

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР  
ПО ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИИ И КОНТРОЛЮ ПРИРОДНОЙ СРЕДЫ  
ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ  
ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ —  
МИРОВОЙ ЦЕНТР ДАННЫХ

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО  
ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР  
ЛЕНИНГРАДСКИЙ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Л. Н. КАРЛИН, Е. Ю. КЛЮЙКОВ,  
В. П. КУТЬКО, В. Н. СТАСЕНКО

# ИЗМЕНЧИВОСТЬ ТЕРМОХАЛИННОЙ СТРУКТУРЫ ВЕРХНИХ СЛОЕВ ОКЕАНА

ОБНИНСК 1984

В работе рассмотрена изменчивость термохалинной структуры верхних слоев океана в различных пространственных и временных масштабах. Для этого используются данные экспедиционных наблюдений и математическое моделирование процессов, формирующих изменчивость структуры гидрофизических полей. Основное внимание уделено анализу взаимодействия процессов изменчивости термохалинной структуры различных масштабов.

Работа рассчитана на специалистов, занимающихся вопросами физической океанологии, а также может быть использована как учебное пособие студентами старших курсов океанологической специальности.

Лев Николаевич Карлин, Евгений Юрьевич Ключков, Валерий Прокофьевич Кутько, Владислав Никифорович Стасенко

Изменчивость термохалинной структуры верхних слоев океана

Редакторы: доктор физико-математических наук,  
профессор Ю.П.Доронин;  
доктор географических наук,  
профессор В.Н.Степанов.

## ОГЛАВЛЕНИЕ

|                                                                                                       |    |
|-------------------------------------------------------------------------------------------------------|----|
| Предисловие .....                                                                                     | 5  |
| Список обозначений .....                                                                              | 9  |
| ГЛАВА 1. Введение                                                                                     |    |
| 1.1. Режимное вертикальное распределение температуры и солености воды в верхнем слое океана .....     | II |
| 1.2. Горизонтальная изменчивость гидрофизических полей в различных масштабах .....                    | 16 |
| ГЛАВА 2. Закономерности изменчивости тонкой термохалинной структуры в океане                          |    |
| 2.1. Механизмы формирования тонкой термохалинной структуры в океане .....                             | 23 |
| 2.2. Зависимость тонкой термохалинной структуры от фоновой стратификации .....                        | 29 |
| ГЛАВА 3. Суточная и синоптическая изменчивости термохалинной структуры деятельного слоя               |    |
| 3.1. Изменчивость интенсивности локального термодинамического взаимодействия океана и атмосферы ..... | 47 |
| 3.2. Суточная изменчивость термохалинной структуры деятельного слоя .....                             | 63 |
| 3.3. Синоптическая изменчивость термохалинной структуры деятельного слоя океана .....                 | 75 |

## ГЛАВА 4. Сезонная изменчивость термохалинной структуры океана

- 4.1. Сезонная изменчивость термохалинной структуры деятельного слоя океана, как результат локального взаимодействия океана и атмосферы ..... 92
- 4.2. Роль конвективного перемешивания в сезонной изменчивости термохалинной структуры деятельного слоя океана ..... II4
- 4.3. Сезонная эволюция термохалинной структуры в мелком море ..... I27

## ГЛАВА 5. Влияние адвекции тепла и солей на формирование термохалинной структуры верхнего слоя океана

- 5.1. Влияние горизонтальных переносов тепла и солей на эволюцию толщины квазиоднородного слоя ..... I45
- 5.2. Модель циркуляции вод ..... I50
- 5.3. Моделирование совместной эволюции динамического и термохалинного режимов верхнего слоя океана в сезонных масштабах ..... I62

Заключение ..... I73

Литература ..... I75

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Между океаном и атмосферой происходит непрерывный обмен внутренней и кинетической энергиями, различными субстанциями. Поступающие при этом в океан тепло и соли перераспределяются внутри толщи вод. В результате формируется определенная стратификация (расслоение) полей температуры и солености или термохалинная структура. Её изучение необходимо для решения ряда прикладных задач. Кроме того, с переслоенностью вод связана специфика развития гидрофизических процессов в океане. Вследствие этого закономерности формирования термохалинной структуры океана издавна привлекали внимание ученых. В настоящее время можно считать, что режимное состояние термохалинной структуры океана изучено в целом удовлетворительно. Наиболее значительные результаты в этом направлении получены А.М.Муромцевым и В.Н.Степановым [62,81,83]. В Мировом центре океанографических данных имеются массивы вертикального распределения температуры и солености воды, осредненные по различным пространственным и временным масштабам. Эти материалы позволяют получить более или менее полное представление о режимном строении термохалинной структуры Мирового океана. По мере накопления данных наблюдений уточнение средних многолетних значений термохалинных характеристик будет продолжаться. Однако, главный на сегодняшний день интерес несомненно представляет исследование отклонений от этих средних значений и процессов, их вызывающих.

Во временных колебаниях температуры и солености выделяются следующие периоды [35,60,125]: от секунд до десятков минут (мелкомасштабные явления); от часов до суток (мезомасштабные явления); от нескольких суток до месяца (синоптическая изменчивость); годовой период (сезонные колебания); несколько лет (межгодовая изменчивость); десятки лет (внутривековая изменчивость);

сотни лет (междувековая изменчивость).

В настоящее время в той или иной степени изучены каждый из этих видов изменчивости. В монографии К.Н.Федорова [93] обобщены достижения в исследовании тонкой термохалинной структуры вод океана. Вопросы синоптической и сезонной изменчивостей полей температуры и солености рассмотрены в книге Ю.А.Иванова [28]. Сезонная изменчивость проанализирована в работах [34,59,60,85], а внутригодовая и многолетняя в [60,87].

Изменчивость гидрофизических полей на каждом из перечисленных масштабов не является независимым процессом. Так, мелкомасштабные процессы в значительной мере определяются явлениями более крупных масштабов и в то же время сами служат внутренним механизмом формирования изменчивости последних [60]. Синоптическая изменчивость является своеобразной турбулентностью по отношению к сезонной изменчивости. В связи с этим целесообразно рассмотрение всех видов изменчивости с учетом взаимодействия явлений различных масштабов. Пионерская и по настоящее время единственная работа такого типа была выполнена А.С.Мониным, В.М.Каменковичем и В.Г.Кортом [60]. С момента опубликования этой книги прошло около десяти лет. Все это время в океанологии происходило стремительное накопление фактов об изменчивости гидрофизических полей в океане, которое и было предсказано в упомянутой монографии. Этот процесс особенно коснулся мелкомасштабных и мезомасштабных явлений, синоптической и сезонной изменчивости.

С учетом изложенных выше обстоятельств авторам данной книги представилось целесообразным систематизировать новую информацию и предпринять попытку рассмотреть с единых позиций изменчивость процессов различных масштабов, обратив основное внимание на их взаимодействие. Мы ограничились исследованием структуры и изменчивости полей только температуры и солености. Другие гидрофизические характеристики затрагиваются лишь там, где это необходимо для понимания закономерности колебаний исследуемых полей. В книге также не рассматриваются особенности изменчивости процессов с масштабами больше года. Таким образом, данная работа направлена на изучение термохалинной структуры океана с периодами от нескольких секунд до года.

Изложенные результаты большей частью основаны на исследованиях самих авторов. Из работ других исследователей упоминают-

ся лишь те, материал которых в той или иной степени использовался нами. Ограничение объема рукописи и большое количество публикаций на данную тему не позволили уделить место отражению всех интересных работ. В связи с этим приводимый список литературы не претендует на полноту.

Во введении очень кратко излагаются сведения о режимном состоянии полей температуры и солености в океане. Во второй главе рассматриваются закономерности изменчивости тонкой термохалинной структуры. Вначале, следуя в основном работам К.Н. Федорова, перечисляются возможные механизмы генерации турбулентности в толще воды ниже квазиоднородного слоя, а затем на основе натуральных экспериментов авторов и данных наблюдений, полученных другими исследователями, сделана попытка установить связь между элементами тонкой и крупномасштабной стратификациями. В третьей главе приводятся закономерности формирования суточных и синоптических колебаний полей температуры и солености воды. На основе данных полевых наблюдений и математического моделирования показано, что колебания с суточным и синоптическим периодами являются отчетливо выраженными в океане, а амплитуда их сравнима с амплитудой сезонных колебаний и в значительной мере определяет последние. Это диктует необходимость учета суточной и синоптической изменчивостей при исследовании сезонных колебаний температуры и солености. В четвертой главе рассматривается сезонная изменчивость термохалинной структуры деятельного слоя, как результат локального термодинамического взаимодействия океана и атмосферы. В ней сформулирована математическая модель, в которой параметризована изменчивость структуры с суточным и синоптическим периодами. В этой же главе обращается внимание на роль конвективного перемешивания в формировании осенне-зимнего режима деятельного слоя океана. Анализируются процессы формирования термохалинной структуры в морях и водоемах с пониженной соленостью. В пятой главе производится оценка влияния течений на формирование термохалинной структуры верхнего слоя океана (до 1-1.5 км), а также обратного влияния термохалинной структуры на поля течений.

Разделы 1.1 и 1.2 написаны В.П.Кутько и Е.Ю.Клюйковым, 2.2 - В.Н.Стасенко и Е.Ю.Клюйковым, 3.2, 3.3, 4.1, 5.1 и 5.3 - Л.Н.Карлиным и Е.Ю.Клюйковым, 2.1 и 3.1 - Е.Ю.Клюйковым, 4.2, 4.3,

## 5.2 - Л.Н.Карлиным.

Работа выполнялась в основном на кафедре океанологии Ленинградского гидрометеорологического института под руководством профессора Ю.П.Доронина. Мы выражаем ему свою глубокую благодарность. Двое из авторов этой книги считают его своим учителем и благодарны ему вдвойне.

При выполнении работы мы получали советы от старшего научного сотрудника П.П.Провоторова. Полезные замечания и предложения были сделаны М.И.Масловским и П.П.Провоторовым, прочитавшими всю книгу в рукописи. Мы признательны им.

Несколько параграфов книги основаны на совместных работах авторов с сотрудниками кафедры океанологии П.П.Провоторовым, С.Л.Ширшовым и другими. Всем им авторы выражают свою признательность.

Большую работу по оформлению рукописи проделали сотрудники Ленинградского гидрометеорологического института Е.П.Деконская, Т.А.Ефимович и В.Я.Бобров. Мы благодарим их за это.

Одним из авторов идеи создания этой книги был сотрудник кафедры океанологии Е.В.Сорокин. Ему не довелось увидеть воплощение нашего замысла. Светлой памяти Евгения Витальевича Сорокина, нашего друга и коллеги, авторы посвящают эту книгу.



## СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ

- ВКС - верхний квазиоднородный слой
- $h$  - толщина верхнего квазиоднородного слоя
- $H$  - глубина залегания нижней границы деятельного слоя
- $d$  - глубина океана
- $\zeta$  - превышение уровня свободной поверхности над её средним значением
- $D_T$  - глубина термокомпенсации
- $T_a$  - температура воздуха
- $T$  - температура воды
- $S$  - солёность воды
- $T_0$  - температура воды в верхнем квазиоднородном слое
- $S_0$  - солёность воды в верхнем квазиоднородном слое
- $T_H$  - температура воды на нижней границе деятельного слоя
- $S_H$  - солёность воды на нижней границе деятельного слоя
- $q^T$  - турбулентный поток тепла
- $q^S$  - турбулентный поток соли
- $q^p$  - турбулентный поток массы
- $q_0^T$  - поток тепла через поверхность океана
- $q_0^S$  - поток соли через поверхность океана
- $q_h^T$  - поток тепла через нижнюю границу верхнего квазиоднородного слоя
- $q_h^S$  - поток соли через нижнюю границу верхнего квазиоднородного слоя
- $u, v, w$  - составляющие скоростей течения

$M_x = \int_{\bar{z}}^h u dz, M_y = \int_{\bar{z}}^h v dz$  - составляющие полных потоков в пределах верхнего квазиоднородного слоя

$S_x = \int_{\bar{z}}^d u dz, S_y = \int_{\bar{z}}^d v dz$  - составляющие полных потоков в толще океана

$G$  - продукция энергии турбулентности за счет динамического воздействия атмосферы в пределах верхнего квазиоднородного слоя

$W$  - работа архимедовых сил в пределах верхнего квазиоднородного слоя

$\delta$  - доля механической энергии, идущая на диссипацию в пределах верхнего квазиоднородного слоя

$V$  - скорость ветра

$\tau_x, \tau_y$  - составляющие напряжения трения

$t$  - время

$c_p$  - удельная теплоемкость воды

$\rho_0$  - стандартная плотность океанской воды

$g$  - ускорение свободного падения

$\alpha = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial T}$  - коэффициент термического расширения морской воды

$\beta = \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial S}$  - коэффициент соленостного сжатия морской воды

$K$  - коэффициент турбулентного обмена количеством движения

$K^T$  - коэффициент турбулентного обмена теплом

$K^S$  - коэффициент турбулентного обмена солями

$K_r$  - коэффициент горизонтального трения

$\lambda^T$  - коэффициент молекулярной теплопроводности

$\lambda^S$  - коэффициент молекулярной диффузии солями

$F$  - коэффициент перемежаемости турбулентности

$U_*$  - динамическая скорость в воде

$f$  - параметр Кориолиса

$N$  - частота Вайсяля-Брента

$C$  - число Кокса

## ГЛАВА I. ВВЕДЕНИЕ

### I.1. Режимное вертикальное распределение температуры и солёности воды в верхнем слое океана

Распределение по вертикали гидрофизических характеристик в океане (осреднённых за какой-либо период) имеет разнообразный вид, но на каждом отдельном профиле этого распределения можно проследить общие закономерности. Важнейшей из них является наблюдаемое на профилях расслоение вод, которое характеризуется большой устойчивостью во времени [84]. Степень его не одинакова для различных гидрофизических полей. Полям температуры и солёности свойственно существенная изменчивость по вертикали, что и определяет вид стратификации других гидрофизических характеристик (плотности, скорости звука и т.д.).

Характерной особенностью осреднённых профилей температуры, солёности, а следовательно и плотности, практически на всех широтах, за исключением иногда полярных областей, является наличие более или менее перемешанного верхнего слоя, слоя скачка с большим или незначительным градиентом температуры (сезонным термоклином) и области с плавным изменением термохалинных характеристик (главного термоклина). Ниже главного термоклина (на глубинах больше 1.5-2.0 км) практически не наблюдается вертикального градиента в распределении температуры и солёности (рис. I.1).

Но на каждом индивидуальном профиле вертикального распределения как температуры, так и солёности имеются и отличительные черты. Это даёт основание типизировать или описывать характерные профили температуры и солёности воды для районов, различных по физико-географическим условиям и процессам, формирующим вертикальную термохалинную структуру.

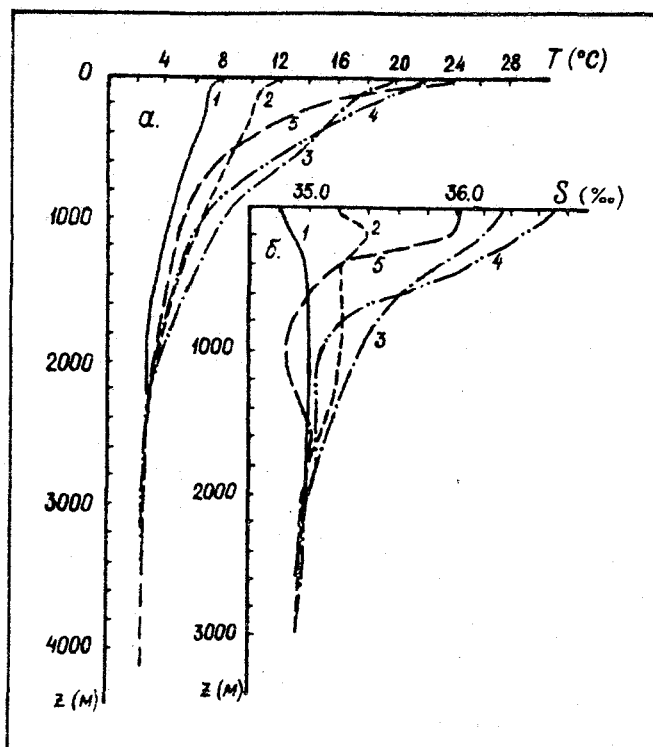


Рис. 1.1. Профили температуры (а) и солёности (б), осреднённые по 10-ти градусным широтным зонам в Атлантическом океане: 1 -  $60^{\circ}$ - $50^{\circ}$ с.ш.; 2 -  $50^{\circ}$ - $40^{\circ}$ с.ш.; 3 -  $40^{\circ}$ - $30^{\circ}$ с.ш.; 4 -  $30^{\circ}$ - $20^{\circ}$ с.ш.; 5 -  $20^{\circ}$ - $10^{\circ}$ с.ш.

В Мировом океане, согласно [81], наблюдается три основных типа термической стратификации: полярный, субполярный и умеренно тропический и восемь типов изменения солености: полярный, субполярный, умеренно тропический, тропический, экваториальный, индомалайский, присредиземноморский и североатлантический (рис. 1.2). Названия типов стратификации температуры и солености воды в данном случае указывают на их географическое положение и в основном полностью отражают наблюдаемую картину вертикального распределения этих характеристик.

В работах [63,82] предложено классифицировать вертикальные профили температуры и солености несколько подробнее и с выделением подтипов в распределении температуры и солености. Но существенных отличий в классификации вертикальных профилей в работах [63,82] от названных выше типов стратификации не приводится.

Полярный тип распределения температуры (рис. 1.2, а, кривая 1) наблюдается, помимо Северного Ледовитого и Южного океанов, в северной части Тихого и на северо-западе Атлантического океанов. В этих районах происходит сильное охлаждение поверхностных вод, и на глубинах порядка 300-500 метров наблюдаются максимумы в распределении температуры. В перечисленных районах абсолютные значения температуры в верхнем слое заметно отличаются, но общие черты вертикального распределения сохраняются.

Субполярный тип вертикальной стратификации температуры воды (рис. 1.2, а, кривая 2) наблюдается в районах, где происходит интенсивное опускание поверхностных вод, обусловленное наличием стационарных океанических фронтов (полярного и субполярного) и уплотнением вод, связанным с охлаждением водных масс, приносимых в эти районы из низких широт. Характерным в распределении температуры этого типа являются относительно небольшие вертикальные градиенты в слое до глубин порядка 1000-1500 м.

Наиболее распространен в Мировом океане умеренно тропический тип вертикального распределения температуры (рис. 1.2, а, кривая 3). Профили температуры этого типа характеризуются наличием больших вертикальных градиентов в сезонном термоклине. Годовая амплитуда колебаний температуры практически на всех горизонтах невелика и уменьшается при приближении к экватору.

Если вертикальное распределение температуры для всего Ми-

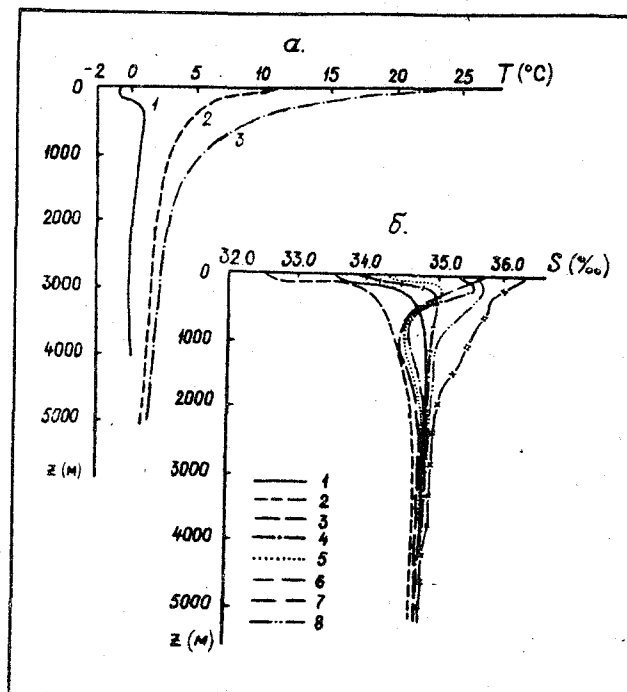


Рис. 1.2. Типы изменения температуры (а) и солёности (б) по вертикали в Мировом океане [81]: а. 1 - полярный; 2 - субполярный; 3 - умеренно тропический; б. 1 - полярный; 2 - субполярный; 3 - умеренно тропический; 4 - тропический; 5 - экваториальный; 6 - индомалайский; 7 - пристрадиземноморский; 8 - североатлантический.

рового океана имеет примерно одинаковую структуру, т.е. температура практически всегда уменьшается с глубиной, то в распределении солёности имеется больше разнообразия. Наиболее существенны они в верхнем слое толщиной 1500-2000 м по всей акватории океана (рис. 1.2, б).

Для типов вертикального распределения солёности, приведенных на рис. 1.2, б (кривые 1, 2), встречающихся в полярных и субполярных районах Мирового океана, характерно наличие сильно опресненного поверхностного слоя и увеличение солёности примерно

примерно до 35‰ на глубинах 300-500 м, а ниже 1500-2000 м соленость практически остается неизменной.

