно считать предположения Фофонова [116] и Фостера [118] о важной роли уплотнения при смещении в процессе формирования антарктических придонных вод. Заметим, однако, что термин «каббелинг» («cabbeling»), заимствованный Фостером из немецкого языка («Kabbelungen») с некоторым искажением, не является присмелым названием процесса уплотнения при смещении с физической точки зрения. Это название представляет собой следствие неточного перевода с немецкого языка заголовка статьи Витте [258] «Zur Theorie der Stromkabbelungen», который должен переводиться «К теории полос толчеи и сулоя. Именно это явление (см. раздел 1.1), а не уплотнение при смещении обозначалось в то время в немецком языке термином «Stromkabbelung».

Несмотря на довольно давно высказанное предположение о важности эффекта уплотнения при смещении на границах раздела между водными массами [258], его гидрофизические последствия стали серьезно обсуждаться лишь в последнее время [93, 125, 144]. В этой связи заслуживают особого внимания наиболее ранние примеры оценок некоторых эффектов, связанных с уплотнением при смещении, приведенные в брошюре Н. Н. Зубова и К. Д. Сабинина [27]. Эти примеры включают и оценки эффектов изменения плотности и понижения уровня во фронтальной зоне Гольфстрима в результате перемешивания теплых вод этого течения с холодными лабладорскими водами. Согласно одной из оценок, перемешивание во фронтальной зоне Гольфстрима равных объемов лабладорских вод с температурой вблизи поверхности 10°C и вод Гольфстрима с температурой вблизи поверхности 24°C и равной начальной плотностью приведет к уменьшению удельного объема смеси на $0,24 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{т}$. При убывании разности температур ΔT с 14°C на поверхности до 4°C на горизонте 800 м среднее во всем столбе воды уменьшение удельного объема составит около $0,12 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3/\text{т}$, что приведет к понижению уровня океана в зоне контакта перемешивающихся вод примерно на 0,1 м. Хотя эта величина представляет собой всего лишь около 3 % полного геострофического перепада уровня поперек Гольфстрима, ее динамический эффект зависит от ширины зоны смещения. Средний уклон уровня поперек фронтальной зоны Гольфстрима шириной 200 км можно оценить как $1,75 \cdot 10^{-5}$. Если же активное перемешивание происходит в зоне шириной всего лишь 5—10 км, то уклон уровня в этой зоне за счет уплотнения при смещении может иметь точно такой же порядок.

При той идеализированной схеме перемешивания, которая рассмотрена в [27], уклон уровня с обеих сторон в направлении фронтального раздела (рис. 4.18) должен привести к конвергентной циркуляции в плоскости, перпендикулярной фронтальному разделу, который для простоты считается вертикальным. При этом скорость опускания более плотных вод смеси должна быть связана с интегральным (по глубине) конвергентным потоком в направлении фронта. Этот поток зависит от уклона уровня и при

В свою очередь уклон уровня $\partial \xi / \partial x$ можно выразить как

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{\Delta \xi}{B_m/2}, \quad (4.10)$$

где $\Delta \xi$ — понижение уровня на оси зоны смещения за счет уплотнения смеси.

Тогда из (4.8) с учетом (4.9) и (4.10) получим

$$\bar{w} = \frac{g K_z^{1/2}}{(f/2)^{3/2}} \frac{\Delta \xi}{B_m^2}. \quad (4.11)$$

При $\Delta \xi \simeq 0,1$ м, что соответствует приведенной выше оценке Н. Н. Зубова и К. Д. Сабинина [27], $K_z = 5 \cdot 10^{-4}$ м²/с, $f = 10^{-4}$ с⁻¹ и $B_m = 1$ км = 10^3 м, получаем из (4.11) $\bar{w} = 6 \cdot 10^{-2}$ м/с, или 5184 м/сут. Подобная скорость опускания кажется чрезмерно высокой, что, безусловно, связано со слишком большой разностью температур двух смешивающихся водных масс. Заметим, однако, что рассмотренная нами схема перемешивания соответствует «нестратифицированному случаю» в работе Гарретта и Хорна [125], анализ которого на основе аналогии с конвекцией вблизи нагретой стенки дал при меньшем перепаде температуры оценку вертикальной скорости в зоне шириной 500 м и высотой 100 м около 5 см/с. Гарретт и Хорн считали при этом, что горизонтальное турбулентное перемешивание доминирует над всеми другими процессами.

Отметим, что во всех оценках, содержащихся в [125], максимальная скорость опускания за счет уплотнения при смешении прямо пропорциональна коэффициенту горизонтального турбулентного обмена K_h . С позиций рассматриваемого случая вертикальная скорость, казалось бы, не может быть прямо пропорциональна K_h , так как чем интенсивнее горизонтальное турбулентное перемешивание, тем шире зона смещения [(см. выражение (2.13)] и тем слабее градиентная циркуляция в плоскости, перпендикулярной фронту. Однако, как мы увидим ниже, такая зависимость может возникнуть, если во фронтальной зоне существует баланс между горизонтальной турбулентной диффузией и конвергенцией на фронте за счет уплотнения при смешении. С другой стороны, прямая пропорциональность между $\bar{w}$ и $K_z^{1/2}$ в (4.11), с нашей точки зрения, является более естественной, так как агеострофический конвергентный поток с двух сторон к фронту должен быть тем больше, чем больше K_z . При $K_z = 0$ эффект понижения уровня в зоне смещения будет чисто геострофическим и конвергенции на фронте попросту не будет. Представляется, что именно такое соотношение основных динамических факторов на фронтах шириной не более 1 км, где отклонения от геострофического режима максимальны, обеспечивает существенную роль уплотнения при смешении в поддержании прифронтальной конвергенции (или соответствующей локальной скорости деформации D_m) при постоянном противодействии горизонтальной диффузии. Примерно такой же

точки зрения придерживаются в своем анализе Боуман и Окубо [93]. В этом случае должна существовать зависимость между D_m и S_x , которая с очевидностью вытекает из принятой схемы перемешивания и конвергентной циркуляции при условии, что $S_{x=0}=0$ (см. схему на рис. 4.18):

$$D_m = \frac{\partial \bar{u}_c}{\partial x} = \frac{S_x}{HB_{m/2}} = \frac{gK_z^{1/2}}{H(f/2)^{3/2}} \cdot \frac{\Delta \xi}{B_m^2}, \quad (4.12)$$

где $\bar{u}_c$ — средняя по вертикали конвергентная горизонтальная скорость по нормали к фронту в слое смещения толщиной H .

Сравнивая (4.12) и (2.13), находим, что в этом случае значение коэффициента горизонтального турбулентного обмена K_l автоматически определяется исходными значениями K_z , H , $\Delta \xi$ и f :

$$K_l = \frac{2gK_z^{1/2} \Delta \xi}{H(f/2)^{3/2}} \quad (4.13)$$

и в свою очередь из (4.11) следует, что

$$\bar{w} = D_m H = \frac{K_l H}{2B_m^2}, \quad (4.14)$$

т. е. чем больше скорость деформации D_m или чем меньше равновесная ширина фронта (или ширина зоны смещения) B_m , тем быстрее при прочих равных условиях происходит опускание воды за счет уплотнения при смещении.

Покажем теперь, что выражения (4.12), (4.13) и (4.14) при реалистических значениях величин B_m , K_z , H и перепада температуры через фронт ΔT дают вполне разумные значения D_m , K_l и $\bar{w}$.

В соответствии с [125], приращение плотности $\Delta \rho$ при смещении равных масс морской воды одной и той же плотности ρ_0 , но разной температуры ($T_2 - T_1 = \Delta T$) можно вычислить приблизительно по формуле

$$\Delta \rho \approx - \frac{\rho_{TT}}{8} \Delta T^2, \quad (4.15)$$

где $\rho_{TT} = \partial^2 \rho / \partial T^2$.

В свою очередь изменение уровня $\Delta \xi$ можно выразить через $\Delta \rho$ следующим образом:

$$\Delta \xi = \frac{H \Delta \rho}{\rho_0 + \Delta \rho}. \quad (4.16)$$

Тогда выражения (4.13) и (4.12) переписутся в виде

$$K_l = \frac{2gK_z^{1/2}}{(f/2)^{3/2}} \cdot \frac{\Delta \rho}{(\rho_0 + \Delta \rho)} \quad (4.17)$$

и

$$D_m = \frac{gK_z^{1/2}}{B_m^2 (f/2)^{3/2}} \cdot \frac{\Delta \rho}{(\rho_0 + \Delta \rho)}, \quad (4.18)$$

где $\Delta \rho$ определяется из (4.15).

При часто наблюдаемых в резких термохалинных фронтах с солевой компенсацией перепадах температуры ΔT порядка 3°C , при $\rho_{\text{TT}} = -1,3 \cdot 10^{-5} (\text{C}^\circ)^{-2}$ (для интервала температур $5-10^\circ\text{C}$) из (4.15) получаем $\Delta \rho \approx 1,5 \cdot 10^{-2} \text{ кг/м}^3$. В свою очередь при $H = 100 \text{ м}$ выражение (4.16) дает $\Delta \xi = 1,5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$. Соответственно при $B_m = 1 \text{ км} = 10^3 \text{ м}$ и $K_z = 5 \cdot 10^{-4} \text{ м}^2/\text{с}$ [255] из (4.17) находим $K_l = 1,8 \cdot 10^1 \text{ м}^2/\text{с}$, из (4.18) получим $D_m = 9,1 \cdot 10^{-6} \text{ с}^{-1}$ и из (4.14) имеем $\bar{w} = 9,1 \cdot 10^{-4} \text{ м/с}$, или 79 м/сут . Подобные значения, насколько можно судить по всем известным оценкам [125, 142, 254], являются вполне реалистичными для фронтальных разделов рассматриваемого масштаба. Таким образом, имеются основания признать, что уплотнение при смещении может играть существенную роль в поддержании термохалинных фронтов в обостренном состоянии. Скорее всего начальное сгущение изолиний температуры и солёности происходит под влиянием фонового деформационного поля, характеризующегося скоростью деформации D_0 . Если равновесная ширина фронтальной зоны B_0 при этом достаточно мала и сочетается с достаточно большим перепадом температуры ΔT_0 , то может включиться самоподдерживающийся деформационный механизм уплотнения при смещении, и при новой скорости деформации $D = D_0 + D_m$ фронтальный раздел обострится до новой равновесной ширины $B_m < B_0$. Вопрос о том, какие значения B_0 и ΔT_0 можно считать достаточными для «включения» механизма уплотнения при смещении, заслуживает, на наш взгляд, специального изучения.

Глава 5

ЗАДАЧИ ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ И ИНТЕРЕСЫ СМЕЖНЫХ ДИСЦИПЛИН

5.1. Некоторые обобщения

В предыдущих главах книги едва ли удалось достаточно систематически представить даже малую долю накопившейся к данному моменту новой информации о фронтах в океане. В этом изобилии информации неподготовленному читателю нетрудно заблудиться и упустить из виду главное. Главное же заключается в том, что наши представления о характере движения и структуре вод океана, по-видимому, готовы к переходу на новую ступень, отличающуюся от предыдущей, с одной стороны, большей сложностью, а с другой — большей физической логикой. В 40—50-е годы взгляд на океан как на очень тонкую оболочку нашей планеты, находящуюся под вынуждающим воздействием ветра, привел В. Б. Штокмана и многих его современников к теории полных потоков, которая позволила окинуть единым взором общую горизонтальную (двумерную) циркуляцию вод Мирового океана и понять

ее физическую природу не только в целом, но и в ряде существенных деталей. При этом картина общей циркуляции рисовалась как гигантское единое целое, неразрывное на всем протяжении Мирового океана. Некоторые рассуждения с учетом третьего (вертикального) измерения давали возможность понять, что среднее значение вертикальной скорости в океане должно быть во столько раз меньше средней скорости горизонтального переноса, во сколько раз средняя глубина океана меньше его поперечника, т. е. в 10^3 — 10^4 раз. Дальнейшая детализация этих знаний шла по пути открытия и описания отдельных ячеек внутри общей циркуляции, которые можно было моделировать и изучать изолированно от остального океана, так как и в натуре они отличались значительной степенью изолированности. Сюда в первую очередь относятся циркуляционные ячейки прибрежных подъемов глубинных вод (апвеллингов), связанных с локальным действием ветра. Сюда можно отнести и стоковые линзы крупных рек, впадающих в океан. Затем были открыты и описаны океанические вихри синоптического масштаба со свойственной им трехмерной циркуляцией вод. Результаты нынешней концентрации исследований на океанических фронтах вписываются в ту же самую тенденцию детализации картины общей циркуляции океана за счет включения в нее новых многочисленных ячеек и разрывов. Несомненно, приповерхностный экмановский слой океана раздроблен на самые мелкие циркуляционные ячейки нестационарным и неоднородным воздействием атмосферы (или взаимодействием с атмосферой, что более точно), а также воздействием снизу, которое оказывают внутренние волны и вихри, развивающиеся в термоклине. Видимо, раздроблен на ячейки и придонный экмановский слой, хотя мы об этом знаем еще так мало! Наконец, термоклин (или точнее пикноклин) — это арена, на которой действуют и взаимодействуют вихри и волны Россби, где дробление на ячейки имеет более крупные масштабы, но тем не менее существует тоже. Типичное отношение вертикальных масштабов к горизонтальным в большинстве естественных циркуляционных ячеек равно 10^{-2} и может достигать даже 10^{-1} в прибрежном апвеллинге. Соответственно можно ожидать, что вертикальные скорости в этих ячейках могут достигать 10^{-1} см/с и даже иногда 1 см/с, а в среднем должны быть порядка 10^{-2} см/с, что в 10—100 раз больше наиболее оптимистических оценок прошлого и в 1000 раз превышает самые консервативные представления недавних лет.

Можно ли в общедоступной форме просуммировать всю ту новую информацию, которая была получена об океанических фронтах за минувшее десятилетие? Не только можно, но и нужно.

Хотя в книге обсуждались главным образом физические стороны проблемы, при попытке подвести итоги было бы неправильно не коснуться наиболее важных химических и биологических аспектов. С их учетом текущие итоги выглядят следующим образом.

— Претерпел коренные изменения общий взгляд на физическую природу фронтов в океане. Многочисленность, разнообразие и все-

масштабность фронтальных разделов в океане заставляют отказаться от традиционного представления о них как о границах климатической зональности и позволяют считать их важными элементами сложной трехмерной структуры вод океана, связанными с локальной замкнутостью различных элементов общей циркуляции, вихревым характером движения вод и разнообразными процессами их перемешивания. Фронты и вихри в океане неразрывно связаны друг с другом во всем диапазоне характерных для них пространственных масштабов.

— Установлена фронтогенетическая роль оксанических вихрей и обусловленная ею и целым рядом других факторов сложная «многофронтальная» структура фронтальных зон океана.

— Океанические фронты и развивающиеся на них волновые колебания, вихревые возмущения и тонкая термохалинная структура играют важную роль в передаче кинетической энергии и энтропии по каскаду масштабов из одной области спектра в другую к масштабам диссипации, а также в трансформации доступной потенциальной энергии в кинетическую и обратно.

— Установлено наличие связи между океаническими фронтами и процессами, формирующими тонкую термохалинную структуру вод океана. Выявлена важная роль интрузионной тонкой структуры в трансфронтальном тепломассопереносе и ее диссипативный характер. Оказалось, что фронтальные зоны представляют собой области активного вертикального и горизонтального перемешивания в океане, где благодаря интрузионной структуре осуществляется интенсивный перенос тепла и соли через гидростатически устойчивый пикноклин. Сегодняшние знания уже позволяют производить реалистические количественные оценки этого переноса.

— Изменчивость положений и структуры крупномасштабных фронтальных зон океана, с одной стороны, оказывает существенное влияние на изменчивость погоды и климата в атмосфере над океаном и материками, а с другой — может служить индикатором важных тенденций изменчивости климата нашей планеты.

— Интенсивные вертикальные движения, связанные с фронтальными разделами, а также особенности стратификации вод по обе стороны фронта создают характерные пространственные неоднородности концентраций различных химических соединений, растворенных в морской воде, в том числе биогенных элементов, а также взвесей и поверхностно-активных веществ. В принципе фронтальные разделы можно причислить к тем немногим динамическим особенностям, с которыми могут быть связаны апвеллинги открытого океана. Все это определяет многие характерные закономерности в развитии сообществ живых организмов вблизи фронтальных разделов (см. раздел 5.2).

— Фронтальные зоны проявляют себя как области повышенной биопродуктивности, чрезвычайно важные в промышленном отношении. Эту особенность фронтальных зон нельзя не учитывать при оценках общей биологической продукции открытого океана, которая ранее скорее всего недооценивалась. Отсюда же вытекает

принципиальная возможность ведения рыбного промысла в открытом океане, где фронты встречаются не так редко, как казалось ранее.

— Фронтальные разделы могут служить естественными границами различных экосистем, что может быть использовано при развитии в будущем планового промыслового хозяйства и аквакультуры в океане, особенно в его прибрежных районах.

— Фронтальные зоны в силу своей конвергентной природы концентрируют на поверхности воды и внутри своих экосистем различные загрязняющие и токсичные вещества антропогенного происхождения.

Все отмеченные выше особенности фронтальных явлений в океане подчеркивают ту неоспоримую истину, что современные исследования океанических фронтов должны по необходимости быть комплексными или междисциплинарными. В то же самое время они должны базироваться на таком физическом фундаменте, который соответствовал бы сегодняшнему уровню развития гидротермодинамики океана. Именно отсюда вытекают неотложные задачи физического исследования фронтов в океане, которые будут сформулированы в последнем разделе данной главы. На этой же основе может быть прослежена связь между физическими исследованиями океанических фронтов и задачами смежных направлений и дисциплин.

5.2. Физические исследования фронтальных явлений в океане и задачи смежных направлений и дисциплин

Стоит взглянуть на два ИК изображения термического состояния одной и той же фронтальной зоны, полученные с интервалом 2—3 сут (см., например, [50, 195] и рис. 4.16), как станут очевидными существенные изменения положений, интенсивности и числа фронтальных разделов и вихрей внутри фронтальной зоны, тогда как общее положение и ориентация самой зоны за это время не успевают заметно измениться. Сравнение тепловых картин, разделенных более длительными интервалами, обнаруживает заметные флуктуации и в положении самих фронтальных зон. Все такие изменения не могут не сказываться на интегральном тепло-массопереносе через фронтальные зоны, на балансе импульса, на характере и интенсивности взаимодействия океана и атмосферы в районе фронтальных зон. При исследовании среднего многолетнего состояния циркуляции вод такая изменчивость не имеет значения. Все ее эффекты обычно пропадают при осреднении. Но при исследовании процессов синоптического масштаба или при разработке физических основ долгосрочного предсказания погоды с учетом теплового влияния океана неустойчивость фронтальной структуры и движения внутри фронтальных зон должны приниматься во внимание. Математическое моделирование океана достигло сейчас такого прогресса, что вопрос о параметризации роли океанических фронтов при проведении исследований с помощью чис-

ленных моделей общей циркуляции вод океана или крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы можно считать вполне актуальным. Думается также, что такая параметризация принципиально вполне возможна, если рассматривать фронтальные разделы как «подсеточные» явления. Оценки, содержащиеся в разделе 4.4, убеждают нас в практической осуществимости такой параметризации. Само собой разумеется, что существующая в океане иерархия масштабов фронтальных явлений должна и здесь приниматься во внимание. Термин «вихреразрешающая модель общей циркуляции» уже прижился в динамике морских течений. Эти модели уже демонстрируют нестационарную природу деформаций поля температуры в поле вихревого движения. Остается сделать всего лишь несколько шагов, чтобы эти модели стали «фронтонеразрешающими», с одной стороны, а с другой — учитывающими эффекты интенсификации горизонтального и вертикального турбулентного обмена, связанные с фронтальными разделами, остающимися за пределами разрешения модели.

Основы фронтогенеза, изложенные в разделе 2.6 и иллюстрированные числовыми примерами в [178], помогают понять физическую природу перераспределения скалярных примесей в районах формирующихся фронтов. Растворенные в морской воде газы, химические соединения, пигменты, питательные вещества, а также мелкодисперсный взвешенный материал можно с гораздо большим основанием, чем, например, температуру, считать скалярными примесями. То же можно сказать и о плавающих на поверхности плейстоных организмах, мелком мусоре и некоторых загрязняющих веществах, например диспергированных нефтяных загрязнениях. Концентрации всех этих веществ и объектов на фронтах или, точнее, вблизи фронтальных разделов могут быть во много раз большими, чем локальные обострения горизонтальных градиентов температуры, солености или плотности. Гидрохимии, биохимии или геохимии, интересующиеся такими локальными концентрациями, должны быть вооружены максимально более полным знанием физических процессов, определяющих адвекцию объектов их исследования в направлении фронтального раздела. Возможность построения численных моделей перераспределения скалярных примесей при фронтогенезе, продемонстрированная Маквином и Вудсом [178], должна использоваться в таких исследованиях, когда для этого имеются все необходимые исходные данные.

Как уже отмечалось неоднократно (см. предисловие, разделы 3.1.3 и 4.1), фронтальные зоны чаще всего имеют сложную горизонтальную структуру, характеризующуюся многочисленными нестационарными фронтальными разделами и, по-видимому, многочисленными же вытянутыми вдоль фронтальной зоны замкнутыми ячейками вертикальной циркуляции. Вихреобразование на неустойчивых фронтальных разделах еще больше осложняет эту картину. В отдельных случаях особо резкие фронты на поверхности хорошо обнаруживаются по скоплениям пены, мусора и плейстопа. В других случаях таких скоплений не наблюдается, температурные кон-

трасты могут быть слабы, а соленостные трудно поддаются регистрации. Можно не без оснований предполагать, что исследования концентраций некоторых растворенных веществ и взвесей в таких случаях окажутся очень полезными при выявлении «невидимой» структуры фронтальных зон. Спектральные исследования размеров взвешенных частиц в принципе могут быть интерпретированы с точки зрения оценки значений вертикальных скоростей в толще вод. Картирование спектральных характеристик взвесей может помочь выявить зоны опусканий и подъемов вод. Зоны апвеллингов, как правило, находятся на некотором удалении от фронтальных разделов и трудно поддаются однозначному обнаружению с помощью физических средств, особенно, если подъем вод происходит с не слишком глубоких горизонтов. Мне представляется, что сотрудничество химиков и физиков при изучении структуры фронтальных зон могло бы дать большой научный эффект. Если к этому добавились бы, с одной стороны, технически совершенные измерения и наблюдения из космоса, а с другой — детальные биологические исследования, то мы имели бы образцовую модель комплексной программы исследований фронтальных явлений в океане.

Акустические методы также могут применяться при исследовании фронтов (см. раздел 1.5), но акустики могут интересоваться структурой фронтальных зон и с точки зрения оценки или предсказания уровней принимаемых звуковых сигналов в тех случаях, когда на пути между излучателем и приемником находится мощная фронтальная зона. Как показано Феннером [114], во фронтальной зоне Гольфстрима, где на пути звукового луча находился не только основной фронтальный раздел, но и фронтальные разделы теплого антициклонического кольца, пределы изменчивости скорости звука достигали около 40 м/с, а глубина залегания оси звукового канала испытывала колебания в пределах слоя толщиной 500 м. В случае, когда источник звука находился за пределами теплого кольца, а приемник — в его ядре, наблюдалось усиление принимаемого сигнала на несколько децибел, что можно объяснить фокусирующим эффектом фронтальных разделов, окружающих ядро. Дополнительные акустические эффекты, главным образом рассеивающие, должны быть связаны с тонкой структурой интрузионного характера, всегда в изобилии встречающейся вблизи фронтальных разделов.

Особый интерес должны вызывать фронты у тех, кто изучает внутренние гравитационные волны в океане. Фронтальные разделы, находящиеся в нестационарном состоянии, должны излучать широкий спектр внутренних колебаний в инерционно-гравитационном интервале. О высокой интенсивности внутренних колебаний в океанических фронтальных зонах уже говорилось выше (см. раздел 4.2). С другой стороны, фронты оказывают существенное влияние на распространение колебательных движений в толще вод океана и на их характер. Инерционные колебания, например, могут испытывать на поверхностях фронтальных разделов сильную рефракцию и даже полное внутреннее отражение. Горизонталь-

ный сдвиг скорости в потоке, направленном вдоль фронта, может существенно менять эффективную частоту инерционных колебаний. Не исключено, что движения с инерционным и окологинерционным периодами активно участвуют в разрушении океанических фронтов через диссипативные процессы, протекающие на тонкой структуре. Все эти важные аспекты сосуществования и взаимодействия фронтов и внутренних колебаний все еще очень слабо изучены.

Концентрируя взвеси в зонах конвергенции и опускания вод, фронтальные разделы не могут не влиять на осадкообразование. Под резкими фронтами, сохранявшими квазистационарное географическое положение в океане хотя бы в течение нескольких десятков тысячелетий, не говоря уже о миллионах лет, должны были образоваться хорошо различимые качественные и количественные аномалии в структуре осадочных слоев на дне океана. Расшифровка этих аномалий могла бы помочь восстановить положение палеофронтов в палеоокеане в различные отдаленные геологические эпохи. Это пролило бы свет на сложные вопросы эволюции общей циркуляции вод Мирового океана в связи с эволюцией форм океанических бассейнов в результате дрейфа континентов. Тем самым был бы внесен дополнительный вклад в познание истории океанов нашей планеты и самой планеты Земли.

Особо тесная связь должна существовать между физическими и биологическими исследованиями фронтальных зон. По-видимому, не географические координаты, а координаты, связанные с особенностями физической структуры фронтальных зон, должны определять сеть станций для биологических сборов и биохимических измерений. Высокая пространственно-временная изменчивость физических полей во фронтальных зонах делает практическое осуществление этого требования чрезвычайно сложной задачей. Есть основания предполагать, однако, что сами биологические и биохимические сборы и измерения могут служить ценным подспорьем физике при определении границ фронтальных структур. Опыт участия автора в биологическом 17-м рейсе НИС «Академик Курчатов» в 1973—1974 гг. подтверждает это мнение.