Вертикальное распределение солености, представленное профилями 3, 4 и 5 на рис. 1.2, б, наблюдается на большой акватории океана. Высокая соленость (более 35‰) связана с превышением испарения над осадками, вследствие чего происходит осолонение поверхностных вод (кривые 3, 4). С глубиной соленость типов 3, 4 и 5 понижается и на глубинах 800-1000 метров наблюдается прослойка воды с соленостью менее 34.5‰, создаваемая водами, поступающими из более высоких широт. В экваториальных областях океана (рис. 1.2, б, кривая 5), благодаря обильным осадкам, в верхнем слое происходит опреснение воды, и соленость с удалением от поверхности увеличивается, достигая максимальных значений на глубине 150-200 метров.

Остальные типы изменения солености с глубиной встречаются в ограниченных районах океана. Индомалайский тип вертикальной стратификации (рис. 1.2, б, кривая 6) наблюдается в северо-восточной части Индийского океана, где на распределение солености оказывает влияние прежде всего превышение осадков над испарением. Присредиземноморский тип (рис. 1.2, б, кривая 7) встречается в районах Атлантического и Индийского океанов, прилегающих к Средиземному и Красному морям. Вынос более соленых вод из этих морей определяет появление на вертикальном профиле максимума солености в верхнем слое. В северо-западной и западной частях Северной Атлантики наблюдается североатлантический тип вертикальной стратификации солености (рис. 1.2, б, кривая 8). На формирование его оказывает влияние Гольфстрим, приносящий теплые воды с повышенной соленостью из низких широт на холодные и менее соленые, сформировавшиеся в субполярных районах.

На рассмотренное режимное состояние термохалинной структуры верхнего слоя океана накладываются возмущения, имеющие различные временные масштабы. Их закономерности и будут рассмотрены в данной работе.

## 1.2. Горизонтальная изменчивость гидрофизических полей в различных масштабах

Для горизонтальной структуры поля температуры верхнего слоя океана характерна её зональность. Однако, изменение температуры от экватора к полюсам не происходит плавно. Из общего изменения температуры примерно в  $28^{\circ}$  (от плюс  $26^{\circ}$  на экваторе до минус  $1,8$  на полюсе)  $16^{\circ}$  приходится на долю сравнительно узких, так называемых фронтальных зон, ширина которых составляет менее 10 % общей протяженности от экватора к полюсу. Классификация фронтов по различным масштабам предлагается в работе [96], а в работе К.Н.Федорова [94] это деление фронтов видоизменено и более детализировано. Согласно [96], в Мировом океане наблюдаются крупномасштабные квазистационарные фронты климатического происхождения, мезомасштабные фронты или фронты синоптического масштаба и мелкомасштабные фронты локального происхождения. Характерные пределы изменчивости гидрофизических характеристик во фронтах приведены в таблице 1.1.

В.Н.Грузинов [13] предлагает следующую номенклатуру главных квазистационарных океанических фронтов Мирового океана с севера на юг : северный полярный фронт (СПФ), северный субполярный фронт (ССПФ), северный тропический фронт (СТФ), южный тропический фронт (ЮТФ), южный субполярный фронт (ЮСПФ) и южный полярный фронт (ЮПФ) (рис. 1.3), которые выделяются по термохалинным и динамическим признакам (в виде границ основных круговоротов). Между главными океаническими фронтами располагаются вторичные фронты или зоны конвергенции или дивергенции: субполярная дивергенция (СПД), северная субтропическая конвергенция (ССТК), экваториальная конвергенция (ЭК), северная тропическая дивергенция (СТД), южная тропическая дивергенция (ЮТД) и южная субтропическая конвергенция (ЮСТК). Помимо этих основных квазистационарных крупномасштабных океанических фронтов климатического характера, в океане встречаются нестационарные (перемещающиеся) фронты меньших масштабов.

Изучение горизонтальной изменчивости полей температуры и



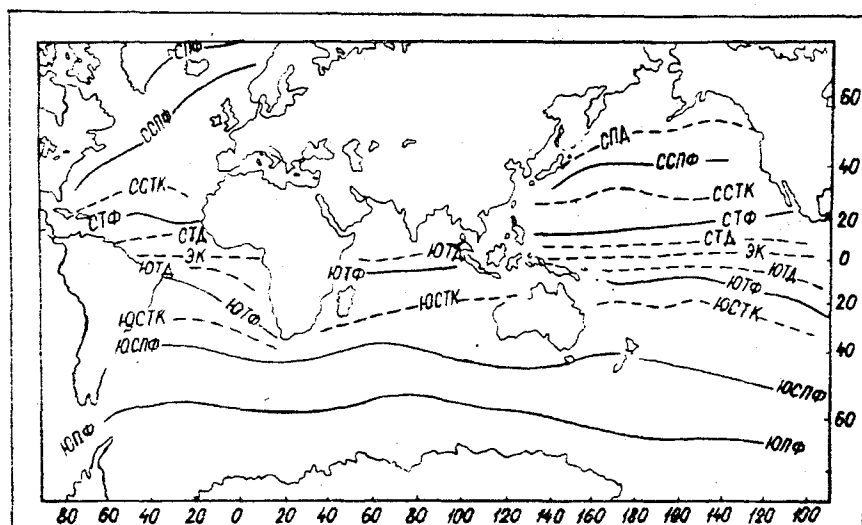


Рис. 1.3. Фронтальные зоны Мирового океана [13].

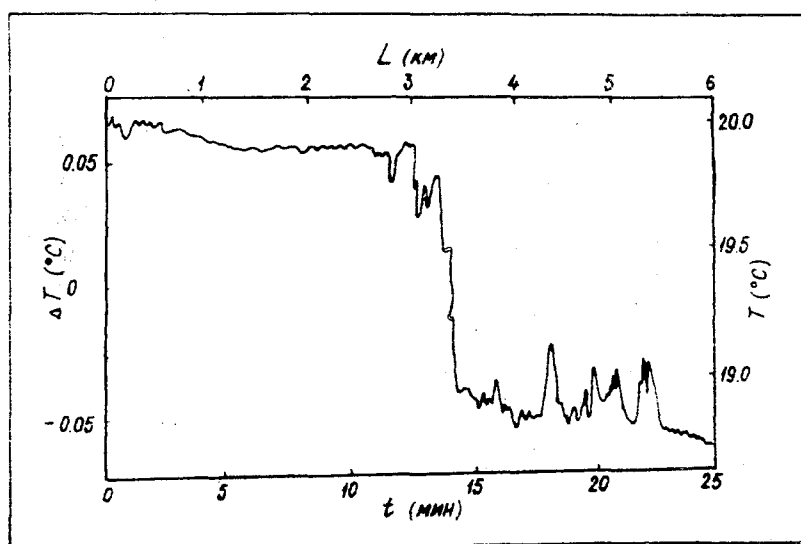


Рис. 1.4. Температурный фронт [49].

Таблица I.I.

Типичные масштабные характеристики фронтов  
Мирового океана по данным наблюдений [94]

|                                                                        |                                                                    |
|------------------------------------------------------------------------|--------------------------------------------------------------------|
| 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 <sup>3</sup> ( $10^{-1}$ -10 ед. б.)            |
| Горизонтальный градиент температуры в пересчете на 1 км                | 0.1 - 30 °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 <sup>3</sup><br>( $10^{-1}$ -10 ед. б.) на 1 км |
| Наклон фронтальных разделов                                            | 0.001 - 3.00                                                       |

солености возможно путем анализа наблюдений, выполненных буксируемой за судном аппаратурой. При этом размеры неоднородностей определяются по расстоянию между точками пересечения основной кривой для температуры  $T(x)$  или солености и кривой их среднего скользящего значения [49]:

$$T_e(x) = \frac{1}{e} \int_{x-\frac{e}{2}}^{x+\frac{e}{2}} T(x) dx, \quad (I.I)$$

где  $e$  - масштаб осреднения.

По этой методике скачкообразное изменение функции указывает на наличие фронта (рис. I.4).

Используя подобные данные, можно определить закономерности изменения температуры и солености в горизонтальном направлении. Так, анализ измерений температуры воды буксируемой аппаратурой, приведенный в [36] показал следующее: участки со слабым тонким изменением температуры дают гистограммы повторяемости с

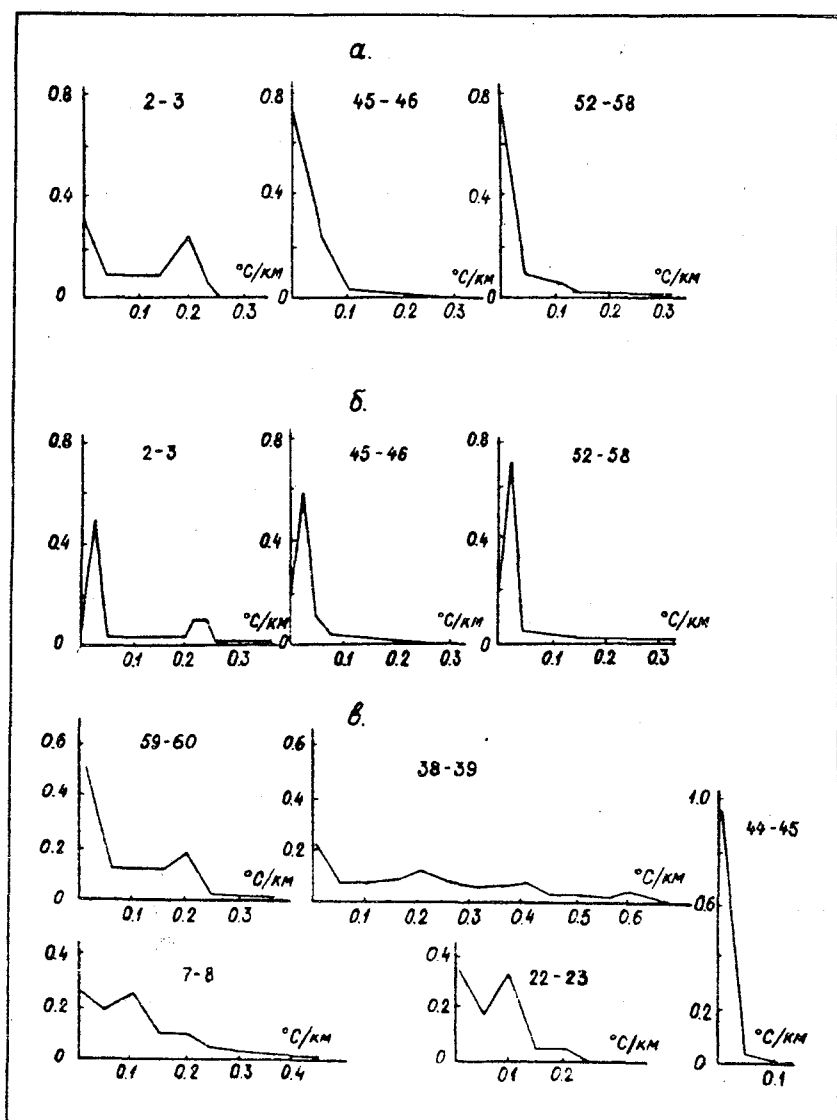


Рис. 1.5. Гистограммы горизонтальных градиентов температуры для отдельных участков регистрации [36] : а-в Тихом океане с шагом  $0.05^{\circ}\text{C}/\text{км}$  ; б-в Тихом океане с шагом  $0.02^{\circ}\text{C}/\text{км}$  ; в-в Индийском океане с шагом  $0.05^{\circ}\text{C}/\text{км}$ .

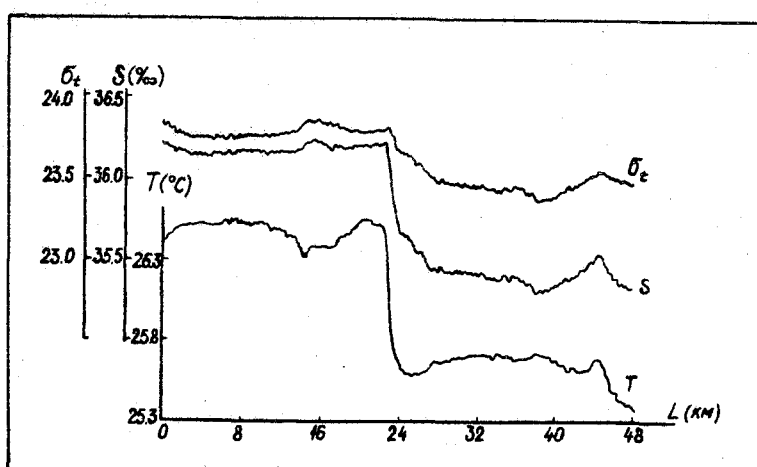


Рис. 1.6. Области отрицательной  $T, S$  - корреляции в окрестности фронта [50].

одним мощным пиком (до 0.7-0.9) вблизи нулевого градиента (участки 45-46 и 52-58 на рис. 1.5, а и 44-45 на рис. 1.5, в), причем на большинстве участков преобладающими являются не нулевые градиенты температуры, а градиенты в пределах от 0.01 до 0.03 °C/км (рис. 1.5, б, построенный с более узким интервалом изменчивости). 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 и 59-60 на рис. 1.5), либо гистограммы сильно вытянутые в сторону больших градиентов и не имеющие существенных пиков даже в районе нулевых градиентов (участки 7-8 и 38-39). Подобные гистограммы характерны для регистрации в прибрежных районах или в морских бассейнах, хотя бывают и исключения, вроде участка 38-39, который относится к открытому океану. Естественно, что эти гистограммы не могут служить однозначной информацией о числе отдельных фронтальных зон на участках измерения буксируемой аппаратурой, а также о среднем расстоянии между ними.

При исследовании пространственной изменчивости гидрологических полей особое значение имеют одновременные измерения темпе -

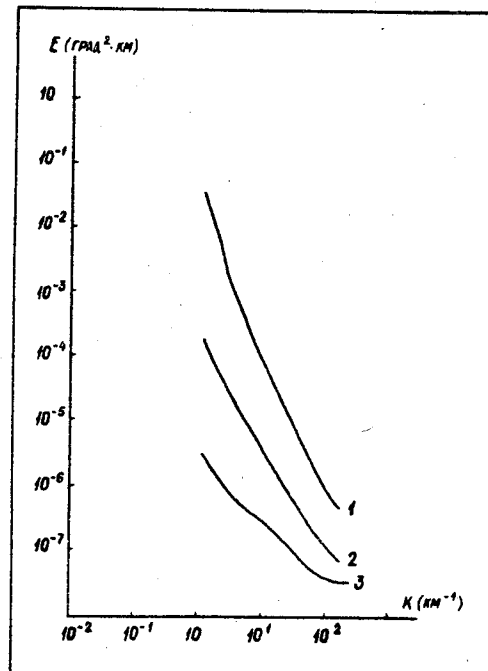


Рис. 1.7. Спектр изменчивости горизонтального поля температуры на фронте (1), перед фронтом (2) и после фронта (3) [49] .

ратуры и солености. Они показали, что изменения температуры и солености воды в горизонтальном направлении на большей части Мирового океана характеризуются положительной корреляцией с коэффициентом корреляции доходящим до  $0.8 \div 0.9$ . на общем фоне положительной корреляции температуры и солености, характерной для открытого океана, наблюдаются участки с высокой отрицательной корреляцией (коэффициент корреляции  $-0.6 \div 0.8$ ). Масштаб таких участков практически везде одинаков и равен 10-20 км. Эти участки отрицательной корреляции могут соответствовать предфронтальным зонам. Сами фронтальные зоны относятся к другой масштабной категории и характеризуются положительной  $T, S$  - корреляцией (рис. 1.6). Это можно объяснить тем, что сам фронт и изменения температуры и солености вне зоны фронта могут быть вызваны совершенно различными причинами. Спектры пространственной изменчиво-

сти температуры вблизи поверхности океана, позволяют выявить высокий уровень изменчивости, связанной с тонкой горизонтальной структурой фронтальных зон (эти спектры должны быть построены с большим пространственным разрешением). Но даже высокое разрешение по пространству не приводит к появлению на спектрах обеспеченных пиков, которые соответствовали бы каким-то определенным масштабам (рис. 1.7). Спектр изменчивости горизонтального поля температуры и солености на фронте отличается лишь тем, что имеет более высокий уровень, чем в условиях открытого океана.

## ГЛАВА 2. ЗАКОНОМЕРНОСТИ ИЗМЕНЧИВОСТИ ТОНКОЙ ТЕРМОХАЛИННОЙ СТРУКТУРЫ В ОКЕАНЕ

### 2.1. Механизмы формирования тонкой термохалинной структуры в океане

При проведении непрерывных измерений температуры и солености в океане была обнаружена сложная структура в вертикальном распределении этих элементов: инверсии, экстремумы значений, наличие однородных областей, разделенных резкими градиентами характеристик. Такая многоступенчатая структура вертикальных профилей наблюдается до больших глубин (порядка 3 км [93]). Формирование тонкой структуры в океане в большинстве случаев происходит на фоне гидростатически устойчивой среды. Любые изменения полей температуры и солености, сопровождающиеся изменениями гидростатически устойчивого поля плотности, связаны либо с затратами энергии на работу против архимедовых сил и с повышением потенциальной энергии жидкости, либо с переходом части потенциальной энергии в кинетическую, с последующей её диссипацией.

В первом случае формирование тонкой структуры не может осуществляться без внешнего источника кинетической энергии. Такими источниками могут быть течения, приливы, инерционные колебания и прежде всего внутренние волны, способные в стратифицированной среде переносить энергию на большие расстояния. Во втором случае, наоборот, расходуется доступная потенциальная энергия жидкости. Гидростатическая устойчивость при этом повышается в результате перестройки поля плотности, а часть освободившейся потенциальной энергии безвозвратно теряется в результате, например, вязкой диссипации в процессе конвекции [67].

Механизмы образования тонкой термохалинной структуры внутренними волнами рассматривался во многих работах, обзор которых имеется в [67, 93].

Внутренние волны оказывают большое влияние на процессы генерации энергии турбулентности и образование тонкоструктурных особенностей в океане. При своем распространении они могут проходить в области, где внешние факторы, воздействуя на волны, способствуют увеличению плотности энергии, и в этом случае создаются условия для генерации турбулентности, а, следовательно, возникают неоднородности в полях температуры и солености. В качестве внешних факторов могут быть зоны с выраженной слоистой структурой плотности, области с интенсивными течениями и препятствия на пути распространения внутренних волн. В работе [53] приведено восемь механизмов генерации энергии турбулентности внутренними волнами (табл. 2.1). Кроме перечисленных в таблице механизмов в [53] приводится механизм генерации турбулентности при разрушении внутренних волн в береговой зоне. Сопоставить все механизмы и тем более оценить их роль в реальных океанических условиях достаточно сложная задача. Некоторые из этих механизмов подтверждаются на основе рассмотрения теоретических моделей, либо в экспериментальных лабораторных опытах.

Все перечисленные механизмы могут быть разбиты на две группы [53]. К первой можно отнести механизмы, связанные с существованием во внутреннем слое океана границ раздела плотности и скорости, тонкой структуры (механизмы первой и пятой (табл. 2.1) классификации); ко второй — те, которые могут проявляться и на гладких вертикальных распределениях плотности и скорости.

Наиболее распространенным видом деформации термохалинной структуры под действием внутренних волн является колебательное вертикальное смещение слоев воды (кинематический эффект). За счет неравномерности вертикальных смещений слоев воды в любой момент на каждой вертикали наблюдается сложная суперпозиция волн различных частот, фаз и амплитуд. Поэтому на профилях температуры, солености (плотности) могут возникать неоднородности, которые нельзя отнести к элементам тонкой структуры. Одновременно наблюдаются не только вертикальные смещения слоев воды, но и их деформация в горизонтальном направлении. Таким образом, подобное воздействие внутренних волн (кинематический эффект), деформируя поля температуры и солености и обостряя вертикальные градиенты этих характеристик, может привести к возникновению и развитию дифференциально-диффузионной конвекции и образованию элементов



Таблица 2.1.

Механизмы генерации турбулентности внутренними волнами [53]

| №<br>п/п | Механизмы                                                   | Обнаружен<br>в природе | Обнаружен в<br>лабораторных<br>опытах | Наличие те-<br>оретической<br>модели |
|----------|-------------------------------------------------------------|------------------------|---------------------------------------|--------------------------------------|
| 1.       | Разрушение внутренних волн на прослойках плотности          | +                      | -                                     | +                                    |
| 2.       | Разрушение волн при горизонтальных изменениях стратификации | -                      | -                                     | +                                    |
| 3.       | Разрушение волн вблизи критических слоев                    | -                      | +                                     | Численный эксперимент                |
| 4.       | Образование зон турбулентности за препятствиями             | -                      | +                                     | -                                    |
| 5.       | Разрушение волн при отражении от прослоек плотности         | -                      | +                                     | -                                    |
| 6.       | Параметрическая неустойчивость внутренних волн              | -                      | -                                     | +                                    |
| 7.       | Суперпозиция внутренних волн от многих источников           | -                      | -                                     | +                                    |

тонкой структуры на профилях температуры и солености.