Выше уже говорилось, что фронтальные области, в которых происходит контакт вод с различными характеристиками, отличаются высокой биологической продуктивностью. На это обращалось внимание уже несколько десятков лет назад [25, 232]. Однако, помимо чисто количественных отличий, фронтальные экосистемы обладают еще и весьма существенным качественным своеобразием. Увеличение количества планктона в зонах конвергенций происходит или благодаря механической аккумуляции планктонных организмов, увлекаемых горизонтальными конвергентными течениями [15, 137], или же благодаря сложным биологическим процессам, возникающим при контакте биологических сообществ различной зрелости, находящихся на разных стадиях сукцессии (развития). При этом поток энергии в контактирующих сообществах идет от более молодого к более зрелому, и более зрелая си-

стема «эксплуатирует» более молодую [14, 119]. При этом «созревание» более молодой системы задерживается и она остается в состоянии динамической стабильности на низком уровне развития, продолжая экспорт энергии (органического вещества) в более зрелую систему.

В свою очередь более зрелая система развивается быстрее, чем если бы она была ограничена своими собственными ресурсами, а ее продуктивность оказывается высокой, особенно на конечных трофических уровнях, таких, как рыбы-планктофаги, макропланктон и т. п.

В зависимости от микро- и мезомасштабной физической структуры любой конкретной фронтальной зоны и специфического характера населения контактирующих вод биологические процессы и конечные результаты взаимодействия двух экосистем могут существенным образом различаться. В одних случаях, как, например, у кромки шельфа Перу, развиваются массовые скопления макропланктонных рачков и концентрируются планктоноядные и крупные хищные рыбы и кальмары [13, 78], в других случаях конечными звеньями сообществ, концентрирующимися во фронтальной зоне, оказываются тунцы [240] или киты [132].

Нельзя сбрасывать со счетов и тот факт, что на самих фронтальных разделах имеет место опускание вод с большими скоростями, которое может увлечь с собой планктонные организмы, обычно обитающие вблизи поверхности, на глубины 100—200 м и более. Во фронтальной зоне прибрежного апвеллинга, например, опускание вод является особенно интенсивным со стороны фронтального раздела, обращенной к берегу. Мористее фронтального раздела слой скачка приближен к самой поверхности, чему способствует наблюдаемая здесь дивергенция в экмановском слое (см. раздел 2.9). Все это вызывает резкую качественную и количественную асимметрию в развитии сообществ живых организмов относительно фронтального раздела.

Наиболее существенное влияние на формирование и развитие смешанных сообществ фронтальной зоны и продукцию их конечных трофических звеньев (рыб, кальмаров) должны оказывать степень зрелости контактирующих сообществ, продуктивность более молодого из них, вертикальная структура и интенсивность перемешивания и вертикальных движений вод в зоне контакта, скорость горизонтального конвергентного течения в направлении фронтального раздела, возникновение и время жизни локальных вихрей и, вероятно, многие другие пока неизвестные факторы. Все эти вопросы все еще довольно слабо изучены и требуют скорейшей и углубленной разработки как с точки зрения накопления новых фактов путем специализированных наблюдений и измерений, так и методом численного моделирования для лучшего понимания закономерностей функционирования всех элементов фронтальных экосистем.

Другой малоизученной проблемой является роль фронтальных разделов и фронтальных зон (особенно квазистационарных зон

климатического происхождения) в поведении рыб и других морских животных, совершающих миграции на далекие расстояния. В докладе Лаурса (R. M. Laurs) на международной дискуссии о фронтах в океане, организованной СКОРом в 1978 г. в Бресте (Франция), содержалась информация о трансокеанских миграциях популяций тунцов вдоль фронтов в Тихом океане, причем, по-видимому, направление движения тунцов всегда определялось чувствительностью к температуре и ее контрастам.

5.3. Задачи дальнейших исследований

Некоторые конкретные и весьма актуальные задачи современных фронтологических исследований сформулированы в работе [82]. В свете материала, изложенного в данной книге, хотелось бы дать обзор перспектив будущих исследований в этой области, отталкиваясь от наиболее общих фундаментальных и прикладных проблем и затем постепенно переходя к более частным и конкретным научным задачам.

Прежде всего, кажется, что в настоящий момент исследователям явно недостает широко поставленных систематических наблюдений за океаническими фронтами, имеющих целью ответить на то огромное количество вопросов, которые уже накопились в результате предшествующих натурных работ и уже имевших место попыток построения теории и численного моделирования фронтов в океане. Организация широкой программы таких наблюдений представляется поэтому первоочередной задачей всего комплекса физических наук об океане в кооперации с другими дисциплинами. Одной из важных методических особенностей планируемых экспедиционных работ должно быть оперативное сочетание традиционных судовых работ с аэрокосмическими измерениями и наблюдениями при широко практикуемом наведении судов на исследуемые объекты с помощью оперативной аэрокосмической информации.

Только после полного освоения результатов натурных измерений и наблюдений, выполненных в рамках такой программы, на что потребовалось бы 5—10 ближайших лет, можно было бы рассчитывать на существенный дальнейший прогресс теории и численного моделирования. Примерно такой же или даже меньший промежуток времени необходим для того, чтобы численные модели циркуляции вод океана стали «фронтора разрешающими», с одной стороны, и учитывающими интегральный эффект мелкомасштабных фронтов — с другой.

Важными стимулами для детального натурального исследования фронтов в океане сейчас являются многие практические проблемы и хозяйственные задачи, например:

1) насущная потребность дальнейшего развития рационального рыбного промысла на научной основе в открытом океане в связи с повсеместным введением двухсотмильных экологических зон в прибрежных водах, где исключительное право рыболовства и

разработки любых других ресурсов принадлежит прибрежным государствам;

2) необходимость постепенного перехода от рыболовства к современному промысловому хозяйству (аквакультуре), включающему не только выращивание «сидячих» форм промысловых животных и растений, но и разведение промысловых пород рыб и ракообразных, сначала в прибрежных водах, а затем и в открытом океане;

3) развитие безопасной и рентабельной технологии добычи минеральных ресурсов со дна Мирового океана;

4) растущая угроза антропогенного загрязнения вод Мирового океана с возникновением опасных концентраций токсичных продуктов в первую очередь во фронтальных зонах, где наблюдаются также и скопления промысловых животных;

5) насущная потребность улучшения методов и повышения качества долгосрочного прогнозирования погоды и изменений климата, включая прогнозирование катастрофических погодных и климатических явлений, таких, как ураганы, длительные засухи, наводнения, особо суровые зимние условия и т. д.

Отсюда следует, что даже фундаментальным образом ориентированные натурные исследования фронтов в океане должны одновременно давать и практически используемые характеристики и оценки. К ним относятся оценки коэффициентов обмена теплом, массой и импульсом на фронтальных разделах, характеристики частоты повторяемости фронтов в различных акваториях Мирового океана, оценки длительности жизни фронтальных разделов различного масштаба, оценки пределов изменчивости основных характеристик отдельных фронтов и т. д. Отсюда же вытекают и основные наиболее общие фундаментальные задачи физических исследований океанических фронтов на ближайшие 5—10 лет:

1) детальные исследования **трехмерной** структуры полей температуры, солености, плотности и скорости во фронтальных зонах и особенно в непосредственной близости от фронтальных разделов. Выявление положений и границ околофронтальных зон конвергенций и дивергенций (апвеллинга) в типичных ситуациях. Исследования тонкой термохалинной структуры вблизи фронтов;

2) исследование фундаментальной динамики квазистационарных фронтальных разделов, с особым упором на изучение физических механизмов поддержания поперечной конвергентной циркуляции, сохраняющей фронтальные разделы в обостренном состоянии;

3) исследование динамики неустойчивости фронтальных разделов и проявлений этой неустойчивости в виде формирования меандров, вихрей и интрузионной структуры, а также характеристик изменчивости физических полей во фронтальных зонах в связи с меандрами, вихрями и интрузионной структурой.

4) исследование механизмов обмена теплом, солью и импульсом через фронтальные разделы. Оценки интенсивности вертикального и горизонтального трансфронтального обмена в типичных условиях;

5) исследование локальных механизмов фронтогенеза внутри фронтальных зон. Оценки напряженности типичных для океана деформационных полей;

6) исследование процессов, участвующих в разрушении фронтальных разделов (фронтализе), и оценка характерных времен фронтализа для различных масштабов явления;

7) исследование взаимодействия различных типов волн, приливов и атмосферных воздействий с фронтальными разделами и струйными течениями вблизи фронтов;

8) численное моделирование фронтальных явлений для изучения влияния различных факторов на динамику фронтальных зон и прогнозирования их эволюции;

9) исследование взаимодействия океана и атмосферы в области наиболее развитых квазистационарных фронтальных зон климатического происхождения в связи с изменчивостью интенсивности и положений основных фронтов в этих зонах;

10) совершенствование методов и средств физических исследований фронтальных явлений в океане, включая методы дистанционных аэрокосмических измерений, для оперативного получения трехмерных синоптических картин структуры фронтальных разделов и прослеживания их эволюции во времени.

Учитывая большую важность биопромысловых исследований в связи с океаническими фронтами, можно наметить и наиболее важные биологические задачи, решение которых должно осуществляться параллельно и в тесной связи с решениями основных физических задач:

1) исследование структурных и функциональных характеристик планктонных сообществ и их динамики в различных частях фронтальных зон;

2) изучение контактов, взаимного влияния и трофической зависимости сообществ разной степени зрелости в зоне фронтального соприкосновения. Выяснение роли эксплуатации молодых сообществ более зрелыми;

3) изучение особенностей временной изменчивости (сукцессии) смешанных сообществ фронтальных зон и процессов, приводящих к высокой продуктивности высших трофических звеньев сообществ (рыбы, бентос) вблизи фронтов;

4) количественные исследования влияния изменчивости структуры фронтальных зон на эволюцию фронтальных экосистем;

5) разработка прогностических методов экосистемного моделирования для сообществ фронтальных зон, включая высшие трофические уровни сообществ (рыбу) с целью прогнозирования распределения ее концентраций во фронтальных зонах;

6) оценка фронтальных зон и разделов как биогеографических и экологических границ распространения населения морской пелагиали;

7) выработка рекомендаций по выявлению в открытом океане фронтальных зон, перспективных в промысловом отношении.

В контексте данной книги было бы нецелесообразно чрезмерно детализировать поставленные биологические задачи. Это должно быть задачей специального биологического исследования. Следовало бы, однако, указать на некоторые конкретные физические проблемы (помимо уже указанных выше), без решения которых нельзя ожидать существенного продвижения вперед в области морской биологии. Одной из таких задач является надежная оценка вертикальных скоростей вблизи фронтальных разделов. По свидетельству Пингри, который отваживался прыгать с аквалангом непосредственно возле линии фронта на поверхности океана, опускающиеся вдоль раздела воды способны увлекать на значительную глубину даже крупные бревна плавника. Важно установить, являются ли столь большие скорости опускания исключением или, наоборот, правилом, а также, какова ширина прифронтальных зон, в которой такие скорости могут наблюдаться. Важно также иметь просто надежное количественное представление о циркуляции в плоскости, нормальной к фронтальному разделу от поверхности океана и до глубин, где фронтальный раздел перестает ощущаться, в полосе шириной по крайней мере несколько километров по обе стороны фронта. Другой задачей является пространственное картирование фронтального раздела (или разделов) внутри изучаемой фронтальной зоны. Пока в литературе мы чаще всего имеем дело с единичными разрезами через фронтальную зону. Такие разрезы едва ли могут устроить биологов. Наконец, желательно было бы неоспоримо установить, ведут ли себя океанические фронты синоптического масштаба как «теплые» или «холодные» фронтальные разделы и каковы при этом типичные скорости их пространственного перемещения.

Имеются и другие, частные, но не менее интересные с точки зрения гидрофизиков задачи:

- представляет большой интерес исследовать пространственную когерентность интрузионной тонкой структуры вблизи фронтальных разделов. Необходимо также детальное феноменологическое описание процесса отрыва интрузий от фронтальных разделов и физическое объяснение этого явления;

- требуют специального исследования свойства внутренних экмановских слоев, прилегающих к фронтальным разделам и крупным интрузиям;

- необходимо выяснить условия фронтогенеза в областях с общей антициклонической завихренностью движения; например, справа от оси крупных западных пограничных течений, таких, как Гольфстрим или Куро시오;

- необходимо изучить закономерности возникновения различных проявлений фронтов на поверхности океана: сликов, полос мусора и пены, толчей и сулоя, цветовых и яркостных контрастов и т. д.;

- представляет большой интерес попытаться получить инструментальным путем прямые натурные свидетельства функционирования дифференциально-диффузионной конвекции в сочетании с ин-

трузионным переслоением вблизи фронтальных разделов, а также доказательства эффективности процесса уплотнения при смещении в поддержании фронтов в обостренном состоянии;

— представляет интерес изучение специфических форм облачности, формирующихся над особенно резкими океаническими фронтами;

— необходимо восполнить серьезный пробел в наших знаниях о придонных (бентических) фронтах, изучение динамики которых может помочь в выяснении динамики приповерхностных фронтов в океане.

Этот далеко не полный перечень задач, равно как и все то, что содержится в предшествующих главах и разделах книги, безусловно, должно было помочь читателю убедиться в сложности, многогранности и увлекательности проблемы исследования фронтов Мирового океана. Автор хотел бы, чтобы впечатление от прочитанного послужило стимулом к восполнению тех пробелов нашего сегодняшнего знания, которые так очевидны в рассмотренной области.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Абрамов Р. В., Ближниченко В. И., Булатов Р. П., Казачкина Л. И. Температурные неоднородности на поверхности Атлантического океана.—Океанологические исследования, 1975, № 28, с. 62—72.
2. Антонов В. С. Распространение речных вод в арктических морях. Труды АНИИ, 1957, т. 208, с. 25—52.
3. Антонов В. С. Аномалии повышенного стока рек арктической и субарктической зоны Сибири.—Проблемы Арктики и Антарктики, 1974, № 18, с. 24—30.
4. Барапов Е. И. Короткопериодные колебания фронта Гольфстрима в зимне-весенний сезон 1963 г.—Океанология, 1966, т. 6, № 2, с. 228—233.
5. Баранов Е. И. К изучению вихрей фронтальной зоны Гольфстрима.—Океанология, 1967, т. 7, № 1, с. 78—83.
6. Баранов Е. И. Динамика и структура вод фронтальной зоны Гольфстрима.—Океанологические исследования, 1971, № 22, с. 94—153.
7. Баранов Е. И. Средние месячные положения гидрологических фронтов в северной части Атлантического океана.—Океанология, 1972, т. 12, № 2, с. 217—224.
8. Баранов Е. И., Шматко М. А. Исследование термической структуры фронтальной зоны Гольфстрима.—Океанология, 1966, т. 6, № 5, с. 630—634.
9. Баренблатт Г. И. Динамика турбулентных пятен и интрузии в устойчиво стратифицированной жидкости.—Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 2, с. 195—206.
10. Беляев В. С., Ноздрин Ю. В. О вертикальных спектрах тонкой структуры поля температуры во фронтальной зоне.—Океанология, 1979, т. 19, № 4, с. 549—557.
11. Булатов Н. В. Вихревая структура субарктического фронта в северо-западной части Тихого океана.—Уч. зап. ЛГУ, 1980, вып. 27, № 403, с. 61—72.
12. Булгаков Н. П. О явлении уплотнения при смешении вод.—Изв. АН СССР, серия геофиз., 1960, вып. 2, с. 346—352.
13. Виноградов М. Е. 17-й рейс НИС «Академик Курчатов» (исследование планктонных сообществ районов интенсивного подъема вод восточной экваториальной Пацифики).—Океанология, 1974, т. 14, № 6, с. 1082—1086.
14. Виноградов М. Е. Пространственно-динамический аспект существования сообществ в океане.—В кн.: Океанология, биология океана. Т. 2. М., Наука, 1977, с. 34—43.
15. Воронина Н. М. Сообщества умеренных и холодных вод южного полушария.—В кн.: Океанология, биология океана. Т. 2. М., Наука, 1977, с. 68—90.
16. Воропаев С. И., Зацепин А. Г., Павлов А. М., Федоров К. Н. Лабораторное воспроизведение структурообразующих процессов в устойчиво стратифицированной жидкости.—В кн.: Исследования изменчивости физических процессов в океане. Под ред. К. Н. Федорова. М., 1978, с. 112—121.
17. Гинзбург А. И. и др. Особенности термохалинной структуры фронтальных разделов теплых колец Гольфстрима/Гинзбург А. И., Зацепин А. Г., Кузьмина Н. П., Скляров В. Е., Федоров К. Н.—Океанологические исследования, 1981, № 34, с. 33—48.

18. Гинзбург А. И., Зацепин А. Г., Скляров В. Е., Федоров К. Н. Эффекты осадков в приповерхностном слое океана.— Океанология, 1980, т. 20, № 5, с. 828—836.

19. Грузинов В. М. Фронтальные зоны Мирового океана.— М.: Гидрометеоздат, 1975.—198 с.

20. Журбас В. М., Кузьмина Н. П. О растекании перемешанного пятна во вращающейся устойчиво стратифицированной жидкости.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1981, т. 17, № 3, с. 286—295.

21. Зацепин А. Г., Краснопевцев А. Ю., Федоров К. Н. Наблюдения за фронтами в районе ПОЛИМОДЕ.— Океанологические исследования, 1979, № 30, с. 86—88.

22. Зацепин А. Г., Федоров К. Н. Об условиях формирования тонкой структуры в океане путем коллапса перемешанных пятен.— ДАН СССР, 1980, т. 252, № 4, с. 989—992.

23. Зацепин А. Г., Федоров К. Н., Воропаев С. И., Павлов А. М. Экспериментальное исследование растекания перемешанного пятна в стратифицированной жидкости.— Изв. АП СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 2, с. 234—237.

24. Зацепин А. Г., Шапиро Г. И. Исследование ассиметричной интрузии в стратифицированной жидкости.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1982, т. 18, № 1, с. 101—105.

25. Зенкевич Л. А., Броккая В. А. Количественный учет донной фауны Баренцова моря.— Труды ВНИРО, 1939, т. 4, с. 5—126.

26. Зубов Н. Н. Уплотнение при смешении морских вод разной температуры и солености.— Л.: Гидрометеоздат, 1957.—40 с.

27. Зубов Н. Н., Сабинин К. Д. Вычисление уплотнения при смешении морских вод.— М.: Гидрометеоздат, 1958.—37 с.

28. Иванов Ю. А., Нейман В. Г. Фронтальные зоны Южного океана.— В кн.: Антарктика, М., Наука, 1964, с. 98—109.

29. Казьмин А. С., Скляров В. Е. Опыт использования видеoinформации с ИСЗ «Метеор» для исследования явлений в океане.— Исследование Земли из космоса, 1981, т. 2, № 6, с. 48—57.

30. Каменкович В. М., Резник Г. М. Волны Россби (раздел 6. Бароклинная неустойчивость крупномасштабных течений).— Океанология. Физика океана. Т. 2. Гидродинамика океана. М., Наука, 1978, с. 344—358.

31. Карабашева Э. И., Пака В. Т., Федоров К. Н. Часто ли встречаются термические фронты в океане? — Океанология, 1978, т. 18, № 6, с. 1004—1012.

32. Кошляков М. Н. и др. Синоптические океанические фронты на полигоне ПОЛИМОДЕ (февраль, март, 1978)/Кошляков М. Н., Борисенко Ю. Д., Бреховских А. А. и др.— Океанологические исследования, 1980, № 31, М., с. 42—55.

33. Кошляков М. П., Грачев Ю. М. Среднемасштабные течения на гидрофизическом полигоне в тропической Атлантике.— В кн.: Атлантический Гидрофизический Полигон-70. М., Наука, 1974, с. 163—180.

34. Краснопевцев А. Ю., Федоров К. Н. О термохалинных неоднородностях пространственной структуры верхнего слоя океана.— В кн.: Исследования изменчивости физических процессов в океане. Под ред. К. Н. Федорова, 1978, с. 59—73.

35. Краснопевцев А. Ю., Федоров К. Н. Характер неоднородностей горизонтального распределения температуры и солености в поверхностном слое океана.— Океанологические исследования, 1979, № 30, с. 82—85.

36. Кузьмина Н. П. Об океаническом фронтогенезе.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т. 16, № 10, с. 1082—1090.

37. Кузьмина Н. П. Нелинейная численная модель океанического фронтогенеза.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1981, т. 17, № 12, с. 1318—1325.

38. Кузьмина Н. П., Куценко Б. Я. Некоторые модели океанического фронтогенеза.— В кн.: Исследования изменчивости физических процессов в океане. Под ред. К. Н. Федорова. М., Изд. ИО АН СССР, с. 83—99.

39. Линейкин П. С. О нелинейных волновых возмущениях в главном океаническом термоклине.— ДАН СССР, 1978, т. 241, № 6, с. 1436—1439.
40. Мадерич В. С. Нелинейная эволюция крупномасштабных аномалий плотности в океане.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, т. 14, № 11, 1978, с. 1219—1222.
41. Монин А. С. Прогноз погоды как задача физики.— М.: Наука, 1969.— 184 с.
42. Монин А. С., Питербарг Л. И. О статистическом описании внутренних волн.— ДАН СССР, 1977, т. 234, № 3, с. 564—567.
43. Монин А. С., Федоров К. Н. О тонкой структуре верхнего квазигомогенного слоя в океане.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1973, т. 9, № 4, с. 442—444.
44. 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.
45. Науменко М. Ф., Бикулов Б. И., Чигарков К. И. О крупномасштабной пространственной структуре температурного поля поверхностного слоя.— В сб.: ТРОПЭК-74. Т. 2. Л., Гидрометеиздат, 1976, с. 25—31.
46. Нежиховский Р. А. Река Нева.— Л.: Гидрометеиздат, 1955.— 94 с.
47. Нелепо Б. А., Куфтарков Ю. М., Коснырев В. К. О влиянии мезомасштабных вихрей на температуру поверхности океана.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1978, т. 14, № 7, с. 768—777.
48. Ниц Г. С., Полосин А. С. К вопросу об определении содержания терминов — фронт, фронтальная зона.— Бюллетень ЦНИИЭИРХ «Промысловая океанология и подводная техника», 1972, сер. 9, вып. 6, с. 1—12.
49. Сеидов Д. Г. Синоптические вихри в океане. Численный эксперимент. Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1980, т. 16, № 1, с. 73—87.
50. Скляр В. Е., Федоров К. Н. Трехмерная структура фронтальной зоны Гольфстрима по синхронным данным спутника и корабля.— Исследования Земли из космоса, 1980, т. 1, № 3, с. 5—13.
51. Соловьев А. В. Тонкая термическая структура поверхностного слоя океана в районе полигона POLYMODE-77.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1979, т. 15, № 7, с. 750—757.
52. Степанов В. Н. Основные конвергенции и дивергенции вод Мирового океана.— Бюллетень Океанограф. комиссии АН СССР, 1960, № 6, с. 15—22.
53. Степанов В. Н. Мировой океан.— М.: Знание, 1974, с. 95—99, 255.
54. Стомел Г. Горизонтальные изменения температуры в перемешанном слое южной части Тихого океана.— Океанология, 1969, т. 9, № 1, с. 97—102.
55. Тареев Б. А. Неустойчивые волны Россби и нестационарность океанских течений.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1965, т. 1, № 4, с. 426—438.
56. Федоров К. Н. Ветровые течения в море переменной глубины.— Изв. АН СССР, серия геол., 1955, № 3, с. 223—233.
57. Федоров К. Н. О ступенчатой структуре температурных инверсий в океане.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1970, т. 6, № 11, с. 1178—1188.
58. 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.
59. Федоров К. Н. Новое свидетельство существования боковой конвекции в океане.— Океанология, 1971, т. 11, № 6, с. 994—998.
60. Федоров К. Н. Об одном механизме формирования мезомасштабных горизонтальных неоднородностей температуры в верхнем слое океана.— Океанология, 1976, т. 16, № 3, с. 403—407.
61. Федоров К. Н. Тонкая термохалинная структура вод океана.— Л.: Гидрометеиздат, 1976.— 184 с.
62. Федоров К. Н. Тонкая структура гидрофизических полей в океане.— В кн.: Океанология. Физика океана. Том 1. Гидрофизика океана. М., Наука, 1978, с. 113—147.
63. Федоров К. Н. О медленной релаксации термического следа урагана в океане.— ДАН СССР, 1979, т. 245, № 4, с. 960—963.

64. Федоров К. Н. Надежды и реальности космической океанологии.— Исследование Земли из космоса, 1980, т. 1, № 1, с. 64—78.

65. Федоров К. Н. Осесимметричные интрузии в линейно-стратифицированной жидкости.— V всесоюзный съезд по теорет. и прикл. механике, Алма-Ата, 27 мая—3 июня 1981 г. Аннотации докладов. Алма-Ата, Наука, 1981, с. 342—343.

66. Федоров К. Н., Бубнов В. А., Гинзбург А. И., Пака В. Т. О фронтальных системах колец Гольфстрима.— ДАН СССР, 1979, т. 246, № 5, с. 1227—1231.

67. Федоров К. Н., Бубнов В. А., Прохоров В. И., Осадчий А. С. Гидрофизические условия в Перуанском прибрежном районе.— Труды ИОАН, 1975, т. 102, с. 51—55.

68. Федоров К. Н. и др. Опыт регистрации температуры и солености поверхностного слоя океана зондом АИСТ/Федоров К. Н., Гинзбург А. И., Зацепин А. Т. и др.— Океанология, 1979, т. 19, № 1, с. 156—163.

69. Федоров К. Н., Гинзбург А. И., Питербарг Л. И. О физической природе «неоднородностей штилевой погоды» в температурном поле океана.— Океанология, 1981, т. 21, № 2, с. 203—210.

70. Федоров К. Н., Кузьмина Н. П. Фронты в океане.— В кн.: Мезомасштабная изменчивость поля температуры в океане. М., ИОАН, 1977, с. 33—53.

71. Федоров К. Н., Кузьмина Н. П. Океанические фронты.— Итоги науки. Океанология, т. 5, М., ВИНТИ, 1979, с. 4—44.

72. Федоров К. Н., Плахин Е. А., Прохоров В. И., Седов В. Г. Особенности термохалинной стратификации в районе полигона в тропической Атлантике.— В кн.: Атлантический гидрофизический ПОЛИГОН-70. М., Наука, 1974, с. 236—286.

73. Четырехязычный энциклопедический словарь терминов по физической географии. М., Изд-во «Советская энциклопедия», 1980.— 703 с.