Важную роль в формировании термохалинной структуры играет гидродинамическая и конвективная неустойчивость внутренних волн [17]. Гидродинамическая неустойчивость наиболее ярко проявляется в слоях, которые характеризуются наличием тонких плоскостей с большими вертикальными градиентами температуры, солености (плотности). Слоистая структура, формирующаяся таким способом, имеет характерные вертикальные масштабы до 1 метра. Однако для данного механизма необходимо существование первоначальной ступенчатой структуры, обусловленной другими факторами. Конвективная неустой-

чивость, возникающая при опрокидывании гребня внутренней волны и вызывающая гидростатически неустойчивую температурную инверсию, приводит к выравниванию температуры по вертикали, т.е. формированию однородного слоя, и появлению на профиле ступеньки. В океане реализуются все перечисленные механизмы, однако условия, при которых они начинают действовать, формируются в основной толще океана эпизодически и поэтому турбулентность имеет здесь перемежающийся характер.

Спорадический или перемежающийся характер турбулентности в толще океана ниже слоя ветрового перемешивания подтверждают экспериментальные данные, например, [III, 122]. В результате турбулентного перемешивания образуется "пятно" турбулентной жидкости. При этом плотность внутри "пятна" становится однородной, и следовательно, в устойчиво стратифицированной жидкости, где плотность возрастает с глубиной, в верхней половине "пятна" плотность становится больше, а в нижней меньше, чем на тех же уровнях в окружающей среде. Под действием архимедовых сил верхняя половина "пятна" должна опускаться, а нижняя всплывать к его среднему уровню, так что "пятно" должно сплющиваться, коллапсировать и одновременно растекаться в разные стороны, превращаясь в тонкий блин. На начальных стадиях расширение "пятна" происходит быстро и сопровождается генерацией внутренних волн, которые распространяются вперед и в стороны от движущегося клина жидкости [130]. На заключительной стадии коллапса растекание происходит очень медленно, и излучение внутренних волн уже не происходит. Объем перемешанной жидкости в "пятне" сохраняется почти постоянным в течение всего процесса растекания. Это означает, что турбулентное вовлечение окружающей жидкости внутрь "пятна" почти не происходит. С учетом этих факторов была выдвинута гипотеза о формировании тонкой термохалинной стратификации вод океана в результате совместного действия процессов перемешивания и коллапса в океанском термоклине [4, 24].

В работе [25] рассмотрены возможности формирования тонкой структуры в результате коллапса перемешанных "пятен" и приведены расчетные значения начальных размеров коллапса и время жизни интрузий (табл. 2.2., 2.3). Из таблиц видно, что для обычных в пикноклине частот Вьясяля-Брента  $10^{-2} \div 10^{-3} \text{ с}^{-1}$  характерное время растекания пятна до значений  $h_1/x_1 = 10^{-3}$  слишком велико

и едва ли может считаться реальным ( $h_1/x_1$  - отношение толщины распространяющегося пятна к его поперечному размеру). Из наблюдений известно, что характерное время существования обычных интрузионных слоев в океане имеет порядок 1-3 суток [25, II5], а медленная молекулярная теплопроводность в отсутствии турбулентности разрушает однородные слои толщиной 0.5-1.0 м за время порядка 1-2 месяца [25]. Слои, которые к моменту достижения

$h_1/x_1 = 10^{-3}$  будут иметь толщину порядка 5-10 м, т.е. наиболее встречающиеся в океане, уцелеют. Однако, для формирования таких слоев путем коллапса при условии сохранения начального объема нужны большие начальные объемы исходных "пятен" перемешанной жидкости. Из табл. 2.3 видно, что для образования линзы однородной воды толщиной в 0.5 м и радиусом 0.25 км нужно, чтобы растекание началось с перемешанного объема радиусом 29 м, но чтобы полностью перемешать такой объем воды в стратифицированном океаническом термоклине необходимы большие затраты кинетической энергии для осуществления работы против архимедовых сил. Внутренние волны необходимым для этого запасом энергии не обладают. По оценке они могут порождать перемешанные пятна толщиной не более 10 метров и после коллапса могут образовываться интрузионные слои порядка 10 см [25]. Таким образом, в океане путем коллапса перемешанных пятен, возникших за счет обрушения внутренних волн, могут образовываться лишь сравнительно тонкие интрузионные слои толщиной порядка 10-50 см. Более мощные по толщине линзы могли бы образовываться путем коллапса лишь в случае имеющих начальных объемов (порядка 10-30 м) перемешанной жидкости перед началом процесса растекания. Один из механизмов, в результате действия которого могут образовываться начальные объемы подобных размеров - это дифференциально-диффузионная конвекция вследствие двойной диффузии.

В пользу гипотезы двойной диффузии как источника формирования тонкоструктурных образований говорят результаты лабораторных экспериментов, показавших существование диффузионных слоев и "солевых пальцев" при определенных фоновых гидрологических условиях [104, 105, II2, II3, I24]. Вообще, роль двойной диффузии в формировании тонкой и микроструктуры видимо определяющая. Например, эксперименты А.Е. Gargett [104], показали, что при распределении температуры и солености, благоприятном для

Таблица 2.2.

Характерные значения времени растекания "пятна" [25].

| $(Nt)_0$ | $h_i/x_i$         | $(Nt)_i$          | сутки               |             |                     |             |
|----------|-------------------|-------------------|---------------------|-------------|---------------------|-------------|
|          |                   |                   | $N=5 \cdot 10^{-2}$ | $N=10^{-2}$ | $N=5 \cdot 10^{-3}$ | $N=10^{-3}$ |
| 25       | $10^{-3}$         | $5.39 \cdot 10^4$ | 12                  | 62          | 125                 | 624         |
|          | $3 \cdot 10^{-3}$ | $1.38 \cdot 10^3$ | 0.3                 | 1.6         | 3.2                 | 16          |
| 10       | $10^{-3}$         | $2.15 \cdot 10^4$ | 5                   | 25          | 50                  | 249         |
|          | $3 \cdot 10^{-3}$ | $5.53 \cdot 10^2$ | 0.1                 | 0.6         | 1.5                 | 6           |

Таблица 2.3.

Начальные размеры перемешанного "пятна" [25].

|                   | $h_i/x_i$         | $h_i=0.5$ м      | $h_i=1$ м        | $h_i=5$ м        | $h_i=10$ м       |
|-------------------|-------------------|------------------|------------------|------------------|------------------|
| $R_0, \text{м}$   | $10^{-3}$         | 29               | 57               | 286              | 572              |
|                   | $3 \cdot 10^{-3}$ | 14               | 28               | 138              | 275              |
| $V_0, \text{м}^3$ | $10^{-3}$         | $9.8 \cdot 10^4$ | $7.8 \cdot 10^5$ | $9.8 \cdot 10^7$ | $7.1 \cdot 10^8$ |
|                   | $3 \cdot 10^{-3}$ | $1.1 \cdot 10^4$ | $8.7 \cdot 10^4$ | $1.1 \cdot 10^7$ | $8.8 \cdot 10^7$ |

Обозначения в таблицах:  $(Nt)_0$  - безразмерное время начала заключительной стадии коллапса;  $(Nt)_i$  - искомое безразмерное время, необходимое для формирования обычной тонкой стратификации;  $N$  - частота Вейселя-Брента;  $R_0$  - радиус начального перемешанного сферического объема жидкости;  $V_0$  - начальный объем исходных пятен перемешанной жидкости.

развития конвективной неустойчивости, вследствие, двойной диффузии акты перемешивания ниже верхнего квазиоднородного слоя происходят в два раза чаще, чем при распределении термохалинных характеристик, не способствующих возникновению двойной диффузии.

Ступенчатые структуры, соответствующие тонкой стратификации и образуемые конвекцией вследствие двойной диффузии, неоднократно наблюдались в океане, например, [128]. В работе [119] установлено, что режим двойной диффузии может наблюдаться даже если градиенты и температуры и солености вносят стабилизирующий вклад в вертикальный градиент плотности.

Формирование элементов тонкой структуры происходит и под влиянием адвективных процессов, действующих вместе с двойной диффузией. Их совместное действие получило название боковой конвекции или интрузии [94, 106, 124, 127]. Этот механизм ярко проявляется в сильно адвективных и особенно фронтальных зонах. Причем обилие тонкоструктурных особенностей характеризует не только крупномасштабные климатические фронты, но и фронты синоптического масштаба. Формирование и эволюция тонкой термохалинной структуры интрузионного характера во фронтальных зонах происходят под действием всех форм движения, развивающихся во фронтальных зонах: экмановский дрейф, приливные и инерционные колебания, вязкие и нестационарные градиентные течения, центробежные и центростремительные ускорения в меандрах [94]. Эволюция интрузий скорее всего связана с тем, что на верхних и нижних границах интрузионных прослоек создаются благоприятные условия для развития дифференциально-диффузионной конвекции, которая приводит к разрушению и трансформации интрузионных слоев, а также к расщеплению их на более тонкие интрузионные слои и прослойки.

## 2.2. Зависимость тонкой термохалинной структуры от фоновой стратификации

Акты перемешивания в сезонном и главном термоклинах, происходящие под действием рассмотренных в предыдущем разделе механизмов, приводят к возмущениям в полях скоростей течений, температуры, солености и плотности. Интенсивность этих актов, их частота, а следовательно, и тонкая термохалинная стратификация, в значительной мере определяются фоновыми гидрологическими услови-

ями в океане. Рассмотрим характер этого влияния, опираясь на данные наблюдений.

Вначале исследуем возмущения поля скорости, поскольку они чаще являются первичными по отношению к возмущениям полей температуры и солености и в основном определяют последние.

Рассматривая данные о пульсациях скорости, необходимо иметь в виду, что величины их существенно зависят от масштабов (пространственного и временного) в пределах которого произведено осреднение исследуемой реализации, а также от возможностей используемой аппаратуры. В связи с этим имеет смысл сравнивать информацию, полученную в примерно одинаковых технических условиях. За последние годы многочисленными экспедициями были проведены измерения пульсаций скорости в различных географических районах подобной по своим техническим данным аппаратурой [7, 37, 55, 69]. Обработка, обобщение и анализ экспериментального материала позволили получить общие представления о характере изменчивости среднеквадратичной амплитуды скорости течения в различных условиях и районах в океане. Необходимо иметь в виду, что полученные при обработке этих измерений статистические оценки относятся к вертикальным масштабам неоднородностей от нескольких сантиметров до нескольких метров.

Максимальные значения среднеквадратичного отклонения пульсаций скорости течения наблюдаются во фронтальных зонах и в зонах сильных течений, где величина  $\sigma_u$  в среднем  $\sim 1 \div 5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ . Для этих районов характерно отсутствие затухания интенсивности турбулентности по вертикали вплоть до глубин  $1 \div 1,5 \text{ км}$ . Типична также малая зависимость возмущений поля скорости течения от метеорологических условий. Например, из приведенной в [37] таблицы средних квадратических значений амплитуды флуктуаций скорости, полученных при измерениях через фронтальную зону в Норвежском море в штормовой период, следует, что в данном районе преобладали значения  $\sigma_u$  от 2 до  $4 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ ; а на одной из станций были зафиксированы флуктуации 5,2 и  $8,0 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ . Измерения, выполненные в этом же районе при относительно спокойной погоде или даже в штиль, также дали высокие значения среднеквадратических амплитуд флуктуаций скорости: от 1,0 до  $3,1 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ . В районах с менее интенсивными постоянными течениями величины  $\sigma_u$  уменьшаются до значений приблизительно равных  $1 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$ .

Турбулентность генерируется здесь в основном сдвигом скорости течения, который прослеживается до больших глубин и поэтому интенсивность турбулентности почти не зависит от вертикальной координаты (например, табл.2.4).

Таблица 2.4.

Результаты измерений мелкомасштабных флуктуаций скорости [69]

| Течение Ломоносова |                             | Тунисский пролив |                             |
|--------------------|-----------------------------|------------------|-----------------------------|
| глубина (м)        | $b_u$ (см·с <sup>-1</sup> ) | Слой (м)         | $b_u$ (см·с <sup>-1</sup> ) |
| 36                 | 1,2                         | 90-94            | 0,6                         |
| 52                 | 1,4                         | 94-101           | 0,9                         |
| 73                 | 0,8                         | 119-138          | 0,6                         |
| 90                 | 1,2                         | 301-316          | 0,8                         |
| 110                | 1,1                         | 316-323          | 1,1                         |
| 140                | 0,8                         | 323-330          | 1,0                         |
|                    |                             | 336-347          | 0,1                         |
|                    |                             | 347-373          | 1,1                         |
|                    |                             | 373-384          | 1,1                         |

Иначе обстоит дело в относительно спокойных районах, в которых, как правило, наблюдается максимум флуктуаций скорости в поверхностном слое ветрового перемешивания (10-15 м). Далее до нижней границы квазиоднородного слоя  $b_u$  уменьшается и начинает вновь увеличиваться в термоклин. Однако значения ее не велики ( $\sim 0,2$  см·с<sup>-1</sup>) и меньше, чем в верхнем перемешанном слое из-за влияния сильной устойчивости стратификации в термоклин. Так измерения мелкомасштабных флуктуаций в Филиппинском море [7] показали, что максимум величин среднеквадратичных отклонений пульсаций скорости течения наблюдался в приповерхностном слое, находящемся под непосредственным влиянием ветрового перемешивания. В термоклин (70-300 м) значения  $b_u$  не превышали  $0,2$  см·с<sup>-1</sup>.

Полученные выводы носят чисто качественный характер, поскольку измерения пульсаций скорости являются трудной технической задачей и к настоящему времени подобных наблюдений выполнено немного.

Несколько больше массивы данных наблюдений за элементами тонкой стратификации полей температуры и солености. Изучение их

позволяет установить некоторые количественные закономерности распределения элементов тонкой структуры полей температуры и солености [35, 61, 67, 93]. Не повторяя известный материал, проанализируем результаты наблюдений за тонкой термохалинной стратификацией, выполненных нами на полигонах в Японском и Черном морях [39]. Наблюдения проводились в северо-западной части Японского моря в период с августа по октябрь 1979 г. За время исследований было выполнено три последовательных съемки: в августе, сентябре и октябре. Размеры полигона 60 x 80 миль. Всего было выполнено 43 станции (рис. 2.1). Преобладающие глубины в районе работ порядка 3000-3500 м. Измерения проводились до глубин 200 м STD-зондом "Bisset-Bergman - 9040" с разрешением по вертикали 1.25 м.

Эти съемки дали возможность изучить характер изменчивости тонкой термохалинной структуры не только по акватории полигона, но и во времени. В период проведения работ горизонтальная изменчивость термохалинной структуры на полигонах была незначительной, а расстояние между станциями не превышало 30 миль. В связи с этим можно считать, что наблюдения выполнялись в горизонтально однородном районе и в одинаковых условиях.

Обработка данных зондирования проводилась по слоям толщиной в 12.5 м, в пределах которых определялось количество квазиоднородных слоев по температуре, солености и плотности, их общая мощность, а также количество слоев скачков и инверсий и средний градиент в них. Примеры такой обработки приведены на рис. 2.2 - 2.4. Так в августе в слое 0-50 м (рис. 2.2, а) вообще не наблюдались квазиоднородные слои по температуре, а в слое 0-25 м и по плотности. В слое 50-62.5 м (рис. 2.2, а) наблюдалось два квазиоднородных слоя по температуре общей мощностью 8.75 м и один слой скачка толщиной 3.75 м с градиентом температуры около 0.06 °C/м (рис. 2.3, а) и т.д.

Анализ результатов показал, что квазиоднородные слои, как правило, имеют большую мощность на тех глубинах, где фоновый градиент температуры или плотности наименьший (рис. 2.2-2.4). В слоях с сильно выраженными скачками температуры и плотности квазиоднородные слои не наблюдаются. В поверхностном слое замента временная изменчивость в формировании квазиоднородных слоев и мощности



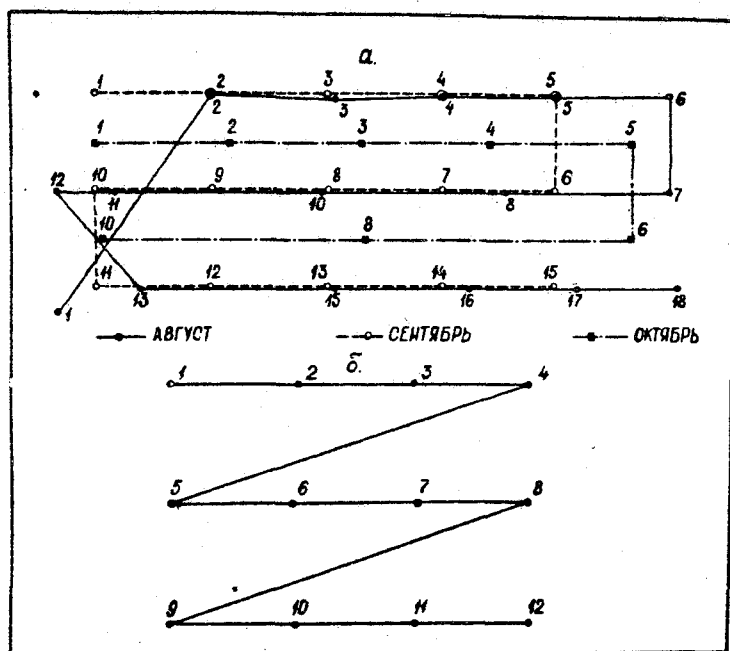


Рис. 2.1. Расположение станций на полигонах в Японском (а) и Черном (б) морях.

слоев скачка. В августе термоклин выходил на поверхность. В сентябре началась осенняя конвекция, и начал образовываться верхний квазиоднородный слой. Слой скачка начал размываться, и в октябре его интенсивность значительно уменьшилась. Характеристики квазиоднородных слоев на глубинах не имеют сезонного хода. Мощность и количество квазиоднородных слоев практически не меняются от месяца к месяцу (рис. 2.2). На многих профилях существуют инверсии температуры, которые не всегда скомпенсированы соленостью, и тогда инверсии отмечаются и на профилях плотности (рис. 2.4).

Гистограммы повторяемости квазиоднородных слоев различных толщин по температуре и солености (рис. 2.5, 2.6) заметно различаются. Для температуры наиболее часто (более чем в половине случаев) встречаются квазиоднородные слои толщиной от 1,25 до 3,75 м. Для квазиоднородных слоев по солености имеются три максимума на

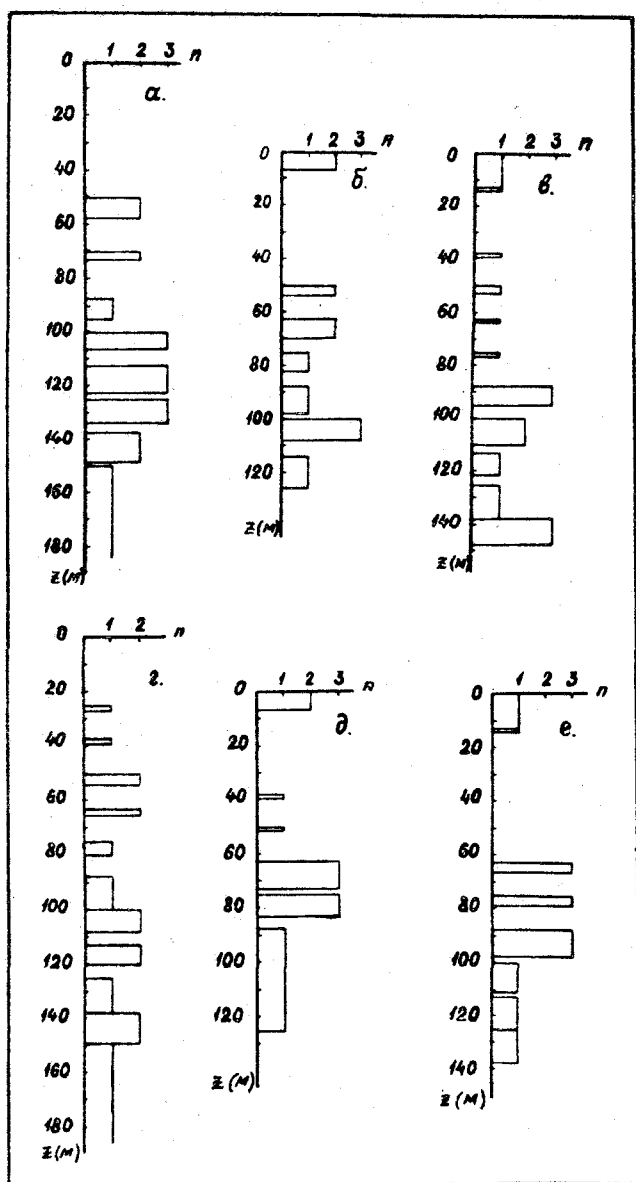


Рис. 2.2. Количество квазиоднородных слоев и их толщина (в слоях 0-12.5 м, 12.5-25 м и далее через 12.5 м) по температуре (а,б,в) и плотности (г,д,е) по данным наблюдений в Японском море: а,г - август; б,д - сентябрь; в,е - октябрь.