74. Шапиро Г. И. Динамика мелкомасштабного океанического фронта, находящегося под действием ветра.— Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1981, т. 17, № 4, с. 419—427.

75. Шевцов В. П. Исследование тонкой структуры гидрофизических полей дистанционным акустическим методом.— В кн.: Тонкая структура и синоптическая изменчивость морей. Расширенные тезисы докладов всесоюзного семинара-симпозиума. Таллин, 1980, с. 185—189.

76. Штокман В. Б. Ветровой нагон и горизонтальная циркуляция в замкнутом море небольшой глубины.— Изв. АН СССР, серия геогр. и геофиз., 1941, № 1, с. 69—87.

77. Шутко А. М. Исследование поверхности акваторий методами СВЧ радиометрии (обзор).— Радиотехника и электроника, 1978, т. 23, № 10, с. 2107—2119.

78. Шушкина Э. А. и др. Особенности функционирования планктонных сообществ Перуанского апвеллинга/Шушкина Э. А., Виноградов, М. Е., Сорокин Ю. И., Лебедева Л. П., Михеев В. Н.— Океанология, 1978, т. 18, № 5, с. 886—902.

79. Van Aken H. M. The thermohaline fine structure in the North Rockall trough.— Doctor Thesis, Univ. Utrecht, 1981.— 160 p.

80. Ambar I., Howe M. R. Observations of the Mediterranean outflow.— Deep-Sea Res., 1979, vol. 26, N 5A, p. 535—568.

81. Amos A. F., Langseth M., Markl R. Visible oceanic saline fronts.— Studies in Phys. Oceanogr., 1972, vol. 1, p. 49—62.

82. Anonymous. Proceedings of the Workshop on Oceanic Fronts in Coastal Processes, May 25—27, 1977.— In: Oceanic Fronts in Coastal Processes/Ed. M. Bowman, W. Esaias. Springer-Verlag, 1978, p. 6—13.

83. Bang N. D. Characteristics of an intense frontal system in the upwelling regime west of Cape Town.— Tellus, 1973, vol. 25, N 3, p. 256—265.

84. Beardsley R. C., Hart J. A simple theoretical model for the flow of an estuary into a continental shelf.— J. Geophys. Res., 1978, vol. 83, N C2, p. 873—884.

85. Becker G. A., Prahm-Rodewald G. Fronten in Meer. Salzgehaltsfronten in der Deutschen Bucht.—Seewart, 1980, vol. 41, N 1, p. 12—21.
86. Beckerle J. C. Prediction of mid-oceanic front passage confirmed in near-surface current measurement.—J. Geophys. Res., 1972, vol. 77, N 9, p. 1637—1646.
87. Bergeron T. Über die Dreidimensional verknüpfende Wetteranalyse.—Geophys. Publ., 1928, vol. 5, N 6.
88. Bernstein R. L., White W. B. Time and length scales of baroclinic eddies in the Central North Pacific Ocean.—J. Phys. Oceanogr., 1974, vol. 4, N 4, p. 613—624.
89. Bondar C. Consideration theorique sur la dispersion d'un courant liquide de densité réduite et à niveau libre, dans un bassin contenant un liquide d'une plus grande densité.—In: Hydrology of Deltas, IASH/Unesco, Paris, 1970, p. 246—257.
90. Bowman M. J. Spreading and Mixing of the Hudson River effluent into the New York Bight.—In: Hydrodynamics of Estuaries and Fjords/Ed. J. C. J. Nihoul. Elsevier Oceanogr. ser., 1978, vol. 23, p. 373—386.
91. Bowman M. J., Iverson R. L. Estuarine and plume fronts.—In: Oceanic Fronts in Coastal Processes/Ed. M. Bowman, W. Esaias. Springer-Verlag, 1978, p. 87—104.
92. Bowman M. J., Kibblewhite A. C., Ash D. E. M₂ tidal effects in greater Cook Strait, New Zealand.—J. Geophys. Res., 1980, vol. 85, N C5, p. 2728—2742.
93. Bowman M. J., Okubo A. Cabbelling at thermohaline fronts.—J. Geophys. Res., 1978, vol. 83, N C12, p. 6173—6178.
94. Briscoe M. G., Johannessen O. M., Vincenzi S. The Maltese oceanic front: a surface description by ship and aircraft.—Deep-Sea Res., 1974, vol. 21, N 4, p. 847—862.
95. Cairns J. L. Variability in the Culf of Cadiz: internal waves and globs.—J. Phys. Oceanogr., 1980, vol. 10, N 4, p. 579—595.
96. Coachman L. K., Charnell R. L. On lateral water mass interaction—a case study, Bristol Bay, Alaska.—J. Phys. Oceanogr., 1979, vol. 9, N 2, p. 278—297.
97. Coachman L. K., Kinder T. H., Schumacher J. D., Tripp R. B. Frontal systems of the southeastern Bering Sea shelf.—Stratified Flows, 2nd IAHR Symp., Trondheim, 1980, vol. 2.
98. Craig H., Chung Y., Fiadeiro M. A benthic front in the South Pacific.—Earth and Planetary Sci. Lett., 1972, vol. 16, p. 50—65.
99. Cromwell T., Reid J. L. A study of oceanic fronts.—Tellus, 1956, vol. 8, N 1, p. 94—101.
100. Csanady G. T. Wind effects on surface to bottom fronts.—J. Geophys. Res., 1978, vol. 83, N C9, p. 4633—4640.
101. Curtin T. B., Mooers C. N. C. Coastal upwelling experiment I and II.—Surface Hydrographic Fields, Data Report. Rosentiel School Marine and Atm. Sci., Univ. Miami Sci. Rep., 1974, p. 94.
102. Danielsen E. F. Project Springfield Report.—Defense Atomic Support Agency, Washington, D. C., 20301, 1964.—97 p.
103. Dazzi R., Frassetto R., Mioni F., Tomasino M. The study of a river plume by means of numerical models and remote sensing.—Rapp. et Proc. Verbe. Reun. Comis. Int. Explor. Sci. Mer. Mediterr., Monaco, 1979, vol. 25—26, N 7, p. 127—130.
104. Defant A. Stabile Lagerung d. Ozeanischer Wasserkörper und dazu gehörige Stromsystem.—Veröff. Inst. Meer. Univ Berlin, 1929, Neufolge A, H. 19.
105. Defant A. G. G. Rossby, Dynamik station. ozean. Ströme in Lichte der experiment. Stromlehie.—Annalen Hydrographic und Marit. Met., 1937, Bd 65, H. 2.—S. 65.
106. Dessureault J. G. "Batfish" a depth controllable towed body for collecting oceanographic data.—Ocean Eng., 1976, vol. 3, p. 99—111.
107. Dickson R. C., Gurbutt P. A., Pillai V. N. Satellite evidence of enhanced upwelling along the European continental slope.—J. Phys. Oceanogr., 1980, vol. 10, N 5, p. 813—819.

108. Eliassen A. On the formation of fronts in the atmosphere.—In: *The Atmosphere and the Sea in Motion*/Ed. B. Bolin. Rockefeller Inst. Press; Oxford Univ. Press., 1959, p. 277—287.
109. Ewans M. W. Surface salinity and temperature "signatures" in the Northeastern Pacific.—*J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, N 15, p. 3456—3461.
110. Farmer D., Smith J. D. Nonlinear internal waves in a fjord.—In: *Hydrodynamics of Estuaries and Fjords*/Ed. J. C. J. Nihoul. Elsevier Oceanogr. Ser., 1978, N 23, p. 465—493.
111. Farmer D. M., Smith J. D. Tidal interaction of stratified flow with a sill in Knight Inlet.—*Deep-Sea Res.*, 1980, vol. 27, N 3/4A, p. 239—254.
112. Fasham M. G. R., Pugh P. R. Observation on the horizontal coherence of chlorophyll-A and temperature.—*Deep-Sea Res.*, 1976, vol. 23, N 6, p. 527—538.
113. Fearnhead P. G. On the formation of fronts by tidal mixing around the British Isles.—*Deep-Sea Res.*, 1975, vol. 22, p. 311—321.
114. Fennel D. F. Sound speed structure across an anticyclonic eddy and the Gulf Stream north wall.—*J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, N C9, p. 4599—4606.
115. Flagg C. N., Beardsley R. C. On the stability of the shelf water/slope water front south of New England.—*J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, N C9, p. 4623—4632.
116. Fofonoff N. P. Some properties of sea water influencing the formation of Antarctic bottom water.—*Deep-Sea Res.*, 1956, vol. 4, N 1, p. 32—35.
117. Ford W. L., Longard J. R., Banks R. E. On the nature, occurrence and origin of cold low salinity water along the edge of the Gulf Stream.—*J. Mar. Res.*, 1952, vol. 11, N 3, p. 281—293.
118. Foster T. D. An analysis of the cabbeling instability in sea water.—*J. Phys. Oceanogr.*, 1972, vol. 2, N 3, p. 294—301.
119. Frontier S. Interface entre deux écosystèmes: exemple dans le domaine pélagique.—*Ann. Inst. Oceanogr.*, Paris, 1978, vol. 54, N 2, p. 95—106.
120. Fuglister F. C. Multiple currents in the Gulf Stream system.—*Tellus*, 1951, vol. 3, N 4, p. 230—233.
121. Fuglister F. C. Cyclonic rings formed by the Gulf Stream 1965—1966/Ed. G. Arnold.—*Studies in Phys. Oceanogr. A tribute to G. Wüst on his 80th birthday*, 1972, vol. 1, p. 137—168.
122. Fuglister F. C., Worthington L. V. Some results of a multiple ship survey of the Gulf Stream.—*Tellus*, 1951, vol. 3, N 1, p. 1—14.
123. Gade H. G. On some oceanographic observations in the southeastern Caribbean Sea and the adjacent Atlantic Ocean with special reference to the influence of the Orinoco River.—*Bol. Inst. Oceanogr.*, Cumaná, Venezuela, 1961, vol. 1, N 2, p. 287—342.
124. Gargette A. E. Microstructure and fine structure in an upper ocean frontal regime.—*J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, N C10, p. 5123—5134.
125. Garrett C., Horne E. Frontal circulation due to cabbeling and double diffusion.—*J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, N C9, p. 4651—4656.
126. Garvine R. W. Physical features of the Connecticut River outflow during high discharge.—*J. Geophys. Res.*, 1974, vol. 79, N 6, p. 831—846.
127. Garvine R. W. Dynamics of small-scale oceanic fronts.—*J. Phys. Oceanogr.*, 1974, vol. 4, N 4, p. 557—569.
128. Garvine R. W. Observations of the motion field of the Connecticut River plume.—*J. Geophys. Res.*, 1977, vol. 82, N 3, p. 441—454.
129. Garvine R. W. An integral hydrodynamic model of upper ocean frontal dynamics. Pt. I. Development and analysis.—*J. Phys. Oceanogr.*, 1979, vol. 9, N 1, p. 1—18.
130. Garvine R. W. An integral hydrodynamic model of upper ocean frontal dynamics. Pt. II. Physical characteristics and comparison with observations.—*J. Phys. Oceanogr.*, 1979, vol. 9, N 1, p. 19—36.
131. Garvine R. W., Monk J. D. Frontal structure of a river plume.—*J. Geophys. Res.*, 1974, vol. 79, N 15, p. 2251—2259.
132. Gaskin D. E. The evolution, zoogeography and ecology of Cetacean.—*Oceanogr. Mar. Biol. Ann. Rev.*, 1976, vol. 14, p. 247—346.
133. Georgi D. T. Fine structure in the Antarctic polar frontal zone: its

characteristics and possible relationship to internal waves.—J. Geophys. Res., 1978, vol. 83, N C9, p. 4579—4588.

134. Gibbs R. J. Circulation in the Amazon River estuary and adjacent Atlantic Ocean.—J. Mar. Res., 1970, vol. 28, N 2, p. 113—123.

135. Gregg M. C. Microstructure and intrusions in the California Current.—J. Phys. Oceanogr., 1975, vol. 5, N 2, p. 253—278.

136. Gregg M. C., McKenzie J. H. Thermohaline intrusions lie across isopycnals.—Nature, 1979, vol. 280, N 5720, p. 310—311.

137. Griffiths R. C. A study of ocean fronts off Cape San Lucas, Lower California.—Spec. Sci. Rept., 1965, N 499, U. S. Fish and Wildlife Service.—54 p.

138. Griffiths R. C., Simpson J. G. Upwelling and other oceanographic features of the coastal waters of Northeastern Venezuela. Proyecto de Investigación y Desarrollo Pesquero.—PNUD, FAO. Serie Recursos y Explotación Pesqueros, 1972, vol. 2, N 4.—72 p.

139. Halliwell G. R., Moders C. N. K. The space-time structure and variability of the shelf water/slope water and Gulf Stream surface temperature fronts and associated warm-core eddies.—J. Geophys. Res., 1979, vol. 84, N C12, p. 7707—7726.

140. Holbrook J. R., Halpern D. Coastal Upwelling Ecosystems Analysis Data Report N 12. STD Measurements off the Oregon Coast. July, August, 1973.—Reports Ref. M 74-17, PMEL/NOAA, Univ. of Washington, Seattle, 1974.

141. Holladay C. G., O'Brien J. J. Mesoscale variability of sea surface temperature.—J. Phys. Oceanogr., 1975, vol. 5, N 4, p. 761—772.

142. Horne E. P. W. Physical aspects of the Nova Scotian shelf-break fronts.—In: Oceanic Fronts in Coastal Processes/Ed. M. Bowman, W. Esaias. Springer-Verlag, 1978, p. 59—68.

143. Horne E. P. W. Interleaving at the subsurface front in the slope water off Nova Scotia.—J. Geophys. Res., 1978, vol. 83, N C7, p. 3659—3671.

144. Horne E. P. W., Bowman M. J., Okubo A. Crossfrontal mixing and cabbeling.—In: Oceanic Fronts in Coastal Processes/Ed. M. Bowman, W. Esaias. Springer-Verlag, 1978, p. 105—113.

145. Hoskins B. J. Atmospheric frontogenesis models: some solutions.—J. Roy. Met. Soc., 1971, vol. 97, p. 139—153.

146. Hoskins B. J., Bretherton F. P. Atmospheric frontogenesis models: mathematical formulation and solution.—J. Atm. Sci., 1972, vol. 29, N 1, p. 11—37.

147. Howe M. R., Tait R. I. Further observation of thermohaline stratification in the deep ocean.—Deep-Sea Res., 1970, vol. 17, N 6, p. 963—972.

148. Huang N. E., Leitaó C. D., Parra C. G. Large-scale Gulf Stream frontal study using GEOS-3 radar altimetry data.—J. Geophys. Res., 1978, vol. 83, N C9, p. 4673—4682.

149. Hurlburt H. E., Thompson J. D. A numerical study of loop current intrusions and eddy shedding.—J. Phys. Oceanogr., 1980, vol. 10, N 10, p. 1611—1651.

150. Huyer A. A comparison of upwelling events in two locations: Oregon and Northwest Africa.—J. Mar. Res., 1976, vol. 34, N 4, p. 531—546.

151. Ichiye T. On the hydrography near Mississippi Delta.—Oceanogr. Mag., 1960, vol. 11, N 2, p. 65—78.

152. Ikeda Y., de Miranda L. B., Rock N. J. Observations on stages of upwelling in the region of Cabo Frio (Brasil) as conducted by continuous surface temperature and salinity measurements.—Bol. Inst. Oceanogr., San Paulo, 1974, N 23, p. 33—46.

153. Johannessen O. M., Foster L. A. A note on the topographically controlled oceanic polar front in the Barents Sea.—J. Geophys. Res., 1978, vol. 83, N C9, p. 4567—4571.

154. Joyce T. M. A note on the lateral mixing of water masses.—J. Phys. Oceanogr., 1977, vol. 7, N 4, p. 626—629.

155. Kao T. Principle stage of wake collapse in a stratified fluid: two-dimensional theory.—Phys. Fluids, 1976, vol. 19, N 8, p. 1071—1074.

156. Kao T. W. The dynamics of oceanic fronts. Pt. I. The Gulf Stream.—J. Phys. Oceanogr., 1980, vol. 10, N 4, p. 483—492.

157. Kao T. W., Park C., Pao H. P. Buoyant surface discharge and small-scale oceanic fronts: a numerical study.—*J. Geophys. Res.*, 1977, vol. 82, N 2, p. 1747—1766.
158. Kao T. W., Pao H. P., Park C. Surface intrusions, fronts and internal waves: a numerical study.—*J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, N C9, p. 4641—4650.
159. Katz E. J. Further study of a front in the Sargasso Sea.—*Tellus*, 1969, vol. 21, p. 259—269.
160. Keunecke K. H., Magaard L. Measurements by means of towed thermistor cables and problems of their interpretation with respect to mesoscale processes.—*Mémoires Soc. Roy. des ci. de Liege*, 6 sér., 1975, t. 7, p. 147—160.
161. Kitano K. Some properties of the warm eddies generated in the confluence zone of the Kuroshio and Oyashio Currents.—*J. Phys. Oceanogr.*, 1975, vol. 5, N 2, p. 245—252.
162. Klemas V. Remote sensing of coastal fronts and their effects on oil dispersion.—*Int. J. Remote Sensing*, 1980, vol. 1, N 1, p. 11—28.
163. Knauss J. A. An observation of an oceanic front.—*Tellus*, 1957, vol. 9, N 2, p. 234—237.
164. Koshlyakov M. N., Monin A. S. Synoptic eddies in the ocean.—*Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 1978, vol. 6, p. 495—523.
165. Kuo H. Dynamic instability of two-dimensional nondivergent flow in a barotropic atmosphere.—*J. Met.*, 1949, vol. 6, N 2, p. 105—122.
166. Kupferman S. L., Garfield N. Transport of low-salinity water at the slope water—Gulf Stream boundary.—*J. Geophys. Res.*, 1977, vol. 82, N 24, p. 3481—3486.
167. Kupferman S. L., Klemas V., Polis D. F., Szekiolda K.-H. Dynamics of aquatic frontal systems in Delaware Bay (abstract).—*EOS, Trans. AGU.*, 1973, vol. 54, p. 302.
168. Lai D. Y., Richardson P. L. Distribution and movements of Gulf Stream Rings.—*J. Phys. Oceanogr.*, 1977, vol. 7, N 5, p. 670—683.
169. Lambert R. B., Sturges W. A thermohaline staircase and vertical mixing in the thermocline.—*Deep-Sea Res.*, 1977, vol. 24, N 3, p. 211—222.
170. Lee T. N. Florida Current spin-off eddies.—*Deep-Sea Res.*, 1975, vol. 22, N 11, p. 753—765.
171. Lee T. N., Mayer D. A. Low frequency current variability and spin-off eddies along the shelf off southeast Florida.—*J. Mar. Res.*, 1977, vol. 35, N 1, p. 193—220.
172. Leetma A., Voorhis A. D. Scales of motion in the Subtropical Convergence Zone.—*J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, N C9, p. 4589—4592.
173. Legeckis R. V. Application of synchronous meteorological satellite data to the study of time-dependent sea surface temperature changes along the boundary of the Gulf Stream.—*Geophys. Res. Lett.* 1975, vol. 2, N 10, p. 435—438.
174. Legeckis R. V. A survey of worldwide sea surface temperature fronts detected by environmental satellites.—*J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, N C9, p. 4501—4522.
175. Legeckis R. V. Satellite observations of the influence of bottom topography on the seaward detection of the Gulf Stream off Charleston, South Carolina.—*J. Phys. Oceanogr.*, 1979, vol. 9, N 3, p. 483—497.
176. 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.
177. Lonsdale P. Inflow of bottom water to the Panama Basin.—*Deep-Sea Res.*, 1977, vol. 24, N 12, p. 1061—1101.
178. MacVean M. K., Woods J. D. Redistribution of scalars during upper ocean frontogenesis.—*Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1980, vol. 106, N 448, p. 293—311.
179. Marmorino O., Caldwell D. R. Temperature fine structure and microstructure observations in a coastal upwelling region during a period of variable winds (Oregon, summer 1974).—*Deep-Sea Res.*, 1978, vol. 25, N 11, p. 1073—1106.
180. Mascarenhas A. C., de Miranda L. B., Rock N. J. A study of the oceanographic conditions in the region of Cabo Frio.—In: *Fertility of the Sea*, N. Y.; Lond.; Paris, 1971, vol. 1, p. 285—308.

181. McLeish W. Spatial spectra of ocean surface temperature.—*J. Geophys. Res.*, 1975, vol. 75, N 33, p. 6872—6877.
182. Middleton J. H., Foster T. D. Fine structure measurements in a temperature-compensated halocline.—*J. Geophys. Res.*, 1980, vol. 85, N C2, p. 1107—1122.
183. Miranda (de) L. B., Ikeda Y., de Castro B. M. F., Pereira N. F. Note in the occurrence of saline fronts in the Ilha Grande (R. J.) Region.—*Bol. Inst. Oceanogr.*, San Paulo, 1977, N 26, p. 249—256.
184. Mollo-Christensen E., Mascarenhas A. S. Heat storage in the ocean upper mixed layer inferred from Landsat data.—*Science*, 1979, vol. 203, N 4381, p. 653—654.
185. Mooers C. N. K. Frontal dynamics and frontogenesis.—In: *Oceanic Fronts in Coastal Processes*/Ed. M. Bowman, W. Esaias. Springer-Verlag, 1978, p. 16—22.
186. Mooers C. N. K., Collins C. A., Smith R. L. The dynamic structure of the frontal zone in the coastal upwelling region off Oregon.—*J. Phys. Oceanogr.*, 1976, vol. 6, N 1, p. 3—21.
187. Mooers C. N. K., Flagg C. N., Boicourt W. C. Prograde and retrograde fronts.—In: *Oceanic Fronts in Coastal Processes*/Ed. M. Bowman, W. Esaias. Springer-Verlag, 1978, p. 43—58.
188. Mooers C. N. K., Garvine R. W., Martin W. W. Summertime synoptic variability of the Middle Atlantic Shelf water/slope water front.—*J. Geophys. Res.*, 1979, vol. 84, N C8, p. 4837—4854.
189. Morgan C. W., Bishop J. M. An example of Gulf Stream eddy-induced exchange in the Mid-Atlantic Bight.—*J. Phys. Oceanogr.*, 1977, vol. 7, N 3, p. 472—479.
190. Moseley W. B., Del Balzo D. R. Horizontal random temperature structure of the ocean.—*J. Phys. Oceanogr.*, 1976, vol. 6, N 3, p. 267—280.
191. Mysak L. A. On the stability of the California Undercurrent off Vancouver Islands.—*J. Phys. Oceanogr.*, 1977, vol. 7, N 6, p. 904—917.
192. Neshyba S., Neal V. T., Denner W. W. Spectra of internal waves: in situ measurements in a multiple-layered structure.—*J. Geophys. Res.*, 1971, vol. 76, N 33, p. 8107—8119.
193. Newton C. W. Synoptic comparisons of jet stream and Gulf Stream systems.—In: *The Atmosphere and the Sea in Motion*/Ed. B. Bolin. Rockefeller Inst. Press, 1959, p. 288—304.
194. Newton C. W. Fronts and wave disturbances in Gulf Stream and atmospheric jet stream.—*J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, N C9, p. 4697—4706.
195. NOAA, US Department of Commerce. Oceanic and related atmospheric phenomena as viewed from environmental satellites.—Illinois: Walter A. Bohan, 1979.
196. Officer C. B. Physical oceanography of estuaries (and associated coastal waters).—N. Y.: John Wiley, 1976.—465 p.
197. Okubo A. Advection-diffusion in the presence of surface convergence.—In: *Oceanic Fronts in Coastal Processes*/Ed. M. Bowman and W. Esaias. Springer-Verlag, 1978, p. 23—28.
198. Orlandi I. Instability of frontal waves.—*J. Atm. Sci.*, 1968, vol. 25, N 2, p. 178—200.
199. Osborne A. R., Burch T. L. Internal solitons in the Andaman Sea.—*Science*, 1980, vol. 208, N 4443, p. 451—460.
200. Osborn T. E., Cox C. S. Oceanic finestructure.—*Geophys. Fluid Dyn.*, 1972, vol. 3, p. 321—346.
201. Owen R. W. Fronts and eddies in the sea: mechanisms, interactions and biological effects.—In: *Analysis of Marine Ecosystems*/Ed. A. R. Longhurst, 1981, Lond.; N. Y., Academic Press, p. 197—233.
202. Pearson C. E., Winter D. F. Two-layer analysis of steady circulation in stratified fjords.—In: *Hydrodynamics of Estuaries and Fjords*/Ed. J. C. J. Nihoul. Elsevier Oceanogr. Ser., 1975, N 23, p. 495—514.
203. Perry R. B., Schimke G. R. Large-amplitude internal waves observed off the northwest coast of Sumatra.—*J. Geophys. Res.*, 1965, vol. 70, N 10, p. 2319—2324.