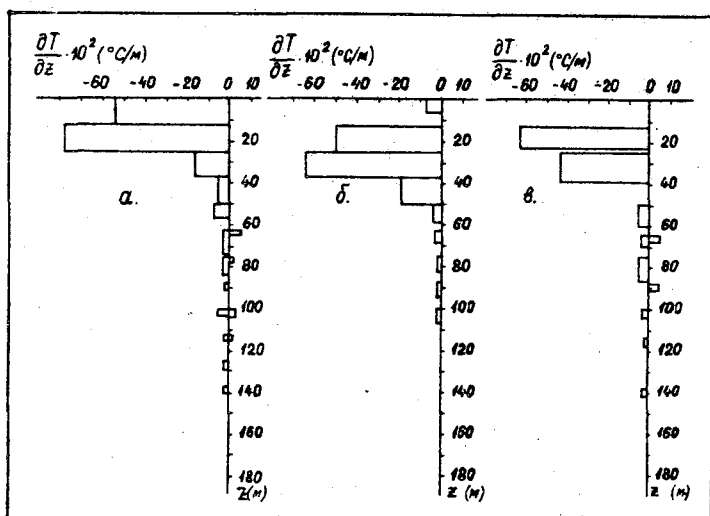


Рис. 2.3. Градиенты температуры и толщины слоев скачка и инверсий (в слоях 0-12.5 м, 12.5-25 м и далее через 12.5 м) по данным наблюдений в Японском море: а - август ; б - сентябрь ; в - октябрь.

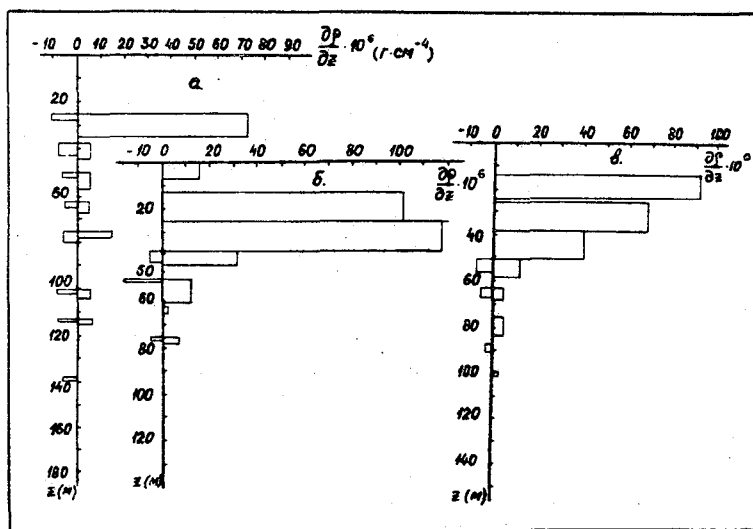


Рис. 2.4. Градиенты плотности и толщины слоев скачка и инверсий (в слоях 0-12.5 м, 12.5-25 м и далее через 12.5 м) по данным наблюдений в Японском море: а - август ; б - сентябрь ; в - октябрь.

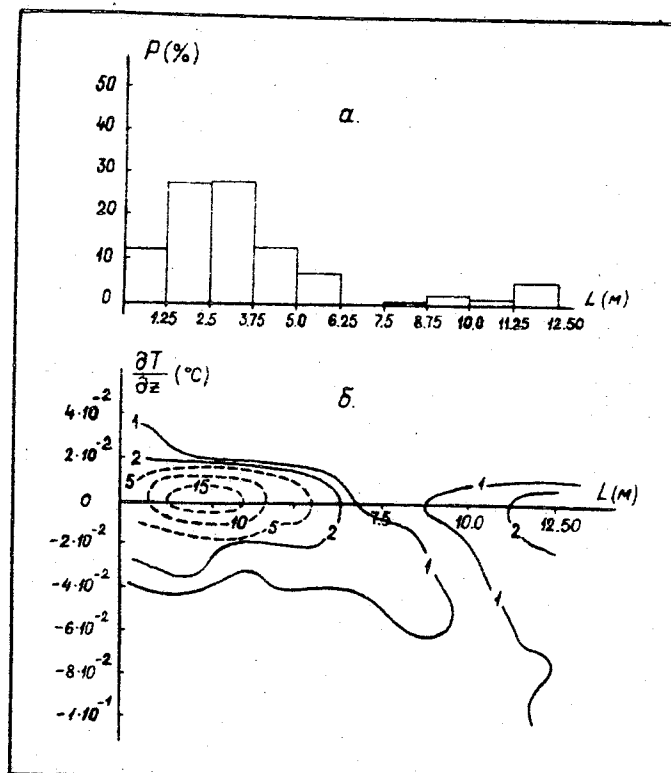


Рис. 2.5. Гистограмма повторяемости (а) изотермических слоев различной толщины. Двумерная плотность вероятности (в %) толщин слоев и характерных градиентов температуры в них (б) по измерениям на полигоне в Японском море. Сентябрь.

толщинах 1.25-2.50 м, 5.0-6.25 м и 11.25-12.50 м.

Представляет интерес анализ совместного распределения толщин слоев и характерных градиентов температуры и солености в них (рис. 2.5, б, 2.6, б). Наиболее вероятны размеры слоев около 2-3 м и градиенты температуры в них меньше  $2 \cdot 10^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C/м}$ . Обращает на себя внимание большая вероятность существования инверсий температуры, размеры которых не превосходят 6 м, а градиент температуры в них не больше  $2 \cdot 10^{-2} \text{ }^{\circ}\text{C/м}$ .

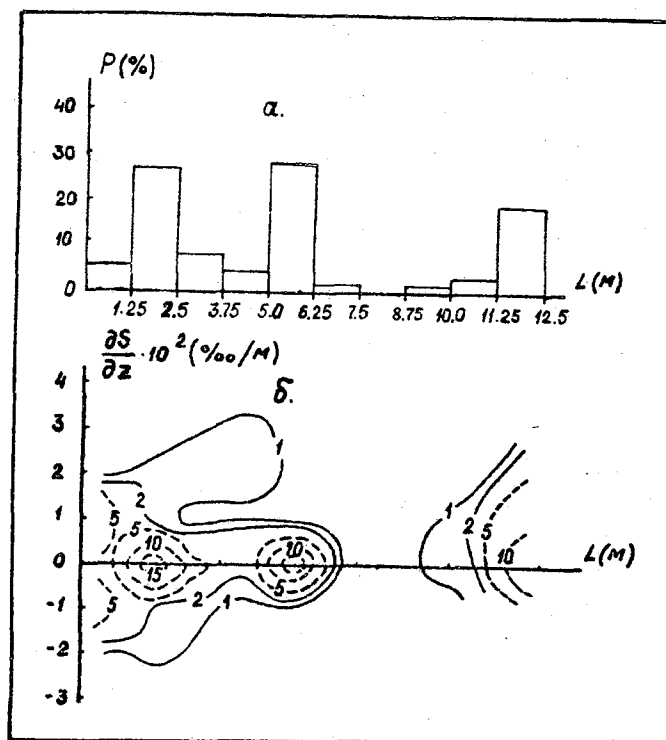


Рис. 2.6. Гистограмма повторяемости (а) изохалинных слоев различной толщины. Двумерная плотность вероятности (в %) толщин слоев и характерных градиентов солености в них (б) по измерениям на полигоне в Японском море. Сентябрь.

Картина распределения солености (рис. 2.6, б) имеет несколько другой вид. Прежде всего, это почти равновероятное существование положительных и отрицательных градиентов солености. Наблюдаются три максимума в распределении толщин слоев: 2.5 м, 6 м, 12.5 м, которые располагаются вдоль нулевого градиента. Можно отметить, что в слоях с большими размерами почти не бывает отрицательных градиентов солености.

Отмеченные закономерности в распределении двумерной плотности вероятности элементов тонкой структуры в полях температуры и солености, по-видимому, универсальны, так как они

подобны результатам приведенным в [12, 61] .

По данным регистрации неоднородностей в поле температуры на полигоне в Черном море (рис.2.1) были рассчитаны двумерные плотности вероятности толщин слоев и градиентов температуры в них отдельно для слоя скачка и нижележащих слоев воды (рис.2.7) . Наблюдения на полигоне проводились в восточной части Черного моря в октябре. Расстояние между станциями не превышало 30 миль. Всего было выполнено 17 станций. Обработка результатов была аналогичной обработке данных зондирований на полигонах в Японском море, но раздельно для слоя скачка и ниже его. Картина распределения двумерной плотности вероятности несколько иная. Для слоя скачка (рис.2.7,а) наблюдается резко несимметричный вид гистограммы, и инверсионные прослойки встречаются довольно редко. Характерные толщины слоев, как правило, не превосходят четырех метров. Иначе обстоит дело в нижележащих слоях (рис.2.7,б) . Градиенты температуры существенно меньше, чем в слое скачка. Гистограмма распределения имеет практически симметричный вид. Это означает, что ниже слоя скачка существование инверсионных слоев равновероятно с существованием слоев с отрицательными градиентами температуры. Характерные толщины слоев в несколько раз больше, чем в слое скачка.

Тонкоструктурную активность гидрофизических полей принято характеризовать числом Кокса (С) :

$$C(z) = \left( \frac{\partial \bar{T}'}{\partial z} \right)^2 / \left( \frac{\partial \bar{T}}{\partial z} \right)^2 , \quad (2.1)$$

где  $T'(z) = T(z) - \bar{T}(z)$  - отклонение температуры от среднего значения на горизонте  $z$  , а осреднение черта сверху проводится по ансамблю значений  $dT'_i/dz$  ,  $i$  - номер зондирования.

К настоящему времени существуют оценки числа Кокса для различных районов Мирового океана. Особый интерес представляет обобщение, выполненное в работе [114] , в которой проанализированы наблюдения за тонкой термической структурой в различных районах Тихого океана и по этим наблюдениям рассчитаны числа Кокса. По приведенным в [114] данным заметна существенная пространственно-временная изменчивость чисел Кокса. Наибольшая микроструктур-

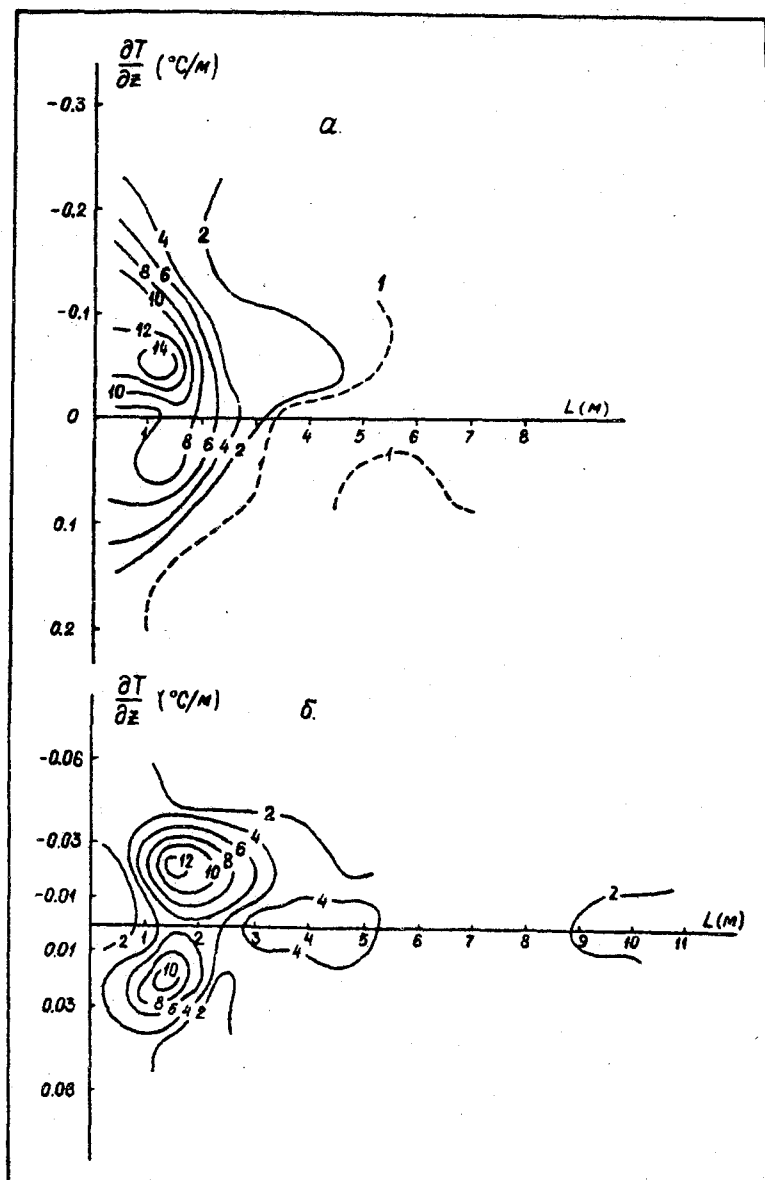


Рис. 2.7. Двумерная плотность вероятности (в %) толщин слоев и градиентов температуры в них в слое скачка (а) и ниже слоя скачка (б) по измерениям на полигоне в Черном море.

ная активность характерна для осенне-зимнего сезона. Так, например, по наблюдениям в период рейса "Tasaday2" (рис.2.8), проходившем в феврале-марте, число Кокса было более 10, а на некоторых горизонтах и более 100. В июне (рейс "Tasaday 1") максимальное число Кокса было 35, но в основном не превышало 10. В сентябре-октябре (рейс "Aries 9") были зафиксированы еще более спокойные условия тонкоструктурной активности и числа Кокса не превышали 2.

По приведенным в [114] данным можно проследить закономерности в вертикальном распределении значений чисел Кокса. Их большие значения приурочены, как правило, к области сезонного термоклина и слоям ниже главного термоклина (рис.2.8). Малые же числа Кокса могут иметь место на любой глубине.

Экспериментальные исследования позволяют установить зависимость между вертикальным и горизонтальным градиентами температуры с одной стороны и микроструктурной активностью с другой (например, измерения во время эксперимента "Overflow73" в Датском проливе между Гренландией и Исландией [123]). Самый высокий уровень числа Кокса, равный 1850 (если исключить две аномально высокие величины на двух станциях), приходится на глубины ниже 200 м с малым вертикальным градиентом температуры, но с широким диапазоном изменчивости горизонтального градиента (в таблице 2.5 такие данные обозначены как категория А). Слой от поверхности до 200 м, в котором наблюдались большие вертикальные градиенты и малые горизонтальные градиенты температуры, характеризуется сравнительно небольшими значениями чисел Кокса (категория В). Данные наблюдений, полученные вблизи поверхности, где имеются структуры переслаивания и инверсии температуры и солености отнесены к категории С. Она характеризуется большими величинами горизонтальных градиентов температуры и чисел Кокса (1238). Данные, включенные в категорию Д, зарегистрированы в районе более теплых и соленых вод Северной Атлантики, перекрывающих более холодные и пресные воды Норвежского моря. Этот район характеризуется самыми низкими по сравнению с другими категориями числами Кокса.

Сравнивая данные о величинах чисел Кокса для различных районов (табл.2.5) можно сделать некоторые выводы. Категория А со средним числом Кокса 1850 характеризуется горизонтальным гра-



Таблица 2.5

Сравнение результатов наблюдений [123] .

| Район<br>наблюдений | $\left(\frac{\Delta T}{\Delta z}\right)^2$<br>(°C/м) <sup>2</sup> | Горизонтальный<br>градиент темпе-<br>ратуры (°C/км) | Число<br>Кокса<br>(C) |
|---------------------|-------------------------------------------------------------------|-----------------------------------------------------|-----------------------|
| Датский пролив      |                                                                   |                                                     |                       |
| категория А         | 1,9·10 <sup>-3</sup>                                              | 2·10 <sup>-1</sup>                                  | 9050                  |
| категория В         | 10,0·10 <sup>-3</sup>                                             | 1·10 <sup>-2</sup>                                  | 465                   |
| категория С         | 12,1·10 <sup>-3</sup>                                             | 5·10 <sup>-1</sup>                                  | 1238                  |
| категория Д         | 5,9·10 <sup>-3</sup>                                              | 6·10 <sup>-1</sup>                                  | 247                   |
| Гейт                |                                                                   |                                                     |                       |
| Атлантика           | 3,2·10 <sup>-2</sup>                                              | 4·10 <sup>-4</sup>                                  | 3,8                   |
| Гольфстрим          |                                                                   |                                                     |                       |
| глубинные           |                                                                   |                                                     |                       |
| слои                | 5,4·10 <sup>-4</sup>                                              | 2·10 <sup>-3</sup>                                  | 245                   |
| поверхност-         |                                                                   |                                                     |                       |
| ные слои            | 2,6·10 <sup>-4</sup>                                              | 1,4·10 <sup>-2</sup>                                | 1640                  |
| Центральная         |                                                                   |                                                     |                       |
| часть Тихого        |                                                                   |                                                     |                       |
| океана              |                                                                   |                                                     |                       |
| поверхностный       |                                                                   |                                                     |                       |
| слой до 700 м       |                                                                   |                                                     |                       |
| 1971                | 5·10 <sup>-4</sup>                                                | 2·10 <sup>-3</sup>                                  | 1,8                   |
| 1972                | 4,5·10 <sup>-4</sup>                                              |                                                     | 60                    |
| 1973                | 1,1·10 <sup>-3</sup>                                              |                                                     | 6,4                   |
| 1974                | 1,9·10 <sup>-3</sup>                                              |                                                     | 43                    |
| Калифорнийский      |                                                                   |                                                     |                       |
| залив               |                                                                   |                                                     |                       |
| неравномерно-       |                                                                   |                                                     |                       |
| ступенчатый         | 7,8·10 <sup>-4</sup>                                              |                                                     | 11,9                  |
| интрузионный        | 4,5·10 <sup>-3</sup>                                              |                                                     | 5740                  |

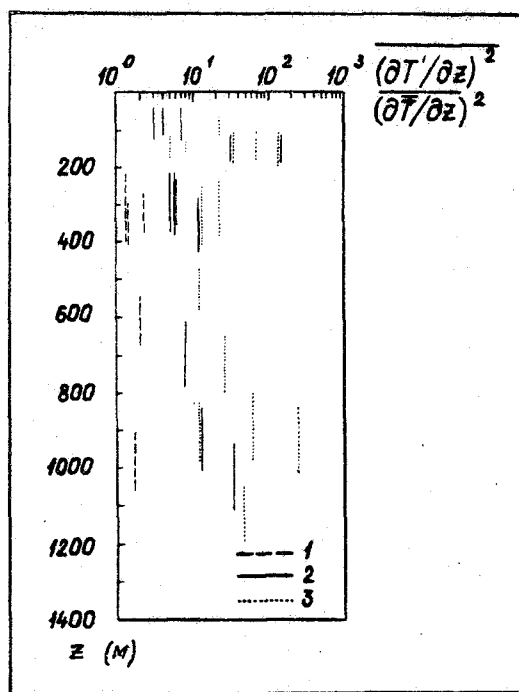


Рис. 2.8. Числа Кокса для рейсов "Aries 9" (1), "Tasaday I" (2) и "Tasaday 2" (3) в район с координатами  $28^{\circ}$ с.ш.,  $150^{\circ}$ з.д. [114] .

диентом  $0,2^{\circ}\text{C}/\text{км}$ , тогда как для категории В средний горизонтальный градиент температуры  $0,01^{\circ}\text{C}/\text{км}$ . Категория С с горизонтальным градиентом  $0,5^{\circ}\text{C}/\text{км}$  и числом Кокса - 1238. В тех районах, где величина горизонтального градиента температуры на два-три порядка меньше, чем для Датского пролива, значения чисел Кокса также на два-три порядка меньше. Например, глубинные измерения в Гольфстриме показали горизонтальные градиенты температуры на два порядка меньше, чем для района Датского пролива и, соответственно, меньше величины чисел Кокса. В поверхностных слоях Гольфстрима, где наблюдаются значительные горизонтальные градиенты, числа Кокса больше, чем для глубинных слоев.

Из таблицы 2.5 видно, что числа Кокса имеют тенденцию к увеличению с ростом горизонтальных градиентов температуры. Одна-

ко характер этой связи из-за недостаточного количества наблюдений установить пока не удастся.