204. Petterssen S. Contribution to the theory of frontogenesis.— *Geophys. Publ.*, 1936, vol. 11, N 6.
205. Petterssen S. Weather analysis and forecasting. 2nd Ed. N. Y.: McGraw Hill, 1956, p. 189—213.
206. Petterssen S., Austin J. M. Fronts and frontogenesis in relation to vorticity.— *Papers in Phys. Oceanogr. and Met.*, 1942, vol. 7, N 2, p. 5—37.
207. Pingree R. D. Effects of mixing and stabilization on phytoplankton distributions on the north-west European continental shelf.— *NATO School on "Spatial pattern in Plankton Communities"* Erice, Sicily, 1977 (preprint).
208. Pingree R. D. Cyclonic eddies and cross frontal mixing.— *J. Mar. Biol. Assoc. U. K.*, 1978, vol. 58, p. 955—963.
209. Pingree R. D., Bowman M. J., Esaias W. E. Headland fronts.— *In: Oceanic Fronts in Coastal Processes/Ed. M. Bowman, W. Esaias. Springer-Verlag*, 1978, p. 78—86.
210. Pingree R. D., Griffiths D. K. Tidal fronts on the shelf seas around the British Isles.— *J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, N C9, p. 4615—4622.
211. Pingree R. D., Holligan P. M., Mardell G. T. The effects of vertical stability on phytoplankton distribution in the summer on the northwestern European shelf.— *Deep-Sea Res.*, 1978, vol. 25, N 11, p. 1011—1028.
212. Richardson P. L., Cheney R. E., Worthington L. V. A census of Gulf Stream rings, spring 1975.— *J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, N C12, p. 6136—6144.
213. Roden G. Thermohaline structure, fronts and sea-air energy exchange of the trade wind region east of Hawaii.— *J. Phys. Oceanogr.*, 1974, vol. 4, N 2, p. 168—182.
214. Roden G. I. On North Pacific temperature, salinity, sound velocity and density fronts and their relation to the wind and energy flux field.— *J. Phys. Oceanogr.*, 1975, vol. 5, N 4, p. 557—571.
215. Roden G. I. On the variability of surface temperature fronts in the Western Pacific, as detected by satellite.— *J. Geophys. Res.*, 1980, vol. 85, N C5, p. 2704—2710.
216. Römer E. Anhängung stationärer Stromkabelung in der west-africanischen Gewässern.— *Ann. Hydr.*, 1935, 63, S. 10—17.
217. Römer E. Örtlich-periodisch auftretende Kabelungen an der mexikanischen und mittelamerikanischen Westküste.— *Ann. Hydr. Zweiter Köppen, Bd.* 1936, S. 55—65.
218. Rossby C. G. On the vertical and horizontal concentration of momentum in air and ocean currents.— *Tellus*, 1951, vol. 3, N 1, p. 15—27.
219. Rossby C. G. A comparison of current patterns in the atmosphere and in the ocean basins.— *IUGG General Assembly, Brussels*, 1951, p. 9—31.
220. Rossby C. G. On the vertical and horizontal concentration of momentum in air and ocean currents.— *Tellus*, 1951, vol. 3, N 1, p. 15—27.
221. Ruddick B. R., Turner J. S. The vertical scale of double-diffusive intrusions.— *Deep-Sea Res.*, 1979, vol. 26, N 8A, p. 903—914.
222. Ryther J. H., Mcuzel D. W., Corwin N. Influence of Amazon River outflow on the ecology of the western tropical Atlantic (I).— *J. Mar. Res.*, 1967, vol. 25, N 1, p. 69—83.
223. Saltzman B., Tang C. M. Formation of meanders, fronts and cutoff thermal pools in a barocline ocean current.— *J. Phys. Oceanogr.*, 1975, vol. 5, N 1, p. 86—92.
224. Saunders P. M. Anticyclonic eddies formed from shoreward meanders of the Gulf Stream.— *Deep-Sea Res.*, 1971, vol. 18, N 12, p. 1207—1219.
225. Saunders P. M. Space and time variability of temperature in the upper ocean.— *Deep-Sea Res.*, 1972, vol. 19, N 7, p. 467—480.
226. Schumacher A. Über Stromkabelungen, besonders in Guinea-Strom und seiner Umgebung.— *Ann. Hydr.*, 1935, Bd. 63, Hf. 10, S. 373—382.
227. Simpson J. H. Density stratification and microstructure in the western Irish Sea.— *Deep-Sea Res.*, 1971, vol. 18, N 3, p. 309—319.
228. Simpson J. H., Hunter J. R. Fronts in the Irish Sea.— *Nature*, 1974, vol. 250, p. 404—406.

229. Simpson J. H., Pingree R. D. Shallow sea front produced by tidal stirring.—In: *Oceanic Fronts in Coastal Processes*/Ed. M. Bowman, W. Esaias. Springer-Verlag, 1978, p. 29—42.
230. Smith R. L., Mooers C. N. K., Enfield D. B. Mesoscale studies of the physical oceanography in two coastal upwelling regions: Oregon and Peru.—In: *Fertility of the Sea*. N. Y.; Lond.; Paris, vol. 2, 1971, p. 513—526.
231. Spilhaus A. F. A detailed study of the surface layers of the ocean in the neighbourhood of the Gulf Stream.—*J. Mar. Res.*, 1940, vol. 3, N 1, p. 51—75.
232. Steeman-Nielsen E. The relationship between phytoplankton and zooplankton in the sea.—*Rap. Proc.-Verb. Cons. Intern. Explor. Mer.*, 1962, N 153, p. 178—182.
233. Stern M. E. Lateral mixing of water masses.—*Deep-Sea Res.*, 1967, vol. 14, N 7, p. 747—753.
234. Stern M. E. Salt fingers convection and the energetics of the general circulation.—*Deep-Sea Res.*, Suppl. to 1969, vol. 16, p. 263—267.
235. Stern M. E. Ocean circulation physics.—N. Y.; Acad. Press., 1975.—246 p.
236. Stommel H. Varieties of oceanographic experience.—*Science*, 1963, vol. 139, p. 572—575.
237. Stommel H. The Gulf Stream. 2nd ed.—Univ. California Press., 1966.—248 p.
238. 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.
239. Stommel H., Kozyol P. Adjustment of sea surface temperature to underlying advective fields—an elementary model.—*POLYMODE News*, 1976, N 17.
240. Stretta J. M. Characterisation des situations hydrobiologiques et potentialites de peche thoniere a Cap Lopez en juin et juillet 1972 et 1974.—*Doc. Sci. Centre Rech. Océanogr. Abidjan*, 1975, vol. 6, N 2, p. 59—74.
241. 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.
242. Takano K. A complementary note on the diffusion of seawater river flow off the mouth.—*J. Oceanogr. Soc. Japan*, 1955, vol. 11, N 4, p. 147—149.
243. Tang C. L. Mixing and circulation in the Northwestern Gulf of St. Lawrence: a study of a buoyancy-driven current system.—*J. Geophys. Res.*, 1980, vol. 85, N C5, p. 2787—2796.
244. Tang C. L. Observation of wavelike motion of the Gaspé Current.—*J. Phys. Oceanogr.*, 1980, vol. 10, N 6, p. 853—860.
245. Tomczak M. Jr. Continuous measurement of near surface temperature and salinity in the NW African upwelling region between Canary Island and Cap Vert during the winter of 1971-72.—*Deep-Sea Res.*, 1977, vol. 24, N 12, p. 1103—1119.
246. Turner J. S. Salt fingers across a density interface.—*Deep-Sea Res.*, 1967, vol. 14, N 5, p. 599—611.
247. Turner J. S. Buoyancy effects in fluids.—Cambridge Univ. Press, 1973.—367 p.
248. Turner J. S. Double-diffusive intrusions into a density gradient.—*J. Geophys. Res.*, 1978, vol. 83, N C6, p. 2887—2901.
249. Uda M. Researches on "siome" or current rip in the seas and oceans.—*Geophys. Mag.*, 1938, vol. 11, N 4, p. 306—372.
250. Von Arx W. S., Bumpus D. F., Richardson W. S. On the fine structure of the Gulf Stream front.—*Deep-Sea Res.*, 1955, vol. 3, N 1, p. 46—65.
251. Voorhis A. D. The horizontal extent and persistence of thermal fronts in the Sargasso Sea.—*Deep-Sea Res.*, Suppl. to vol. 16, 1969, p. 331—335.
252. Voorhis A. D., Hersey I. B. Oceanic thermal fronts in the Sargasso Sea.—*J. Geophys. Res.*, 1964, vol. 69, N 18, p. 3809—3814.
253. Voorhis A. D., Schroeder E. H., Lectmaa A. The influence of deep mesoscale eddies on the surface temperature in the North Atlantic Subtropical Convergence.—*J. Phys. Oceanogr.*, 1976, vol. 6, N 6, p. 953—961.

254. Voorhis A. D., Webb D. C., Millard R. C. Current structure and mixing in the shelf/slope water front south of New England.— *J. Geophys. Res.*, 1976, vol. 81, N 21, p. 3695—3708.
255. Vukovich F. M. An investigation of a cold eddy on the eastern side of the Gulf Stream using NOAA-2 and NOAA-3 satellite data and ship data.— *J. Phys. Oceanogr.*, 1976, vol. 6, N 4, p. 605—612.
256. Williams A. J. Images of ocean microstructure.— *Deep-Sea Res.*, 1975, vol. 22, N 12, p. 811—829.
257. Williams G. O. Repeated profiling of microstructure lenses with a midwater float.— *J. Phys. Oceanogr.*, 1976, vol. 6, N 3, p. 281—292.
258. Witte E. Zur Theorie der Stromkabelungen.— *Gaca*, 1902, Bd. 38, S. 484—487.
259. Woods J. D. The structure of fronts in the seasonal thermocline.— *Proc. Conf. "Strait of Sicily"*, Saclanent, 1972, vol. 7, p. 144—151.
260. Woods J. D. Space-time characteristics of turbulence in the seasonal thermocline.— *Mém. Soc. Roy. Sci. Liège*, 1973, 6e ser., t. 6, p. 109—130.
261. Woods J. D. Diffusion due to fronts in the rotational subrange of turbulence in the seasonal thermocline.— *La Houille Blanche*, 1974, vol. 29, N 7/8, p. 589—597.
262. Woods J. D. Do waves limit turbulent diffusion in the ocean? — *Nature*, 1980, vol. 288, N 5788, p. 219—224.
263. Woods J. D. The generation of thermohaline finestructure at fronts in the ocean.— *Ocean Modelling*, 1980, N 32, p. 1—4.
264. Woods J. D. Diurnal and seasonal variation of convection in the wind-mixed layer of the ocean.— *Quart. J. Roy. Met. Soc.*, 1980, vol. 106, N 449, p. 379—394.
265. Woods J. D., Minnett P. G. Analysis of mesoscale thermoclinicity with an example from the tropical thermocline during GATE.— *Deep-Sea Res.*, 1979, vol. 26, N 1, p. 85—96.
266. Woods J. D., Wiley R. L., Briscoe M. G. Vertical circulation at fronts in the upper ocean.— *Deep-Sea Res.*, 1977, vol. 24 (Suppl.), p. 253—275.
267. Wright D. G. On the stability of a fluid with specialized density stratification. Pt. I. Baroclinic instability and constant bottom slope.— *J. Phys. Oceanogr.*, 1980, vol. 10, N 5, p. 639—666.
268. Wright D. G. On the stability of a fluid with specialized density stratification. Pt. II. Mixed barocline-barotropic instability with application to the Northeast Pacific.— *J. Phys. Oceanogr.*, 1980, vol. 10, N 9, p. 1307—1322.
269. Wright W. R. The limits of shelf water south of Cape Cod.— *J. Mar. Res.*, 1976, vol. 34, N 1, p. 1—14.
270. Wu J. Mixed region collapse with internal wave generation in density-stratified medium.— *J. Fluid Mech.*, 1969, vol. 35, pt 3, p. 531—544.
271. Wüst G. Stratification and circulation in the Antillean-Caribbean Basins.— N. Y.; Lond.: Columbia Univ. Press., 1964.
272. Zenk W. Zur Schichtung des Mittelmeerwasser westlich von Gibraltar. Ergebnisse der „Motor“ — Reise 8, Januar bis März, 1967.— *Dissertation*, Inst. Meer., Kiel, 1969.— 83 S.
273. Zenk W., Katz E. J. On the stationarity of temperature spectra at high horizontal wave numbers.— *J. Geophys. Res.*, 1975, vol. 80, N 27, p. 3885—3891.

ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

Адвекция 68, 139, 163, 255, 258, 259, 270

— на перифериях вихрей (колец) 139, 140, 141—143, 162, 164, 258

Апвеллинг 11, 26, 51, 54, 60, 173—184

— в Гвинейском заливе 10

— климатический 174, 180, 181

— прибрежный 51, 63, 67, 124, 134, 173—184, 267

— Бразильский 56, 68, 175, 178, 183

— Венесуэльский 175, 182—184

— Канарский 175, 178—181, 183

— Орегонский 26, 51, 55, 60, 71, 101, 174—177, 183

— Перуанский 175, 181—183

— Южно-Африканский 175, 177, 178, 183

— в связи с фронтами 77, 268, 271

—, фронты 51, 54, 71, 101, 124, 134, 221, 273

Бета-эффект 29

Вихри 18, 35, 55, 77, 79, 136—173, 267, 275

— закручивания (циклонические) 147—150, 221, 255

— крупномасштабные фронтальные, см. Кольца

— малого масштаба 52, 63, 147—150, 221, 222, 254—257

— синоптического масштаба 18, 19, 26, 34, 53, 55, 56, 62, 63, 82, 92, 128, 137, 139, 267

— — антициклонические 19, 139, 153—167, 170

— — циклонические 17, 98, 99, 139, 140, 141, 167—173

—, фронтогенетическая роль 79, 139—145, 268

Внутренние волны 7, 37, 38, 55, 62, 82, 186, 195, 199, 220, 229, 230, 267, 271

—, кинематический эффект 84, 237

—, модуляция поверхностного волнения 27, 209, 217

—, модуляция температурного поля 65, 210, 216, 217

—, сдвиговая неустойчивость 242

—, фазовая скорость 195

Вовлечение

— турбулентное 22, 83, 124, 135, 187, 188, 196—198, 200, 258

— вод в орбитальное движение вихря 154, 161, 163, 164, 167

Волновое число Найквиста 65

Волны

— внутренние 7, 37, 38, 55, 63, 65, 82, 186, 195, 199, 209—211, 217, 228—231, 242, 243, 268, 272