Большой интерес представляет изучение изменчивости тонкоструктурной активности в верхнем слое моря в течение суток. Для этой цели были обработаны специально поставленные нами эксперименты. Наблюдения проводились со стоящего на якоре судна в северо-восточной части Черного моря. Зондирования осуществлялись в течение суток зондом, изготовленным в экспериментальном отделе Морского гидрофизического института. Зонд позволяет производить непрерывную регистрацию температуры воды, её градиента и давления. По данным зондирований ночью, утром, днем и вечером в слое от 20 до 40 м рассчитывалось вертикальное распределение чисел Кокса. Выбор верхней границы обусловлен тем, что верхний квазигоднородный слой распространялся до глубины 17-20 м, а в нем расчет чисел Кокса невозможен из-за вертикальной изотермии. Ниже 40 м также наблюдалась вертикальная однородность в распределении температуры, и расчет чисел Кокса по той же причине был невозможен. Из рис. 2.9, видно, что по дневным наблюдениям числа Кокса минимальны на всех горизонтах. К вечеру наблюдалось общее увеличение чисел Кокса практически на всех горизонтах. Это увеличение продолжается ночью и утром. Самые минимальные значения  $C = 1 \div 3$  приурочены к слою скачка, расположенному на глубинах 22-24 м. Выше наблюдается некоторое увеличение чисел Кокса до  $5 \div 10$ . Глубже слоя скачка также происходит увеличение чисел Кокса. Максимальные значения  $C = 30 \div 40$  зафиксированы на глубинах 32-37 м. Глубже опять происходит уменьшение значений  $C$ . Подобное поведение чисел Кокса свидетельствует о взаимосвязанности тонкоструктурной активности поля температуры и фоновой стратификации вод. Для проверки этого предположения все рассчитанные числа Кокса сопоставлялись со значениями локального градиента температуры воды (рис. 2.10). Анализ полученного сопоставления показывает, что при сильной стратифицированности вод (большие вертикальные градиенты температуры воды) числа Кокса могут быть только малыми. Их значения не превосходят  $3 \div 5$ . С уменьшением вертикального градиента температуры происходит общее увеличение чисел Кокса. Обращает на себя внимание то, что при малых вертикальных градиентах температуры наблюдается большой разброс чисел Кокса. Объясняться это може тем, что при больших градиентах тем-

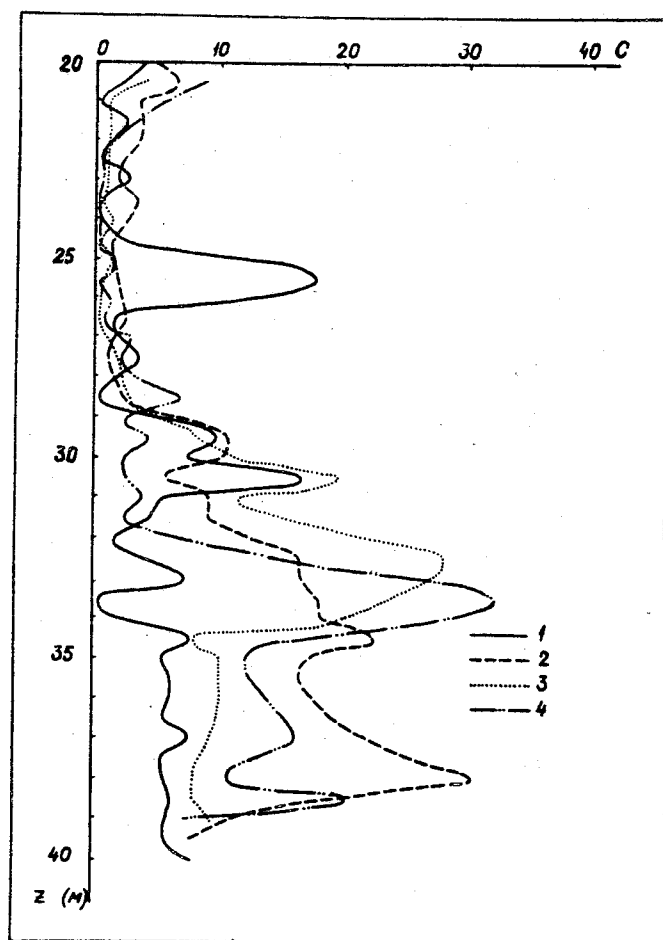


Рис. 2.9. Суточная изменчивость числа Кокса по данным наблюдений в Черном море: 1 - день (11.00-14.00), 2 - вечер (15.00-21.30), 3 - ночь (00.00-03.00), 4 - утро (05.00-10.00).

пературы тонкоструктурная активность поля температуры подавлена архимедовыми силами. При малых вертикальных градиентах и инверсионном распределении температуры тонкоструктурная активность может быть ярко выражена, если имеется механизм, который способствует ее формированию. Если же такого механизма в данный

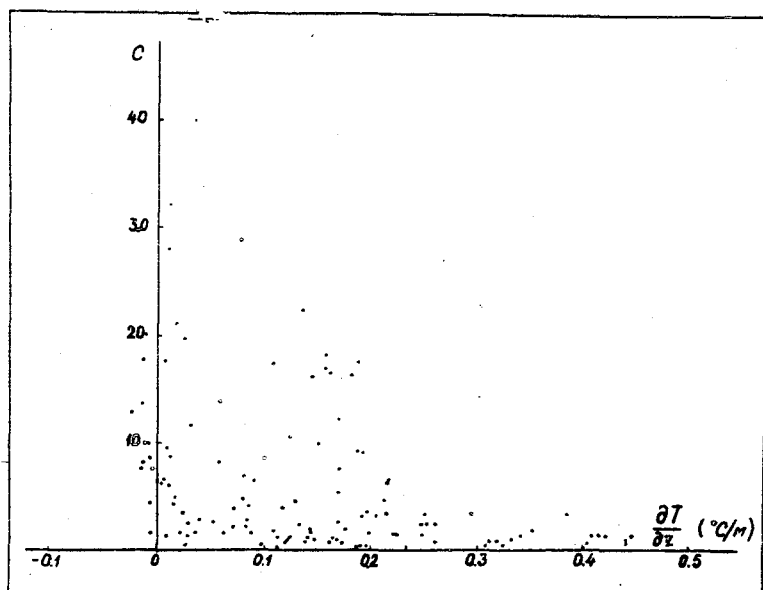


Рис. 2.10. Зависимость числа Кокса от вертикального градиента температуры.

момент нет, то тонкоструктурная активность несмотря на благоприятные условия (малая стратифицированность вод) выражена слабо. Таким образом, в стратифицированной жидкости акты перемешивания, способствующие тонкоструктурной активности, происходят эпизодически, то есть перемешивание имеет перемежающийся режим.

Данное обстоятельство требует умения различать в стратифицированном океане состояние активной турбулентности и реликтовой или остаточной [108, 109]. Важное и отчетливо выраженное свойство турбулентности состоит в том, что она способна выравнивать распределение температуры и солености воды. Однако под действием архимедовых сил и вязкости турбулентность в стратифицированной жидкости довольно быстро затухает, но в полях температуры и солености особенности микроструктуры остаются. В связи с этим проявлением реликтовой турбулентности принято считать микроструктуру полей температуры и солености, оставшуюся после того, как турбулентность затухла [108]. Данные наблюдений свидетель-

ствуют, что большая часть зафиксированных элементов микроструктуры температуры не является продуктом активной турбулентности, поскольку они не сопровождаются существенными градиентами скорости. Однако различить активную и реликтовую турбулентности часто сложно.

Вопросу существования реликтовой турбулентности в литературе уделялось очень мало внимания. Лишь в последнее время появились статьи на эту тему. В 1980 г. Gibson C.H. [108] ввел критерий для характеристики активной турбулентности, представляющий собой отношение скорости деформации турбулентного течения при реликтовой турбулентности  $\gamma_B = \nu (\kappa_B / 0.3)^2$  к скорости деформации турбулентного течения в момент перехода турбулентности к реликтовой форме  $\gamma_0 = 3.6 (C/Pr)^{1/2} N$ :

$$A_T = \frac{\nu (\kappa_B / 0.3)^2}{3.6 (C/Pr)^{1/2} N},$$

где  $C$  - число Кокса,  $Pr$  - число Прандтля,  $N$  - частота Вайсзеля-Брента,  $\nu$  - коэффициент молекулярной диффузии,  $\kappa_B$  - волновое число, на которое приходится максимум на спектре флуктуаций температуры.

Различные состояния среды характеризуются следующими значениями:  $\gamma_B / \gamma_0 > A_T > 1$  - активная турбулентность;  $A_T = 1$  - активная турбулентность в момент перехода к реликтовой турбулентности;  $1 \geq \gamma_B / \gamma_0 > A_T > (Pr/C)^{1/2} / 3.6$  - переходный режим (присутствует как активная, так и реликтовая турбулентности);  $A_T = (Pr/C)^{1/2} / 3.6$  - реликтовая турбулентность (насыщенные внутренние волны);  $A_T < (Pr/C)^{1/2} / 3.6$  - реликтовая турбулентность (слабые внутренние волны).

Таким образом, используя полученный критерий можно оценить состояние жидкости, определив на основе измерений значения  $\kappa_B$ ,  $C$ ,  $Pr$  и  $N$ .

## ГЛАВА 3. СУТОЧНАЯ И СИНОПТИЧЕСКАЯ ИЗМЕНЧИВОСТИ ТЕРМОХАЛИННОЙ СТРУКТУРЫ ДЕЯТЕЛЬНОГО СЛОЯ

### 3.1. Изменчивость интенсивности локального термодинамического взаимодействия океана и атмосферы

Характерной особенностью гидрологического режима деятельного слоя океана является то, что он постоянно находится в термодинамическом взаимодействии с атмосферой. Причем для формирования его гидрологической структуры в большинстве районов океана основным является обмен с атмосферой механической и внутренней энергиями и обмен массой. Вертикальная структура температуры, солености и течений в деятельном слое формируется в основном в результате этого взаимодействия. Этот факт неоднократно подтверждался теоретическим и экспериментальным путем. Для примера можно назвать работу Huang J.C.K. [116], в которой анализируются изменения теплосодержания деятельного слоя океана по измерениям группы автоматических буйев. Обработка полученных данных позволила обнаружить, что флуктуации теплосодержания обусловлены в основном локальным теплообменом с атмосферой. Gill A.E. и Niller P.P. [110], используя масштабный анализ, показали, что локальные потоки тепла и соли доминируют над адвекцией в центральных районах океана для временных периодов вплоть до двухлетних. Подобные результаты дали и наши оценки, приведенные в пятой главе.

Главным локальным следствием динамического воздействия атмосферы является генерация энергии турбулентности, которая способствует перемешиванию в деятельном слое океана. А.С.Монины [61] перечислены семь основных механизмов генерации энергии турбулентности в океане. Из них для деятельного слоя наиболее важными

являются сдвиговая неустойчивость дрейфовых течений и обрушение поверхностных ветровых волн [31]. Сдвиговая неустойчивость генерирует энергию турбулентных пульсаций во всем слое, где развиваются дрейфовые течения. Обрушение же ветровых волн приводит к возникновению у поверхности сильно турбулизированного слоя жидкости, из которого происходит диффузия энергии турбулентности в нижележащие слои воды. Ветровое волнение может снабжать энергией турбулентности верхний слой океана также посредством сдвиговой неустойчивости орбитального волнового движения.

В результате термодинамического взаимодействия атмосферы и океана в верхнем слое океана может генерироваться энергия турбулентности или осуществляться её гашение. Объемное поглощение солнечной радиации ведет к возникновению конвективной неустойчивости. В условиях, когда испарение превышает осадки или поток тепла направлен из океана в атмосферу, поток массы через поверхность также способствует перемешиванию в вертикальном направлении; вследствие возникающей конвективной неустойчивости за счет осолонения или охлаждения поверхности океана. При нагреве и опреснении верхнего слоя океана возникающий поток массы стремится погасить энергию турбулентности.

Отмеченные механизмы генерации энергии турбулентности являются основными для деятельного слоя. Однако в зависимости от конкретных гидрометеорологических условий, временных масштабов на первый план могут выходить отдельные механизмы, а роль других при этом оказывается незначительной [31]. Под действием этих механизмов происходит перераспределение тепла и солей, поступающих через поверхность океана. В результате формируется вертикальное распределение температуры и солености воды в деятельном слое океана. Устанавливающиеся при этом связи изображены на схеме (рис. 3.1).

Таким образом, становится понятной большая роль атмосферного воздействия на формирование гидрологического режима деятельного слоя океана. Интенсивность этого воздействия подвержена сильной изменчивости в различных временных масштабах. Выделяют наиболее характерные периоды изменчивости: суточный, синоптический и сезонный.

Суточная изменчивость наиболее ярко проявляется в колебаниях интенсивности обмена теплом между океаном и атмосферой. Причиной этому служит суточный ход поступающей к океану солнечной ра -



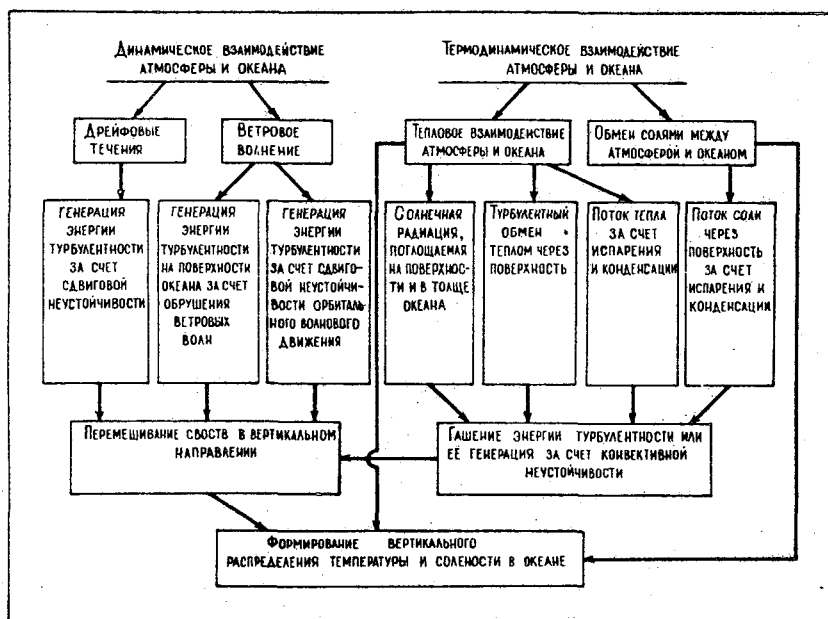


Рис. 3.1. Взаимодействие процессов, формирующих термохалинную структуру верхних слоев океана.

диации, который выражен практически во всех географических зонах и во все сезоны года. В умеренной и тропической сильнее, а в полярной и экваториальной – слабее. Зимой меньше, а летом больше. Амплитуда суточной изменчивости солнечной радиации очень сильно зависит от облачности. Так во время многосуточной станции на НИС Ленинградского гидрометеорологического института "Нерей" с 18.10 по 30.10.78 г. облачность была 3–4 балла, и амплитуда суточных колебаний суммарной коротковолновой радиации составила более  $1 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{мин}$ . В дальнейшем с 31.10. по 3.11.78 г. наблюдалось увеличение облачности до 9–10 баллов, и амплитуда суммарной радиации уменьшилась в четыре раза. Значительно меньше колебания других составляющих теплового баланса (рис. 3.2).

Вслед за потоком тепла через поверхность океана подобным образом изменяется и температура воздуха над океаном (рис. 3.3) Амплитуда её колебаний зависит от сезона и географической зоны. На всех широтах она максимальна в летний период и минимальна зимой (рис. 3.4). Существенно меньше выражен суточный ход в ко -

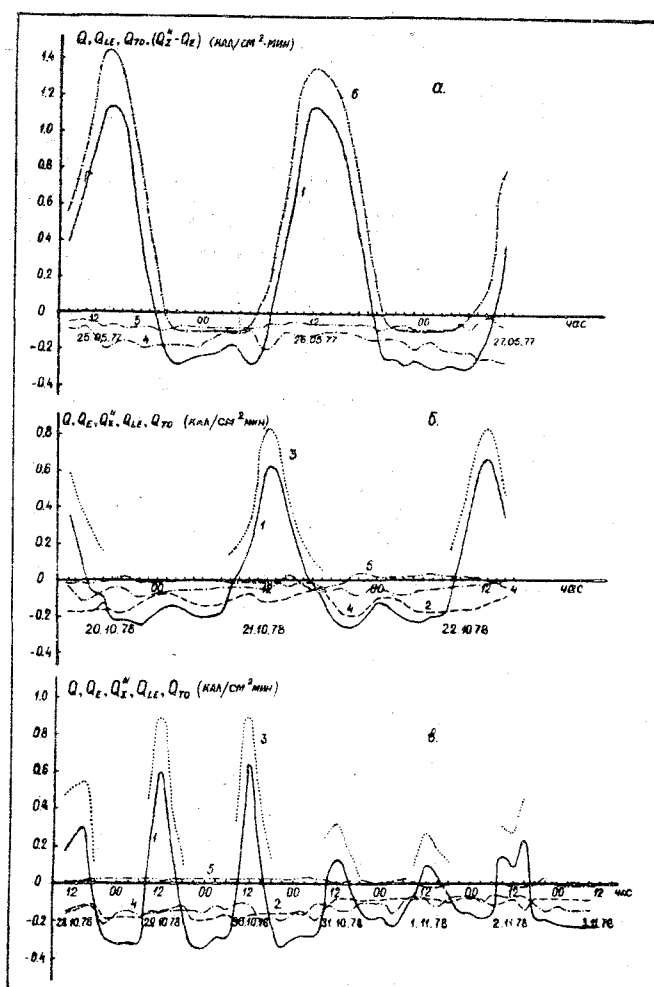


Рис. 3.2. Суточная изменчивость составляющих теплового баланса по данным наблюдений на НИС "Нерей": 1 - поток тепла через поверхность океана ( $Q$ ); 2 - эффективное излучение ( $Q_E$ ); 3 - суммарная коротковолновая радиация с учетом облачности ( $Q_\Sigma^N$ ); 4 - затраты тепла на испарение ( $Q_{LE}$ ); 5 - турбулентный теплообмен с атмосферой ( $Q_{TO}$ ); 6 - радиационный баланс ( $Q_\Sigma^N - Q_E$ ). а -  $28^\circ 13'$  с.ш.,  $14^\circ 45'$  з.д.; б -  $27^\circ 23.3'$  с.ш.,  $13^\circ 31.8'$  з.д.; в -  $18^\circ$  с.ш.,  $23^\circ$  з.д.

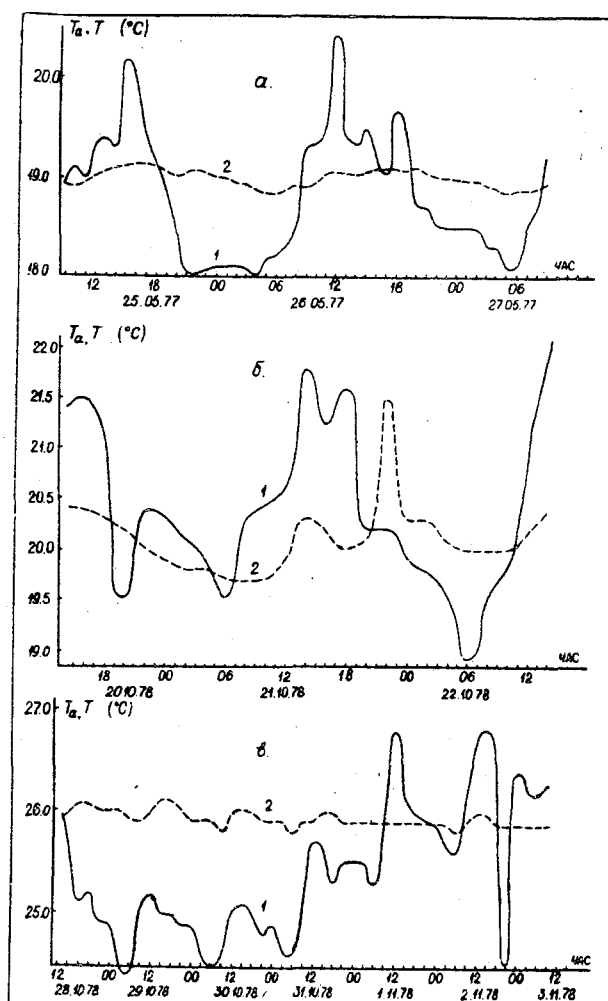


Рис. 3.3. Суточная изменчивость температуры воздуха над океаном (1) и температуры воды на поверхности (2) по данным НИС "Нерей":  
а -  $28^{\circ}13$  с.ш.,  $14^{\circ}45$  з.д.; б -  $27^{\circ}23.3$  с.ш.,  $13^{\circ}31.8$  з.д.; в -  $18^{\circ}$  с.ш.,  $23^{\circ}$  з.д.

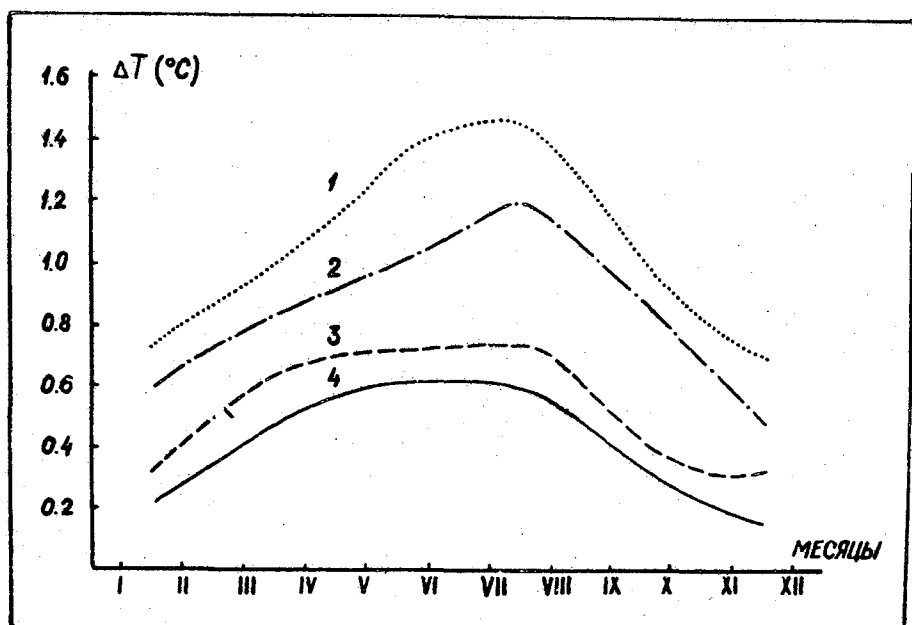


Рис. 3.4. Амплитуда суточных колебаний температуры воздуха над океаном по данным кораблей погоды: 1 - "Е", "Н" (средняя широта  $35^{\circ}9$  с.ш.); 2 - "D" ( $44^{\circ}$  с.ш.); 3 - "С" ( $52^{\circ}7$  с.ш.); 4 - "М", "А" (средняя широта  $64^{\circ}$  с.ш.).

лебаниях скорости ветра (рис. 3.5).

Резкое изменение интенсивности динамического воздействия атмосферы на океан происходит, как правило, при смене барической обстановки. Для последней характерна периодичность, получившая название синоптической [60].

Наличие суточного и синоптического периодов в интенсивности взаимодействия атмосферы и океана подтверждает проведенный нами анализ данных, полученных с помощью японских буев-роботов в Японском, Восточно-Китайском морях и в Тихом океане (рис. 3.6). Для характеристики интенсивности обмена теплом через поверхность океана использовались температура воздуха и верхнего слоя



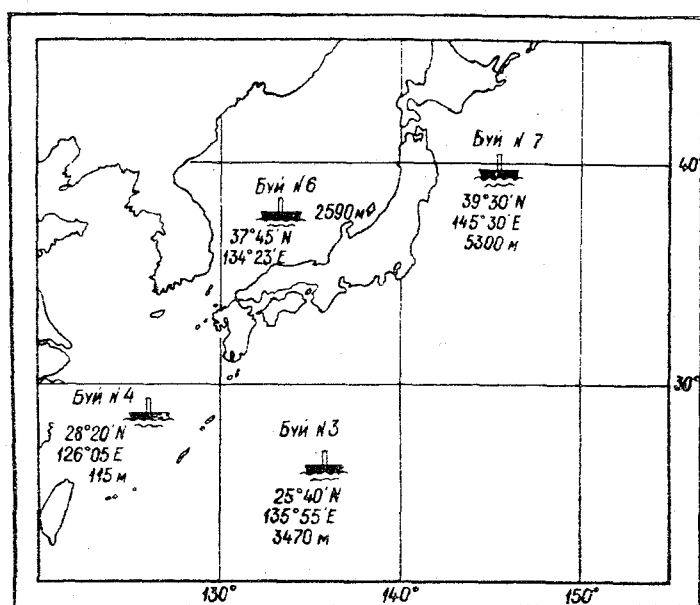


Рис. 3.6. Схема расположения и координаты буюв-роботов.

воды, которые в значительной мере ее определяют [18,19,92]. Характеристика исходных данных и количество элементов, выбранных для анализа представлены в таблице 3.1. Все буйи расположены в различных физико-географических условиях (№ 3 - в районе, прилегающем к субтропической конвергенции, № 7 - в зоне северного субполярного фронта, буйи № 4 и № 6 - в Восточно-Китайском и Японском морях). Данные по буйам № 3 и № 6 получены в весенний период, т.е. в период прогрева, а по буйам № 4 и № 7 в период выхолаживания поверхностных слоев. Измерения на всех буйах проводились через каждые три часа.

Проиллюстрируем некоторые результаты статистической обработки рядов этих наблюдений. Прежде всего необходимо отметить, что при расчете статистических характеристик осуществлялась фильтрация рядов (применялся фильтр Тьюки) для удаления низкочастотных составляющих с параметром сглаживания, равным 300 часов. Тем самым были удалены низкочастотные колебания с периодом более

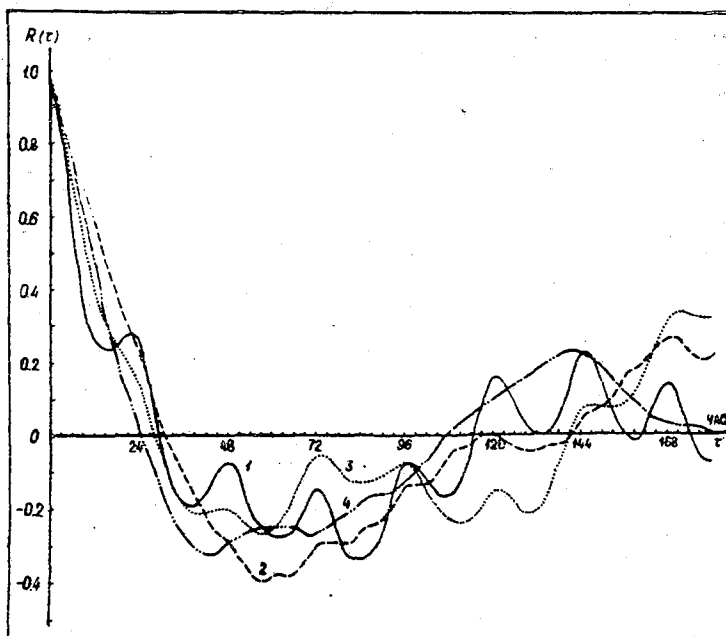


Рис. 3.7. Нормированные автокорреляционные функции температуры воздуха по данным наблюдений на буях:  
1-буй № 3 ; 2-буй № 4 ; 3-буй № 6 ; 4-буй № 7.

12 суток, не подлежащие анализу, а частота Найквиста, ограничивающая область исследования со стороны высоких частот, составляет  $5,8 \cdot 10^{-4}$  рад/с (период  $< 3$  часов).

На всех автокоррелограммах температуры воздуха (рис.3.7) отчетливо выделяются колебания с периодом больше шести суток. Это свидетельствует о наличии в рядах наблюдений температуры воздуха колебаний синоптического масштаба, обусловленных движением барических систем над данной акваторией. На фоне колебаний температуры воздуха синоптического масштаба отмечаются более высокочастотные колебания с временным масштабом одни сутки. Таким образом, для температуры воздуха характерны, по крайней мере для буев № 3 и № 6, периоды колебаний в одни сутки. На буях № 4 и № 6 (наблюдения в период выхолаживания) ярко выраженной суточной из-

Таблица 3.1

## Характеристика исходных данных

| номер буй,<br>координаты<br>с.ш., в.д. | период<br>наблюдений | элементы                                                                                                                                                                  |
|----------------------------------------|----------------------|---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------|
| № 3<br>25°40', 135°55'                 | 19.03 - 1.06.80      | Температура воздуха<br><br>высота волны<br>температура на горизонте 3 м<br>температура на горизонте 20 м                                                                  |
| № 7<br>39°30', 145°30'                 | 1.10 - 14.12.78      | температура воздуха<br>высота волн<br>температура воды на горизонте 3 м<br>температура на горизонте 20 м<br>температура на горизонте 50 м                                 |
| № 6<br>37°45', 134°23'                 | 28.03 - 10.06.80     | температура воздуха<br>температура на горизонте 3 м<br>температура на горизонте 50 м                                                                                      |
| № 4<br>28°20', 126°05'                 | 1.10 - 14.12.78      | температура воздуха<br>скорость течения на горизонте 3 м<br>высота волн<br>температура на горизонте 3 м<br>температура на горизонте 20 м<br>температура на горизонте 50 м |



менчивости по данным автокорреляционного анализа не наблюдается. По видимому это можно объяснить наличием в это время развитой облачности, маскирующей суточный ход притока тепла от солнца.

Анализ функций спектральной плотности, характеризующих структуру колебаний в частотной области, т.е. описывающих вклад возмущений с различными частотами, для температуры воздуха (рис.3.8) подтверждает выводы автокорреляционного анализа. Он позволяет установить основные энергонесущие частоты в изучаемом процессе [71]. На всех графиках отчетливо выделяются два пика энергонесущих частот, приходящихся на периоды 12 и 25 часов. Однако наибольшая часть дисперсии концентрируется на частотах, характерных для синоптической изменчивости, что свидетельствует о ее преобладании во временном ходе температуры воздуха. Таким образом, характерные максимумы функции спектральной плотности следует объяснить выраженной суточной и синоптической изменчивостью температуры воздуха над морем.

Автокоррелограммы температуры воды на горизонте 3 метра (рис.3.9) свидетельствуют о повсеместном наличии синоптических колебаний с периодами, превышающими шесть суток. Уточнить периоды не представляется возможным из-за ограниченной длины исходных рядов. Автокоррелограммы по данным буев № 3 и № 6 демонстрируют хорошо выраженные суточные колебания температуры воды на данном горизонте. Подобные колебания, как уже отмечалось, наблюдались и по данным о температуре воздуха. Автокоррелограммы температуры воды на буйках № 4 и № 7 показывают наличие только колебаний с характерными периодами более шести суток, т.е. синоптическими. Колебания температуры воды с периодом в одни сутки не прослеживаются, что безусловно связано с отсутствием, как было указано ранее, отчетливо выраженного суточного хода температуры воздуха в этот период года.

Характер поведения функций спектральной плотности температуры воды (рис.3.10) подтверждают особенности временной изменчивости этих характеристик, выявленных с помощью автокорреляционного анализа. На всех графиках выделяются области с большими значениями энергии, приходящимися на синоптический и суточный масштабы. Однако, доля энергии приходящаяся на суточные колебания в спектре температуры воды, как и следовало ожидать, существенно меньше, чем аналогичная доля в спектре температуры

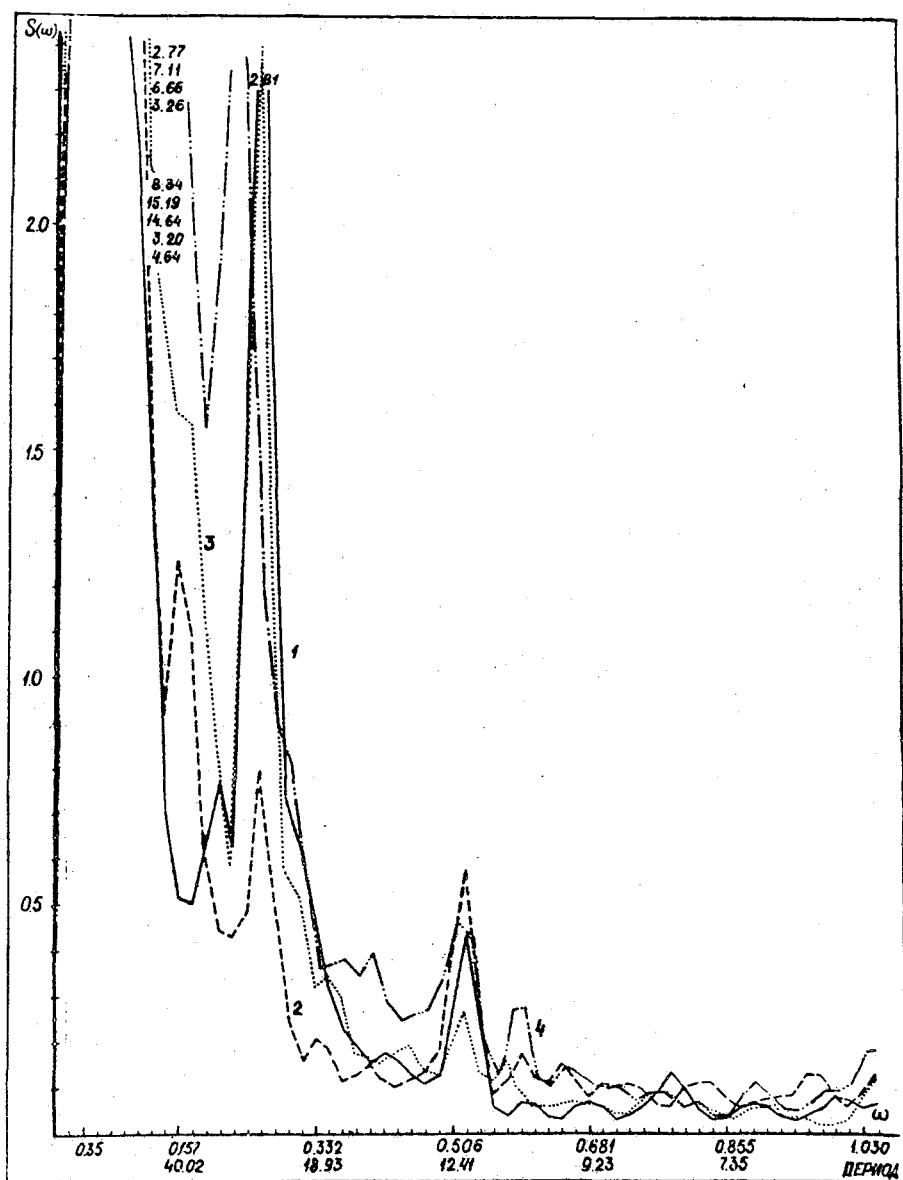


Рис. 3.8. Функция спектральной плотности температуры воздуха по данным наблюдений на буйах: 1-буй № 3; 2-буй № 4; 3-буй № 6; 4-буй № 7.

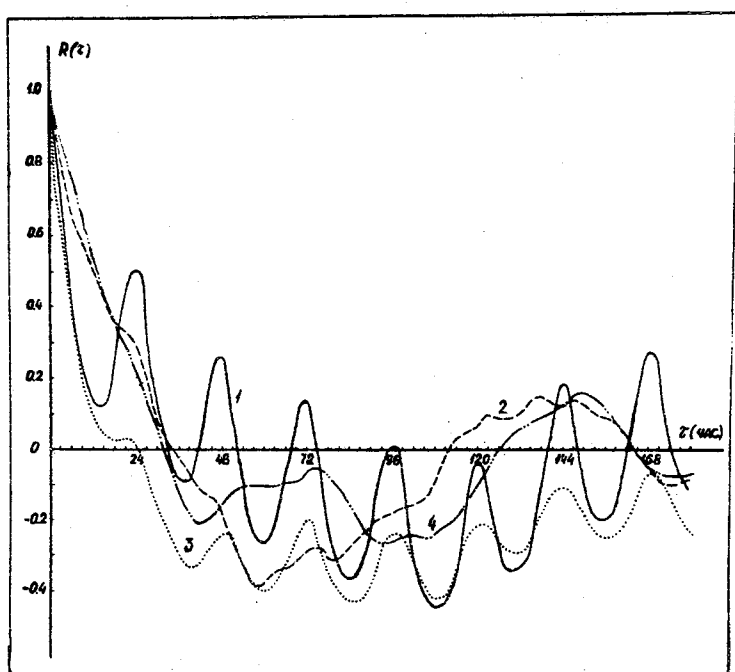


Рис. 3.9. Нормированные автокорреляционные функции температуры воды на горизонте 3 метра по данным наблюдений на буйах: 1-буй № 3 ; 2-буй № 4 ; 3-буй № 6 ; 4-буй № 7.

воздуха.

Тесная связь между колебаниями температуры воздуха и поверхностью слоя воды которую подтверждают их взаимокорреляционные функции (рис.3.II) свидетельствует, что колебания температуры воздуха и воды с периодом около 24 часов имеют радиационное происхождение. Инерционные и приливные колебания выражены гораздо слабее.

Приведенные результаты показали высокую значимость суточной и синоптической изменчивости в интенсивности обмена энергией между океаном и атмосферой.

Рассмотренная изменчивость интенсивности этого обмена неминуемо должна повлечь за собой подобную изменчивость и в характе-

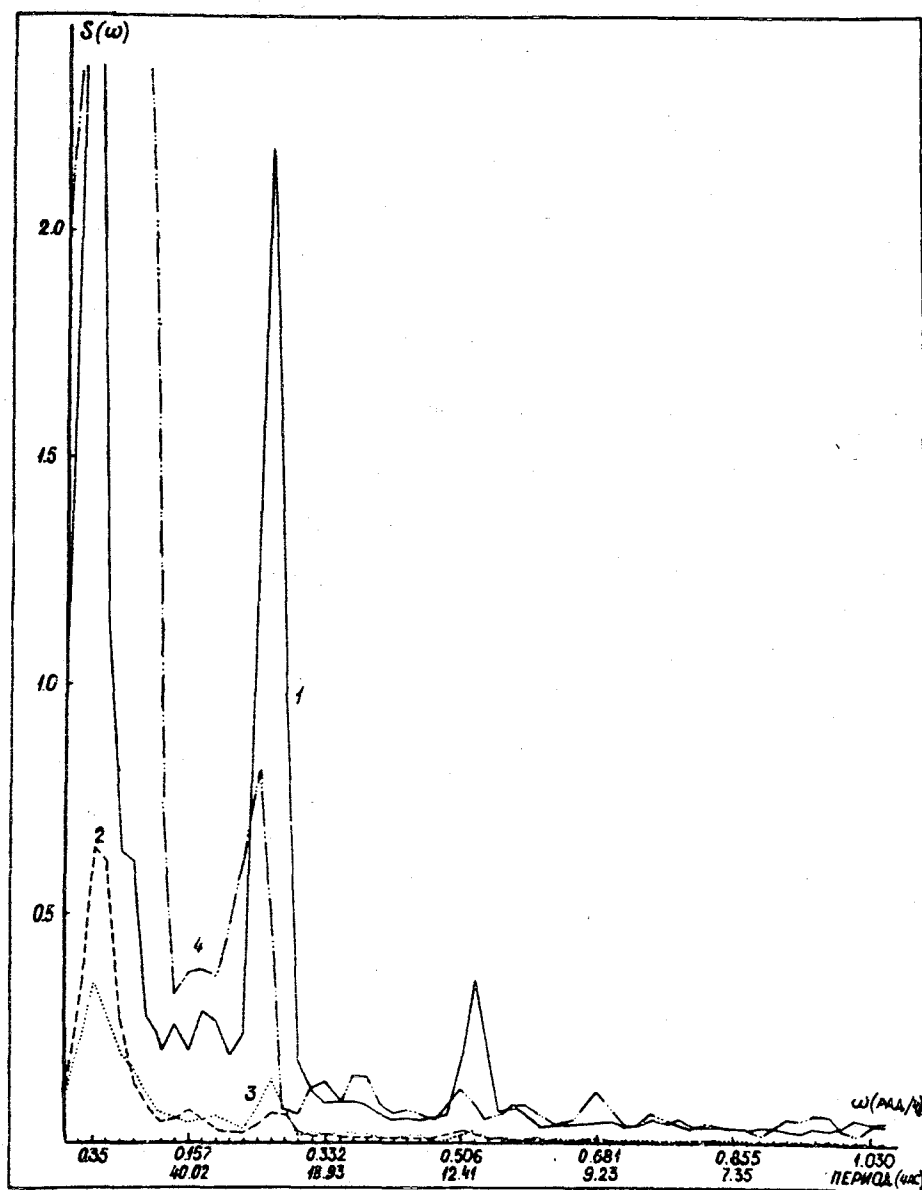


Рис. 3.10. Функции спектральной плотности температуры воды на горизонте 3 м по данным наблюдений на буйах: 1-буй № 3 ; 2-буй № 4 ; 3-буй № 6 ; 4-буй № 7.

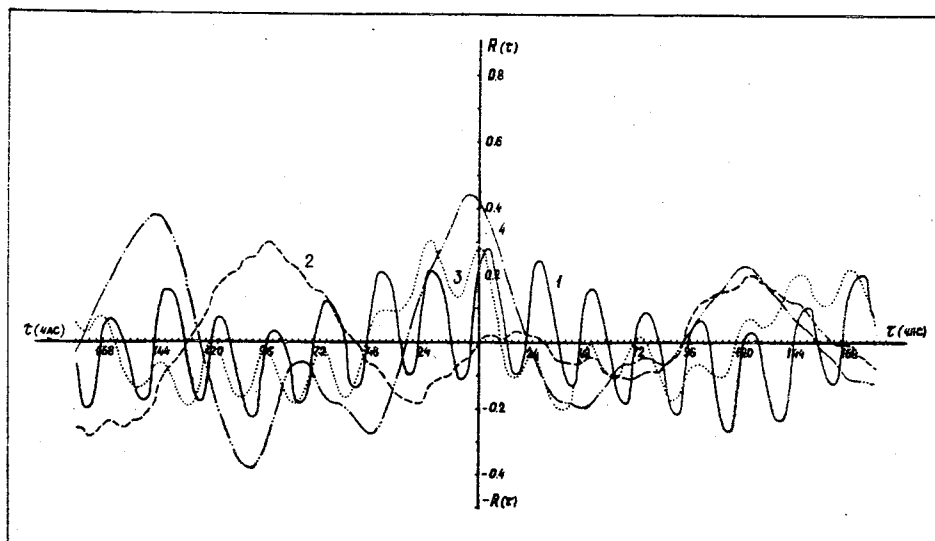


Рис. 3.11. Нормированные взаимокорреляционные функции для температуры воздуха и температуры воды на горизонте 3 м по данным наблюдений на буйах: 1 - буй № 3; 2 - буй № 4; 3 - буй № 6; 4 - буй № 7;

теристиках деятельного слоя. Обработка уже упомянутых данных буйе-роботов показала, что характер поведения автокорреляционной функции температуры воды на горизонте 20 м (рис. 3.12) свидетельствует о наличии отчетливо выраженной синоптической изменчивости, особенно для осенне-зимнего периода. Это обусловлено особенностями атмосферных синоптических процессов, характерных для этого периода года и района - тропическими циклонами, штормами, оказывающими влияние на эволюцию термохалинной структуры верхнего слоя моря.