— запрелятственные 204

— планетарные 63

— Россби 91, 267

— — бароклинные 62, 144

Вязкость

— кинематическая 242

— турбулентная 89, 109, 135, 195—197

Геонд гравитационный 38

Гольфстрим 9, 16, 17, 79, 80, 81, 109—112, 117, 121—123, 151—173, 220, 221

—, вихреобразование 18, 19, 53, 76, 145—153

—, кольца 28, 53, 137, 151—173, 221

—, — антициклонические (теплые) 19, 147, 148, 153—167

—, — циклонические (холодные) 19, 142, 147, 148, 155, 156, 167—173

—, меандрирование 18, 28, 53, 122

—, расход 111, 121—123

—, фронт основной 18, 28, 58, 110, 137, 146, 152—167, 221, 271

— —, наклон 86, 151, 153, 160, 161, 167

—, фронтальная зона 6, 18, 24, 50—54, 115, 150, 155, 157, 162, 221, 248, 257, 262, 271

— —, трехмерная структура 38, 247—257

—, фронтальная зона теплого кольца 141, 153—167, 271
—, фронтальная зона холодного кольца 167—173

Деформационное поле 15, 22, 27, 28, 56, 72, 80—83, 87—90, 92—94, 96, 102, 119, 125, 128, 137, 143, 144, 266

Дивергенция 9, 10, 15, 16, 22, 26, 134, 177, 209, 274

Динофлагеллаты 211

Диффузия

— двойная 236, 241, 259

— молекулярная 4, 242

— турбулентная 116, 187, 188, 259

— — горизонтальная 187, 188, 264

— — вертикальная 187

Завихренность движения 134, 151

— абсолютная 131

— —, градиент 131

— антициклоническая 153, 161, 277

—, вдольфронтальная компонента 114

— относительная 85

— потенциальная 110, 111, 149

— —, градиент 132

— циклоническая 15, 79, 147, 153, 255

Инверсия

— температуры 165—168, 173, 176, 177, 181, 226, 231, 237, 241

Интрузионная тонкая структура 85, 90, 135, 145, 166, 167, 170—173, 176, 228, 230—239, 268, 277

Интрузионное расслоение 38, 223, 236, 240, 257, 258, 277

—, механизмы 239—247

Интрузионный процесс 16, 229, 230, 235, 236, 242, 261

Интрузия (интрузионный слой) 16, 28, 166, 181, 228, 230—247, 252, 258, 260, 277

— изопикническая 234

—, отрыв 38, 232—237, 243, 258, 277

—, растекание 241—247

— теплая 173, 176, 231, 232—236

— термохалинная 177, 245, 246, 259

— холодная 166, 167, 236

Кельвина—Гельмгольца, неустойчивость 85, 130, 228, 258

Коллапс 241—247

Кольцо 28, 37, 137

—, время жизни 152

—, скорость перемещения 152

— теплое (антициклоническое) 53, 147, 148, 153—167, 170

— холодное (циклоническое) 53, 142, 147, 148, 155, 156, 167—173

Конвекция

— боковая 240, 245

— в верхнем слое 36, 63, 216, 219, 220

— дифференциально-диффузионная 166, 223, 235—238, 241—246, 257, 258—260, 277

—, ячейки 208, 220

Конвергенция 9, 10, 15, 16, 22, 25, 26

— в приповерхностном слое 180, 208, 211

— за счет уплотнения при смешении 90, 262—265

— придонная 178

— на фронтах 22, 89, 99, 106, 173, 178, 179, 197, 198, 199, 201, 202, 210, 262—265, 272, 275

— субтропическая 2, 24, 50, 53, 54, 56, 221

— экмановского дрейфа 83

Коэффициент

— вертикального обмена импульсом 115, 263, 264

— вертикального турбулентного обмена 135, 263—265

— горизонтального обмена импульсом 115

— горизонтального турбулентного обмена 89, 90, 135, 263—265

— горизонтальной диффузии 188—190, 192—194, 196

— диффузии импульса 113

— разбавления речного стока 188

Критерий

— бароклиной неустойчивости 132, 133

— баротропной неустойчивости 132, 133, 149

— Симпсона—Хантера (положения шельфовых фронтов) 205—207

Курисио 14, 44, 79, 81

—, вихреобразование 146, 147, 149, 151

—, кольца 18, 137, 146

—, фронтальная зона 25, 52, 54, 221

Ламина 136, 240, 242

—, растекание 136, 240

Линза стоковая (реки) 56, 71, 126, 185—199, 267

— Амазонки 193, 195

— Везера 195

— Гудзона 195, 196

— Коннектикут 189—192, 194, 196, 197
— Миссисипи 189, 190
— Ориноко 187, 190, 191, 193, 196, 197
— Эльбы 195

Маргулеса, формула 79, 115
Меандр 37, 79, 86, 125, 137, 144, 146, 151, 152, 221, 241, 275

Неустойчивость
— бароклиная 60, 79, 125, 127—133, 151
— —, критерий 132, 133
— баротропная 125, 127—133, 148, 149, 151
— —, критерий 132, 133, 149
— Кельвина—Гельмгольца 85, 130, 228, 258

Перемешивание
— вертикальное 68, 187
— волно-ветровое 168, 188, 206
— конвективное 186, 218
— приливное 126, 186, 188, 194, 206
— трансфронтальное (перенос) 76, 150, 258—261
— турбулентное 83, 89, 92, 95, 108, 187
— — горизонтальное 222, 223, 263—265
Планктон 208, 210, 272, 273
—, сообщества 276
ПОЛИГОН-70 19, 35, 84, 92, 137, 138, 235
ПОЛИМОДЕ 35, 37, 52, 68, 137, 139, 144, 153, 158, 249
Потенциальный вихрь 82, 85, 110, 111, 116, 120
—, закон сохранения 94, 117

Радиус деформации Россби 62, 63, 95, 110, 111
— бароклиный 132
Расход
— вдольфронтального струйного течения 121
— воды в экмановских слоях 135
— Гольфстрима 111, 121—123
— поступающей в интрузию жидкости 242

— притока легкой жидкости к фронту 112—114, 119, 123
— рек 186, 198

Симпсона—Хантера, критерий 205—207
Скорость деформации 81, 89, 90, 99, 100, 127, 263—266
Слики 61, 124, 153, 277
Солевые пальцы 235, 236, 237, 242, 244—246, 259, 260
Соленостный клин 201—204
Соленость
—, изменчивость 67—72
—, перепад на фронтах 27, 56, 158, 159
—, пятнистость 70, 71, 217—219
Солитон 204, 208, 209
—, орбитальные скорости 209
Сток рек 71, 185, 186—205
Сулой 9—11, 15, 20, 178—180, 262, 277

Температура
—, перепад на фронтах 27, 158, 160, 176
—, пятнистость 41, 47, 58, 63—65, 211, 218—220
— радиационная 35, 60, 61, 63, 250
Термические неоднородности штилевой погоды 46, 49, 209—217
Термоклин 22, 26, 36, 40, 62, 79, 85, 100, 139, 140, 152, 153, 165, 211, 241, 267
— сезонный 62, 125, 217, 232
Термоклинность 83, 84, 182, 235
Толчая 9—11, 15, 20, 124, 178—180, 208—210, 262, 277, 258
Тонкая термохалинная структура 2, 7, 11, 19, 40, 228—247
Трансфронтальный перенос (обмен) тепла и массы 38, 136, 166, 167, 228, 258—261, 268, 269, 275
—, интегральные количественные оценки 260
—, механизмы 258
T, S-анализ 38, 163, 164
T, S-диаграмма (кривые) 76, 163, 165, 170, 235
T, S-корреляция
— отрицательная 55, 56, 58, 67—69, 72, 168, 174, 175, 177—179, 218
— положительная 56, 67, 68, 72, 160, 162, 168, 175, 176, 178—182
Турбулентность 7
— вертикальная 222

- волно-вихревая 85
- геострофическая 60, 62, 82, 129
- горизонтальная 222

Уплотнение при смещении 10, 22, 90, 135, 136, 261—266, 277

Фитопланктон 211

Фронтотенез 11, 13, 17, 19, 27, 28, 35, 55, 72, 74, 82, 83, 85, 87, 89, 91—93, 109, 119, 124, 137, 152, 170, 201, 226—229, 241, 270, 275

— атмосферный 25, 85, 87, 92, 137

— в синоптических вихрях 139—145

—, механизм 82

—, моделирование 91—108

Фронтотиз 35, 109, 124, 228, 275

Хлорофилл-а 206

Циркуляция

— вблизи фронтов прибрежного апвеллинга 134, 267

— в эстуариях 201

—, конвективная 220

—, конвергентная вблизи фронта 124, 262, 263, 265

—, околофронтальная 135, 200, 270, 277

— Ленгмюра 55, 61, 208

Частота

— Вэйсяля—Брента 66, 94, 96, 127, 241, 242, 247

— инерционная 117

— Найквиста 214

Число

— Кибеля—Россби 29, 114, 133

— — фронтальное 29, 32, 33, 130, 131, 195, 199

— Кокса тонкоструктурное 237, 239

— Рейнольдса 113

— Ричардсона 199

— — фронтальное 85, 130, 131, 135

— Россби денситометрическое 113—115, 118, 119, 121

— Фруда плотностное 199, 200

— Экмана 113—119

Экмановский дрейф 79, 82, 127, 199, 240

Экмановский перенос 78, 135, 177, 240

Экмановский слой 78, 79, 112, 263, 267, 274

— в атмосфере 78

— внутренний 22, 79, 134, 135, 277

— приповерхностный 134, 267

— придонный 134, 267

— пограничный 134, 135

Энтропия 1, 64, 82, 134, 228, 268

Эстуарий 124, 185, 200—203, 207

ОГЛАВЛЕНИЕ

Введение	3
Глава 1. Объект и методы исследования	9
1.1. Краткий исторический очерк развития идей о фронтах в океане	—
1.2. Об определении, терминологии и критериях	20
1.3. Классификация фронтальных зон и фронтов Мирового океана	26
1.4. Современные методы исследований океанических фронтов	34
Глава 2. Общее физическое описание явления	40
2.1. Часто ли встречаются фронты в океане?	—
2.2. Общий фон пространственной изменчивости температуры и солености вблизи поверхности океана	58
2.2.1. Сводный спектр пространственной изменчивости поля температуры в океане	60
2.2.2. Пространственная изменчивость солености	67
2.3. Основные физические параметры фронтальных зон и разделов	72
2.4. Об условиях фронтогенеза в океане и в атмосфере	77
2.5. Понятие о деформационном поле и фронтогенезе	87
2.6. О численном моделировании океанического фронтогенеза	91
2.7. Вопросы общей динамики океанических фронтов	109
2.8. Факторы, определяющие эволюцию фронтов	123
2.8.1. Влияние ветра на приповерхностные фронтальные разделы	125
2.8.2. Неустойчивость волновых возмущений на фронтальных разделах	126
2.9. О двух важных функциях пограничных экмановских слоев	133
Глава 3. Характерные особенности океанических фронтов	136
3.1. Вихри и фронты в океане	—
3.1.1. Фронтогенез в синоптических вихрях	139
3.1.2. Вихреобразование на фронтах	145
3.1.3. Фронтальные системы колец Гольфстрима	151
3.2. Об особенностях фронтов в системах прибрежных подъемов глубинных вод (апвеллингов)	173
3.3. Соленостные фронты, образуемые распространением вод речного стока в прибрежных районах	185
3.3.1. Стоковые фронты	186
3.3.2. Эстуарийные фронты	200
3.4. Прибрежные фронты с приливным трением	205
3.5. Поверхностные явления фронтального характера	207
	295

Глава 4. Фронты и структура вод океана	220
4.1 О многофронтальной структуре фронтальных зон	—
4.2. Тонкая термохалинная структура вблизи океанических фронтов	228
4.2.1. Особенности тонкой термохалинной структуры фронтальных зон	230
4.2.2. Возникновение, эволюция и разрушение интрузий на фронтальных разделах	239
4.3. Особенности трехмерной пространственной структуры фронтальных зон (на примере Гольфстрима)	247
4.4. Трансфронтальный перенос	258
4.4.1. Оценка эффектов теплопереноса за счет двойной диффузии	—
4.4.2. Роль уплотнения при смешении	261
Глава 5. Задачи дальнейших исследований и интересы смежных дисциплин	266
5.1. Некоторые обобщения	—
5.2. Физические исследования фронтальных явлений в океане и задачи смежных направлений и дисциплин	269
5.3. Задачи дальнейших исследований	274
Список литературы	279
Предметный указатель	291

Константин Николаевич Федоров

ФИЗИЧЕСКАЯ ПРИРОДА И СТРУКТУРА ОКЕАНИЧЕСКИХ ФРОНТОВ

Редактор З. И. Мироняко. Художник В. В. Бабанов. Техн. редактор Е. А. Маркова.
Корректор Е. А. Жарова

ИБ № 1314

Сдано в набор 19.10.82. Подписано в печать 24.01.83. М-18879. Формат 60×90¹/₁₆. Бум. тип. № 1.
Гарнитура литературная. Печать высокая. Печ. л. 18,5. Кр.-отт. 18,5. Уч.-изд. л. 21,36.
Тираж 830 экз. Индекс ОЛ-196. Заказ № 324. Цена 3 руб. 50 коп.
Гидрометсоздат. 199053. Ленинград, 2-я линия, 23.

Ленинградская типография № 8 ордена Трудового Красного Знамени Ленинградского объединения «Техническая книга» им. Евгении Соколовой Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
190000, г. Ленинград, Прачечный переулок, 6.