Колебания с суточным периодом на глубине 20 м прослеживаются только в период прогрева. Интенсивность их существенно меньше, чем в поверхностном слое. Это можно объяснить разрушением верхнего квазигомогенного слоя, сформировавшегося в зимний период, и образованием слоя скачка, препятствующего проникновению суточных колебаний, обусловленных радиационными процессами.

Анализ функции спектральной плотности

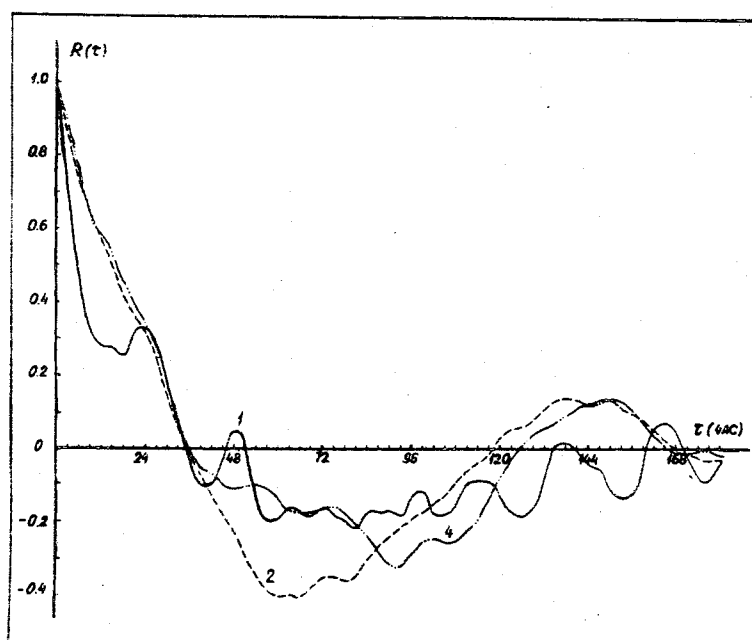


Рис. 3.12. Нормированные автокорреляционные функции температуры воды на горизонте 20 м по данным наблюдений на буйах : 1-буй № 3 ; 2-буй № 4 ; 3-буй № 6 ; 4-буй № 7.

температуры воды на горизонте 20 метров подтверждает сделанные выводы о преобладании колебаний синоптического масштаба. Рассчитанные значения функции спектральной плотности температуры воды на горизонтах 3, 20 и 50 метров показывают на уменьшение с глубиной доли энергии, приходящейся на суточные колебания, что также является косвенным подтверждением радиационного происхождения этих колебаний. На горизонте 50 метров суточные колебания температуры менее выражены, чем колебания с периодом около 12 часов, обусловленные, видимо, внутренними волнами приливного периода.

Следует, однако, иметь в виду, что из-за нелинейной природы воздействия атмосферных процессов на деятельный слой океана его характеристики не просто повторяют временной ход метеороло-

гических факторов. В океане происходят сложные процессы взаимодействия (см. схему на рис.3.1). Закономерности этих процессов будут рассмотрены в следующих параграфах.

### 3.2. Суточная изменчивость термохалинной структуры деятельного слоя

Суточная изменчивость присуща практически всем характеристикам деятельного слоя. Наибольшей изменчивости подвержена толщина верхнего квазиоднородного слоя (ВКС) и температура воды в нем. Нами были поставлены специальные полевые эксперименты, направленные на ее изучение. Выполнялись многосуточные якорные и дрейфующие станции на НИС "Нерей" в северной части Атлантического океана и шхуне "Ленинград" в Финском заливе. Наблюдения проводились с помощью батитермографа и стандартных батометров каждые полчаса в течение нескольких суток. Несмотря на различие исследуемых географических объектов и разное время года, полученные результаты оказались подобны (рис.3.13,3.14). Практически всегда наблюдалась очень большая амплитуда колебаний толщины верхнего квазиоднородного слоя. В дневное время суток отмечалась его минимальная толщина и хорошо выраженный термоклин. Ночью термоклин размывался, и формировался мощный квазиоднородный слой. Причем, размывание термоклина происходило даже в Финском заливе, где он летом выражен очень сильно. Градиент температуры в нем составлял  $0,4 - 0,5^{\circ}/м$ .

Характерны суточные колебания и для температуры воды в пределах ВКС. Распределение амплитуды суточных колебаний температуры воды имеет зональный характер. Она максимальна в умеренных и тропических широтах и уменьшается в полярной и экваториальной зонах. По данным корабля погоды "Extra" ( $39^{\circ}$ с.ш.,  $153^{\circ}$ в.д.) средняя амплитуда суточных колебаний температуры поверхности океана летом составила  $0,54^{\circ}C$ , зимой -  $0,14^{\circ}C$ , а по наблюдениям на корабле погоды "Tango" ( $29^{\circ}$ с.ш.,  $135^{\circ}$ в.д.) летом -  $0,67^{\circ}C$ , зимой  $0,30^{\circ}C$ . Значительно меньше суточная изменчивость солености верхнего слоя океана, поскольку влияющие на нее метеорологические факторы не имеют четко выраженного суточного хода (рис.3.15).

Наличие описанной выше изменчивости характеристик верхнего

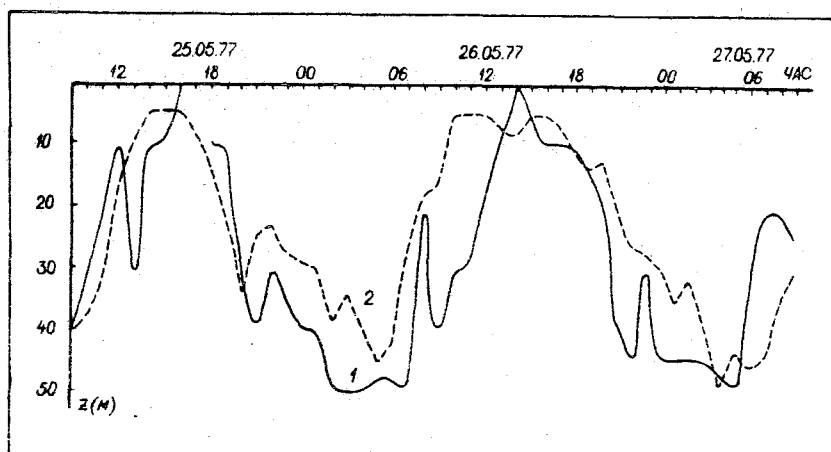


Рис. 3.13. Суточная изменчивость толщины верхнего квазиоднородного слоя ( $28^{\circ}13'$  с.ш.,  $14^{\circ}45'$  з.д.): 1 - по данным наблюдений на НИС "Нерей" в 1977 г. (весна); 2 - рассчитанная.

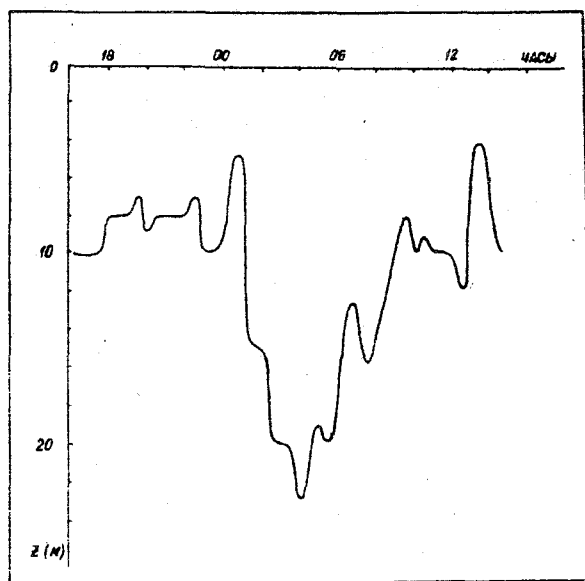


Рис. 3.14. Суточная изменчивость толщины верхнего квазиоднородного слоя в Финском заливе по данным наблюдений на шхуне "Ленинград" в 1983 г. (лето).



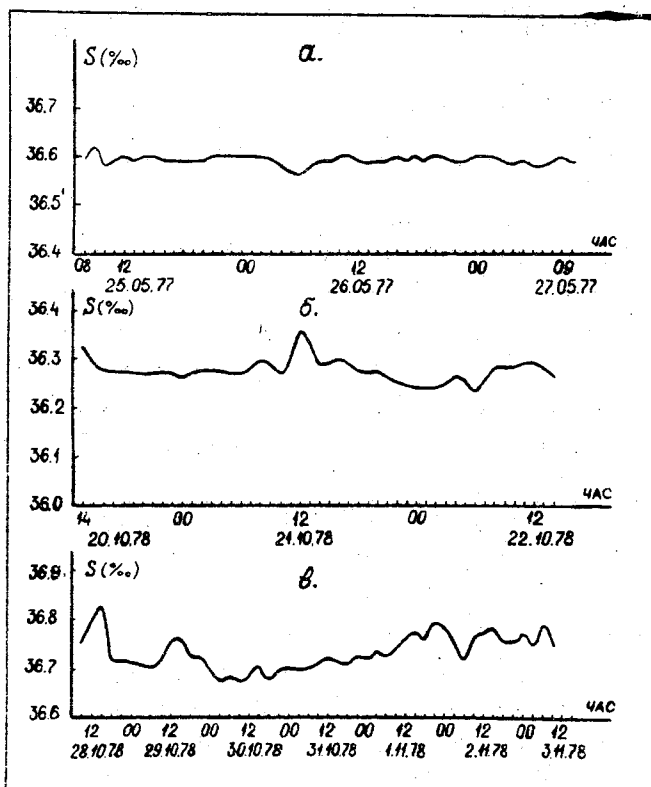


Рис. 3.15. Суточная изменчивость солености воды на поверхности океана по данным наблюдений на НИС "Не - рей": а -  $28^{\circ}13$  с.ш.,  $14^{\circ}45$  з.д. ; б -  $27^{\circ}23.3$  с.ш.  $13^{\circ}31.8$  з.д. ; в -  $18^{\circ}$  с.ш.,  $23^{\circ}$  з.д.

слоя океана позволяет сделать некоторые выводы относительно роли отдельных механизмов, формирующих термохалинную структуру деятельного слоя океана. Проделаем это, следуя, в основном, работе Woods J.D. [129]. Выше отмечалось, что поверхностный слой океана может перемешиваться в результате динамического воздействия атмосферы и вследствие конвекции из-за теплоотдачи и испарения через поверхность. В течение дня вклад конвекции ограничен областью, находящейся выше глубины термо-

компенсации. Под последней понимается горизонт, выше которого в любой момент времени количество поглощенной солнечной энергии больше потерь тепла с поверхности. Глубина термокомпенсации отмечает нижнюю границу слоя, в котором генерируется кинетическая энергия турбулентных пульсаций за счет сил плавучести. В большей части Мирового океана глубина термокомпенсации ( $D_T$ ) для светового дня оказывается меньше 1 м (рис. 3.16). То есть, днем обычно  $D_T$  гораздо меньше глубины перемешанного слоя, и вклад конвективного перемешивания ограничен относительно тонким слоем в зоне ветрового перемешивания. Иначе обстоит дело в ночные часы. В это время приток энергии, обусловленный конвекцией, обычно больше, чем тот, который сообщает океану ветер. Так по оценкам [129] для умеренной теплоотдачи  $100 \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-2}$ , которая соответствует скорости ветра около  $5 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$ , вклад ветрового воздействия составляет 1/5 от доли высвобожденной потенциальной энергии за счет конвекции. И только в течение нескольких часов, когда солнечное излучение подавляет конвекцию, ветер начинает оказывать доминирующее влияние на перемешивание. Продолжительность этого периода будет меньше показанной на рис. 3.16, потому что не все напряжение ветра дает прямой вклад в перемешивание. Этот период укорачивается также в облачные дни, когда конвекция слабее подавляется солнечной радиацией.

Таким образом, в течение суток существует два потенциально отличных режима формирования верхнего квазиоднородного слоя. Ночью и в то время, когда  $D_T > h$ , (где  $h$  - толщина верхнего квазиоднородного слоя), турбулентная энергия генерируется главным образом конвекцией, которая распространяется на весь перемешанный слой и регулирует вертикальный турбулентный перенос в верхнем слое океана. В результате происходят углубление квазиоднородного слоя и изменения температуры и солености воды в нем. После восхода солнца, когда  $D_T$  становится меньше  $h$ , как правило, спустя меньше одного часа после рассвета, турбулентность генерируется в основном ветровыми воздействиями. Вклад конвекции в турбулентность мал и влияние ее ограничено тонким слоем термокомпенсации. В результате происходит формирование квазиоднородных слоев, толщина которых определяется в каждый момент времени интегральным балансом генерации энергии турбулентности за счет динамического воздействия в пределах квазиоднородного

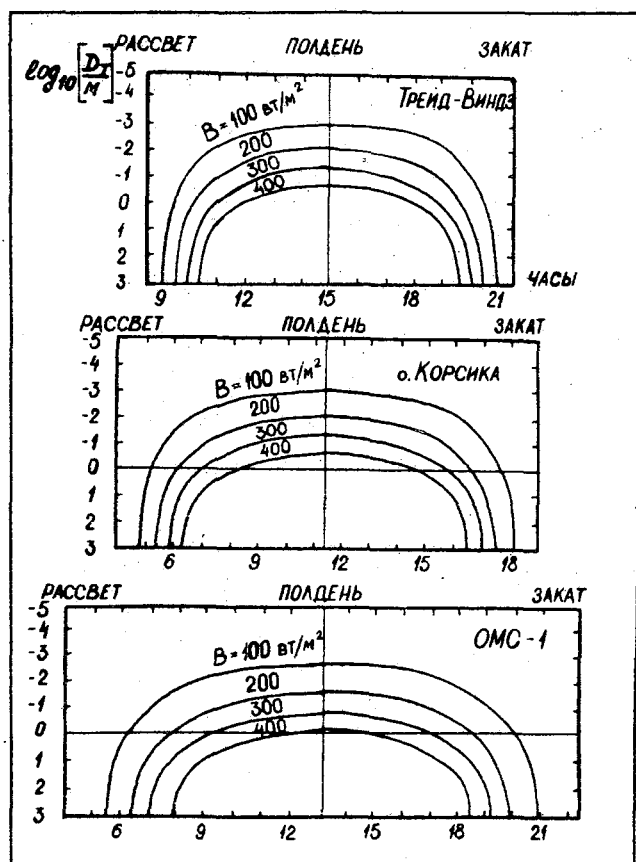


Рис. 3.16. Суточное изменение глубины термокомпенсации в безоблачный день на станциях: Трейд-Виндз ( $20^{\circ}$  с.ш.,  $45^{\circ}$  з.д.); о.Корсика ( $43^{\circ}$  с.ш.,  $17^{\circ}$  в.д.); метеостанция "ОМС-1" ( $60^{\circ}$  с.ш.,  $18^{\circ}$  з.д.).  $B$  - величина теплоотдачи через поверхность [129].

слоя с одной стороны, работой архимедовых сил и диссипацией с другой.

Приведенные соображения позволяют сформулировать простую математическую модель суточной изменчивости характеристик верхнего слоя океана. Напишем уравнения турбулентной диффузии тепла и солей в горизонтальнооднородном деятельном слое океана:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial q^T}{\partial z}, \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial q^S}{\partial z}, \quad (3.2)$$

где  $T, S$  - температура и соленость воды;  $\rho_0, c_p$  - плотность и удельная теплоемкость морской воды;  $q^T = -\rho_0 c_p \kappa^T \partial T / \partial z$  - турбулентный поток тепла;  $q^S = -\rho_0 \kappa^S \partial S / \partial z$  - турбулентный поток соли.

Проинтегрируем уравнения (3.1) и (3.2) в пределах ВКС в предположении неизменности по вертикали в нем температуры и солености воды.

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} = \frac{q_o^T}{h \rho_0 c_p} - \frac{q_h^S}{h \rho_0 c_p}, \quad (3.3)$$

$$\frac{\partial S_0}{\partial t} = \frac{q_o^S}{h \rho_0} - \frac{q_h^S}{h \rho_0}, \quad (3.4)$$

где  $T_0, S_0$  - температура и соленость воды в ВКС;  $q_o^T, q_o^S$  - потоки тепла и солей через поверхность океана;  $q_h^T, q_h^S$  - турбулентные потоки тепла и солей через нижнюю границу ВКС.

Для замыкания системы (3.3) и (3.4) необходимо привлечь уравнения или гипотезы, которые позволили бы определить толщину ВКС и потоки тепла и солей через его нижнюю границу. При этом мы будем исходить из наличия двух принципиально отличных режимов формирования ВКС и термохалинной структуры ниже его. Один из них связан с обмелением ВКС, а второй с заглублением.

В первом случае уменьшения толщины ВКС не происходит, а наблюдается образование нового квазиоднородного слоя меньшей

толщины на фоне старого. Поступающие через поверхность океана тепло и соли равномерно распределяются в пределах ВКС, и обмена с нижележащими слоями не происходит, т.е.  $q_h^T = q_h^S = 0$ . Тогда температура и соленость ниже ВКС остаются неизменными во времени, а их профили приобретают ступенчатый вид. Такое предположение получило название гипотезы запирающего термоклина. Эта гипотеза, как показывают данные наблюдений, достаточно хорошо выполняется в рассматриваемых масштабах времени. В этих условиях толщину ВКС можно определить из уравнения баланса энергии турбулентности, проинтегрированного в пределах ВКС [32, 57]:

$$(1 - \delta)G - W = 0, \quad (3.5)$$

где  $G = c\mathcal{U}_*^3$  - продукция энергии турбулентности за счет динамического воздействия атмосферы;  $\mathcal{U}_*$  - динамическая скорость в воде;  $c$  - эмпирическая константа;  $\delta$  - доля механической энергии, идущая на диссипацию;  $W = \int q_z^p dz$  - работа архимедовых сил;  $q_z^p$  - турбулентный поток массы на уровне  $z$ , который с помощью линейного уравнения состояния выражается через турбулентные потоки тепла и солей следующим образом:

$$q_z^p = -\alpha \frac{q_z^T}{c_p} + \beta q_z^S;$$

$\alpha$  и  $\beta$  - коэффициенты термического расширения и соленостного сжатия морской воды.

Предположение о пропорциональности диссипации энергии турбулентности ее продукции на первый взгляд кажется довольно сильным ограничением. Имеется целый ряд работ, в которых доказывается неправомочность данного предположения. Не вдаваясь в подробное обсуждение этого вопроса, отметим только, что основные ошибки при использовании принимаемого предположения возникают в условиях, когда архимедовы силы начинают продуцировать энергию турбулентности, и происходит заглубление ВКС. Для этой фазы эволюции  $h$  данное предположение далее не используется. Кроме того, применяемый способ параметризации диссипации энергии турбулентности содержит только одну эмпирическую константу -  $\delta$ , в отличие от других, в которых используется несколько подобных констант.

Потоки тепла и солей в квазиоднородном слое найдем, интегрируя уравнения диффузии тепла и солей (3.1) и (3.2) от поверхности

до  $z < h$  :

$$q_z^T = q_0^T - c_p \rho_0 \frac{\partial T_0}{\partial t} z ,$$

$$q_z^S = q_0^S - \rho_0 \frac{\partial S_0}{\partial t} z .$$

Подстановка  $q_z^T$  и  $q_z^S$  в выражение для члена, учитывающего работу архимедовых сил дает:

$$\begin{aligned} \int_0^h q_z^P dz &= -\frac{\alpha}{c_p} q_0^T h + \rho_0 \alpha \frac{\partial T}{\partial t} \frac{h^2}{2} + \\ &+ \beta q_0^S h - \beta \rho_0 \frac{\partial S_0}{\partial t} \frac{h^2}{2} = \\ &= \frac{\alpha}{2c_p} q_0^T h + \frac{\alpha}{2c_p} q_h^T h - \frac{\beta}{2} q_0^S h - \frac{\beta}{2} q_h^S h . \end{aligned}$$

Тогда из 3.5 следует:

$$(1-\delta)G = \left[ \frac{\alpha}{2c_p} q_0^T h + \frac{\alpha}{2c_p} q_h^T h - \frac{\beta}{2} q_0^S h - \frac{\beta}{2} q_h^S h \right] \cdot \frac{g}{\rho_0} . \quad (3.6)$$

Используя гипотезу запирающего термоклина, т.е.  $q_h^T = q_h^S = 0$ , получаем:

$$h = -2 \frac{(1-\delta) c_p \rho_0}{g(-\alpha \frac{q_0^T}{c_p} + \beta q_0^S)} . \quad (3.7)$$

Иначе обстоит дело при заглублении ВКС. Тогда, действительно, происходит расширение существующего квазиоднородного слоя,

и наблюдается обмен теплом и солями между квазиоднородным и нижележащими слоями воды. Причем для безразмерных температуры и солености воды ниже ВКС выполняется условие автомодельности. Правомерность такого предположения в периоды заглублиения ВКС была теоретически доказана Г.И.Баренблаттом [5] и многократно подтверждалась экспериментальным путем [58,73]. Автомодельность профилей температуры и солености воды позволяет легко рассчитать потоки тепла и солей ниже ВКС. Для этого представим температуру и соленость в безразмерном виде:

$$T^* = a_0^T + a_1^T \xi + a_2^T \xi^2 + a_3^T \xi^3 + a_4^T \xi^4,$$

$$S^* = a_0^S + a_1^S \xi + a_2^S \xi^2 + a_3^S \xi^3 + a_4^S \xi^4. \quad (3.8)$$

где  $T^* = (T_0 - T_z) / (T_0 - T_H)$  - безразмерная температура воды;  $S^* = (S_0 - S_z) / (S_0 - S_H)$  - безразмерная соленость воды;  $\xi = (z - h) / (H - h)$  - безразмерная координата;  $T_H, S_H$  - температура и соленость воды на нижней границе деятельного слоя  $a_0^{T,S}, a_1^{T,S}, a_2^{T,S}, a_3^{T,S}, a_4^{T,S}$  - эмпирические коэффициенты.

Интегрируя (3.1) и (3.2) в пределах термоклина, при  $q^{T,S}$  на нижней границе деятельного слоя равных нулю, получаем:

$$\int_h^H \frac{\partial T}{\partial t} dz = \frac{q_h^T}{c_p \rho_0}, \quad (3.9)$$

$$\int_h^H \frac{\partial S}{\partial t} dz = \frac{q_h^S}{\rho_0}. \quad (3.10)$$

С учетом (3.8) интегралы в (3.9) и (3.10) преобразуются к виду:

$$\frac{q_h^T}{c_p \rho_0} = \frac{\partial h}{\partial t} \alpha_T (T_0 - T_H) + \frac{\partial T_0}{\partial t} (H - h) (1 - \alpha_T), \quad (3.11)$$

$$\frac{q_h^S}{\rho_0} = \frac{\partial h}{\partial t} \alpha_S (S_0 - S_H) + \frac{\partial S_0}{\partial t} (H - h) (1 - \alpha_S), \quad (3.12)$$

где  $\alpha_T, \alpha_S$  - безразмерные тепло- и солесодержание в слое  $[h - H]$ ,

то есть

$$\alpha_T = \int_0^1 T^* d\xi, \quad \alpha_S = \int_0^1 S^* d\xi.$$

Для замыкания системы уравнений в периоды заглубления ВКС будем использовать уравнение баланса энергии турбулентности [17] написанное для уровня  $z = h$ :

$$c_1 h \sqrt{\bar{\theta}} \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - \left( \alpha \frac{q_h^T}{c_p} - \beta q_h^S \right) \frac{g}{\rho_0} - c_3 \frac{\bar{\theta}^{3/2}}{h} = 0, \quad (3.13)$$

где  $c_1$  и  $c_3$  - эмпирические константы;  $(\partial u / \partial z)$ ,  $(\partial v / \partial z)$  - вертикальные градиенты скорости дрейфового течения;  $\bar{\theta}$  - энергия турбулентных пульсаций.

Уравнение (3.13) выражает баланс энергии турбулентных пульсаций за счет сдвига скорости дрейфового течения, сил плавучести и диссипации энергии турбулентности. В нем для коэффициента турбулентного обмена ( $\kappa$ ) использовано Колмогоровское соотношение  $\kappa = c_1 h \sqrt{\bar{\theta}}$ .

Будем полагать, что энергия турбулентных пульсаций в пределах ВКС определяется динамическими факторами характеризуемыми динамической скоростью и архимедовыми силами, если поток массы через поверхность способствует развитию конвекции. Тогда в предположении, что интенсивность энергии турбулентных пульсаций не меняется в пределах ВКС с глубиной, из соображений размерности получаем формулу для оценки  $\bar{\theta}$ :

$$\bar{\theta} = c_2 v_*^2 + \lambda c_4 \left[ \frac{g}{\rho_0} h q_0^S \right]^{2/3}, \quad (3.14)$$

где  $c_2$ ,  $c_4$  - эмпирические константы;  $q_0^S$  - поток массы через поверхность океана;  $\lambda = 1$  если  $q_0^S > 0$  и  $\lambda = 0$  если  $q_0^S \leq 0$ . Подставив в (3.13) выражения для  $q_h^T$  и  $q_h^S$  из (3.11) и (3.12) получим формулу для расчета  $h$ :

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{\alpha g \alpha_T (T_0 - T_h) - \beta g \alpha_S (S_0 - S_h)} \left\{ c_1 h \sqrt{\bar{\theta}} \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - \right. \\ \left. - c_3 \frac{\bar{\theta}^{3/2}}{h} - \frac{\partial T_0}{\partial t} (H-h)(1-\alpha_T) \alpha g + \frac{\partial S}{\partial t} (H-h)(1-\alpha_S) \beta g \right\}. \quad (3.15)$$



Отметим, что если в (3.15) сделать допущения, свойственные свободной конвекции, то есть приравнять нулю генерацию энергии турбулентности динамическими факторами и диссипацию энергии турбулентности, то оно превращается в уравнение для расчета эволюции толщины ВКС во время конвекции:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \left( \frac{\partial \rho}{\partial t} \right)_{z=h} / \left( \frac{\partial \rho}{\partial z} \right)_{z=h+0} . \quad (3.16)$$

При получении (3.16) применялось линейное уравнение состояния морской воды, т.е.  $\rho = \rho_0(1 - \alpha T + \beta S)$ .

Это уравнение подобно формуле для расчета ВКС, которую можно получить, используя предложенное Н.Н. Зубовым условие для свободной конвекции, т.е. условие непрерывности плотности при  $z = h$ .

Сравнение формул (3.15) и (3.16) показывает, что сдвиговая неустойчивость дрейфовых течений способствует углублению ВКС во время конвекции, а диссипация замедляет развитие этого процесса.

Уравнение (3.15) можно преобразовать к виду более удобному для практического использования, заменив локальные производные температуры и солёности воды в ВКС с помощью уравнений (3.3) и (3.4):

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} = & \frac{1}{-\beta \alpha_s \frac{(S_0 - S_h)h}{H(1 - \alpha_s) + \alpha_s h} + \alpha \alpha_T \frac{(T_0 - T_h)h}{H(1 - \alpha_T) + \alpha_T h}} \times \\ & \times \left\{ \frac{c_1 h \sqrt{\beta}}{g} \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - c_3 \frac{\beta^{3/2}}{h g} - \right. \\ & \left. - \frac{q_0^T}{c_p \rho_0} \frac{\alpha (H - h)(1 - \alpha_T)}{H(1 - \alpha_T) + \alpha_T h} - \frac{q_0^S}{\rho_0} \frac{\beta (H - h)(1 - \alpha_s)}{H(1 - \alpha_s) + \alpha_s h} \right\} . \end{aligned} \quad (3.17)$$

В формуле (3.17) остались неопределёнными градиенты скорости течения на уровне  $z = h$ . Чтобы не усложнять задачу, последние находились из обычных стационарных уравнений дрейфовых течений

Экмана.

В результате нами получены две группы формул, которые позволяют рассчитывать эволюцию в течение суток элементов термохалинной структуры деятельного слоя океана во время формирования нового ВКС (в дневное время суток) и его заглубления (в ночное время), то есть воспроизводят суточный цикл элементов гидрологического режима.

Для реализации модели необходимо задавать начальные значения толщины ВКС, температуры и солёности воды в нем и на нижней границе деятельного слоя, а также потоки тепла, солей и количества движения через поверхность океана (либо рассчитывать их по заданным метеозлементам).

Практически расчет на один временной шаг выглядит следующим образом. Вначале по (3.7) рассчитывается толщина нового ВКС, которая сравнивается с исходной толщиной квазиоднородного слоя. Если новая толщина меньше исходной, то она принимается за исходную, и по (3.3) и (3.4) при  $q_h^T = 0$  и  $q_h^S = 0$  определяется изменение температуры и солёности воды в пределах ВКС. Ниже ВКС температура и солёность воды остаются неизменными.

В том случае, если новая толщина ВКС, найденная по (3.7), получилась больше начальной, изменение толщины ВКС определяется по (3.17). Затем по (3.3) и (3.4) вместе с (3.17) и (3.12) находится изменение  $T_0$  и  $S_0$ , и, наконец, по (3.8) рассчитываются профили температуры и солёности воды ниже ВКС. На следующем временном шаге описанные операции повторяются вновь. При этом в качестве начальных данных используются величины рассчитанные на предыдущем временном шаге.

Модель имеет ясный физический смысл и отражает основные закономерности суточного цикла эволюции термохалинной структуры верхнего слоя океана. Толщина ВКС, формирующегося в дневное время, тем больше, чем больше динамическое воздействие атмосферы. Она обратно пропорциональна потоку массы через поверхность. Поэтому при сильной облачности, которая, как было показано выше, существенно уменьшает величину потока тепла через поверхность, толщина ВКС днем больше, чем в солнечные дни. Конвективное перемешивание начинается, когда становится больше глубины термокомпенсации, скорость заглубления ВКС прямо пропорциональна интенсивности охлаждения и потоку солей через поверх-

ность (форм. 3.17). Кроме того углублению ВКС способствуют динамические факторы, а уменьшает скорость углубления диссипация энергии турбулентности. Влияние динамического фактора уменьшается по мере увеличения  $h$ . Скорость углубления ВКС тем меньше, чем сильнее выражена стратификация в сезонном термоклине, которая характеризуется в (3.17) разностью температуры и солености воды в ВКС и на нижней границе деятельного слоя.

Адекватность модели подтвердили и расчеты произведенные по уже проанализированным материалам наблюдений на многосуточной станции, выполненной на НИС "Нерей". Расчет начинался от 9 часов 25 мая. Все уравнения модели, кроме (3.7) являются обыкновенными дифференциальными уравнениями первого порядка. Для их интегрирования использовался метод Рунге-Кутты с автоматическим выбором шага. На поверхности океана задавались ежечасные значения потоков тепла и соли через нее и скорости ветра (рис.3.2, 3.5). Значение  $\alpha_T$  принималось в соответствии с [34], а  $\alpha_S$  по [73]. Температура и соленость воды на нижней границе деятельного слоя и ее положение задавалось по [78].

В результате удалось воспроизвести практически все особенности суточного цикла в поведении характеристик ВКС (рис.3.13). Верхний квазиоднородный слой поднимается по мере подъема солнца и достигает наименьшей толщины днем. В середине дня толщина ВКС меняется мало. К вечеру наблюдается постепенное заглубление ВКС. После захода солнца начинается конвективное перемешивание. Максимального развития толщина ВКС достигает к восходу солнца. В хорошем согласии с наблюдаемыми оказались и рассчитанные температура и соленость воды в ВКС.

### 3.3. Синоптическая изменчивость термохалинной структуры деятельного слоя океана

Важную роль в характеристике термохалинной структуры деятельного слоя океана играет ее изменчивость в синоптических масштабах, которая обусловлена изменчивостью интенсивности обмена энергией с атмосферой вследствие смены барической обстановки и прохождением синоптических вихрей в океане. Возмущения термохалинной структуры вследствие термодинамического воздействия атмосферы проявляется только в деятельном слое, а вихревые обра-

зования трансформируют вертикальные профили температуры и солености до глубин порядка 1-1,5 км. Рассмотрим по отдельности каждый из этих видов возмущений. Вначале проанализируем флуктуации характеристик деятельного слоя, вызванные атмосферными процессами.

Для анализа воспользуемся данными наблюдений на кораблях погоды "Рара" ( $50^{\circ}$ с.ш.,  $145^{\circ}$ з.д.), "November" ( $30^{\circ}$ с.ш.,  $140^{\circ}$ з.д.) и "Victor" ( $34^{\circ}$ с.ш.,  $164^{\circ}$ з.д.) в течение 24, 23 и 15 лет, приведенным в работах [35, 50]. Районы, в которых расположены корабли погоды, характеризуются разнообразными синоптическими условиями, что позволяет оценить реакцию океана на атмосферные воздействия в широком диапазоне их изменчивости. Динамическое воздействие атмосферы будем характеризовать величиной динамической скорости ( $v_*$ ), возведенной в куб. Напомним, что количество механической энергии, идущей на перемешивание в верхнем слое океана, пропорционально  $v_*^3$  [57].

В качестве показателей теплового воздействия атмосферы примем потоки солнечной радиации ( $Q_{\Sigma}^N$ ) и результирующий поток тепла через поверхность ( $q_o^T$ ). Реакцию океана будем проследивать по температуре поверхности океана и толщине ВКС. Как показывают наблюдения (рис.3.17), среднесуточные значения всех рассматриваемых характеристик колеблются около среднего значения в широких пределах в течение всего года.

Особенно большой изменчивости подвержена интенсивность динамического и теплового взаимодействия атмосферы и океана. На их колебания сильно реагирует толщина верхнего квазиоднородного слоя, изменчивость которой тоже очень велика. Более инерционной характеристикой является температура воды в верхнем квазиоднородном слое.

Обращает на себя внимание, что амплитуда короткопериодных колебаний среднесуточных величин имеет тот же порядок, что и амплитуда сезонного хода. Часто встречаются такие ситуации, когда в течение одного интенсивного воздействия атмосферы изменяется знак аномалии процесса в океане. Так, в начале осенне-зимнего сезона 1963 года на ст."Рара" температура воды верхнего квазиоднородного слоя была на  $2^{\circ}\text{C}$  теплей, а слой перемешивания на 10 м меньше, чем их климатические значения (рис.3.17, в, г.). В середине октября прошел сильный шторм, вызвавший интенсивное

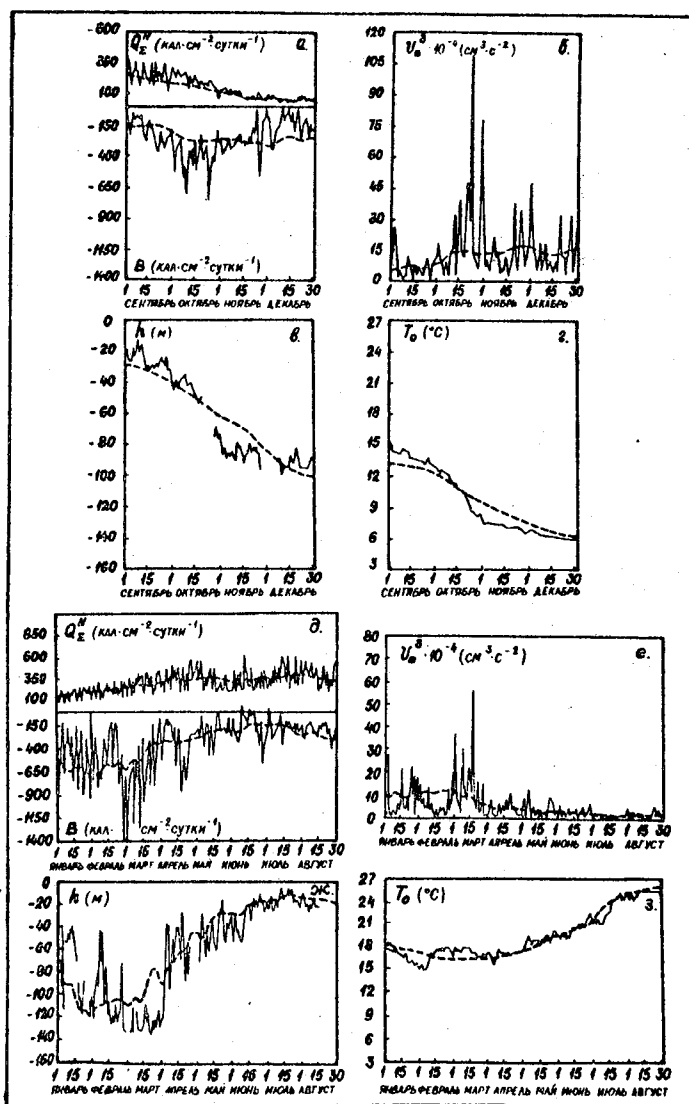


Рис. 3.17. Среднесуточные значения: а, д - солнечной радиации ( $Q_{\Sigma}^N$ ) и теплоотдачи с поверхности ( $B$ ); б -  $U_m^3$  по данным "Рара" в течение сезона 1963 г.; в, ж - толщина слоя перемешивания; г, з - температура поверхности океана; е -  $U_m^3$  по данным " " в течение 1959 г. Пунктирные линии - средние значения за 24 года [102, 103].

заглубление верхнего квазиоднородного слоя и понижение температуры воды в нем. С этого момента знаки аномалий температуры воды и толщины квазиоднородного слоя сменились на противоположные и в дальнейшем остались теми же до конца декабря.

Вообще в дальнейшем наблюдалось лишь незначительное понижение температуры воды и углубление верхнего квазиоднородного слоя, а в некоторых случаях даже его подъем. Таким образом, большая часть сезонных осенне-зимних изменений толщины ВКС и температуры воды в нем произошла в течении одного кратковременного воздействия атмосферы. Следует подчеркнуть, что влияние сильных факторов воздействия зависит от начального состояния океана. Значительная реакция океана 15 октября имела место из-за сравнительно теплого и мелкого ВКС. В более позднее время, когда глубина слоя перемешивания больше, ВКС приобретает большую инерционность, и количество интенсивных заглублений и охлаждения ВКС уменьшается даже при мощных воздействиях атмосферы. Так, имели место достаточно сильные воздействия атмосферы во второй половине ноября, в начале декабря, однако реакция океана не проявилась столь ярко.

Несколько иная картина наблюдается в весенне-летний период (рис.3.17, д, е, ж, з). Для него характерна большая подвижность рассматриваемых характеристик. Смена знаков аномалий происходит довольно часто.

Рассмотренные наблюдения иллюстрируют ту важную роль, которую играют сильные воздействия атмосферы в изменчивости термохалинной структуры верхнего слоя океана. В [102] такие воздействия названы явлениями. Причем, если они проявляются в колебаниях  $\psi$ , то их называют механическими явлениями, а воздействия, проявляющиеся в потоках тепла через поверхность, названы тепловыми явлениями. Интенсивность их будем характеризовать соотношением наблюдаемых значений и средних для данного момента времени.

Рассмотрим теперь как часто случаются подобные явления?

Таблица 3.2

Характеристика механических и тепловых явлений по данным кораблей погоды [102]  
(отношение  $v_*^3$  и  $q_o^T$  в явлениях к их средним значениям для данного времени больше 1.0).

|                                                               | Механическое явление |       |       | Тепловое явление |       |       |
|---------------------------------------------------------------|----------------------|-------|-------|------------------|-------|-------|
|                                                               | корабли погоды       |       |       | корабли погоды   |       |       |
|                                                               | " P "                | " N " | " Y " | " P "            | " N " | " Y " |
| продолжительность явлений (в %)                               | 36                   | 33    | 36    | 46               | 41    | 43    |
| доля полного потока механической энергии за время явления (%) | 70                   | 68    | 77    | 69               | 59    | 69    |
| доля общего охлаждения за время явления (%)                   | 56                   | 61    | 97    | 97               | 90    | 119   |
| $\Delta T_{явл} / \Delta T_{сез}$                             | 68                   | 57    | 85    | 83               | 78    | 91    |
| количество явлений за месяц                                   | 5.1                  | 4.4   | 3.8   | 4.4              | 4.3   | 3.8   |
| средняя продолжительность явлений (сутки)                     | 2.2                  | 2.3   | 2.9   | 3.2              | 2.8   | 3.6   |

В таблицах 3.2, 3.3 явление определяется как период в один или несколько дней, в течение которых атмосферные воздействия были больше, чем средние значения за этот день по данным многолетних наблюдений с отношением больше 1.0 в таблице 3.2 и больше 1.5 в таблице 3.3.

Анализ этих таблиц показывает, что для всех трех кораблей погоды закономерности атмосферного воздействия и реакции океана практически одинаковы. Механические явления (определяемые по  $v_*^3$ ) и тепловые (определяемые по  $q_o^T$ ) во времени очень непродолжительны (около 1/3 в таблице 3.3 всего времени) наблюдений. Однако именно в это время происходит поступление 2/3 (табл.3.2) и 1/2

Таблица 3.3

Характеристика механических и тепловых явлений по данным кораблей погоды [102]  
(отношение  $u_z^3$  и  $q_0^T$  в явлениях к их средним значениям для данного времени больше 1,5).

|                                                               | Механическое явление |     |     | Тепловое явление |     |      |
|---------------------------------------------------------------|----------------------|-----|-----|------------------|-----|------|
|                                                               | корабли погоды       |     |     | корабли погоды   |     |      |
|                                                               | "Р"                  | "Н" | "У" | "Р"              | "Н" | "У"  |
| продолжительность явлений (%)                                 | 22                   | 20  | 22  | 19               | 17  | 15   |
| Доля полного потока механической энергии за время явления (%) | 48                   | 44  | 55  | 34               | 30  | 33   |
| доля общего охлаждения за время явления (%)                   | 35                   | 37  | 71  | 45               | 46  | 63   |
| $\Delta T_{явл} / \Delta T_{сез}$                             | 50                   | 31  | 57  | 37               | 33  | 43   |
| количество явлений за месяц                                   | 2,4                  | 3,4 | 1,9 | 1,4              | 1,4 | 1,75 |
| средняя продолжительность явлений (сутки)                     | 2,8                  | 2,6 | 2,6 | 4,3              | 3,6 | 6,1  |

(табл.3.3) всей механической энергии в верхний слой океана при механических явлениях и более 2/3 (табл.3.2) и (табл.3.3) потерь теплосодержания в осенне-зимний период. Это приводит к тому, что более 2/3 общего сезонного охлаждения поверхности океана  $\Delta T_{явл} / \Delta T_{сез}$  происходит во время явлений. В течение месяца количество явлений не превосходит 4-5, а продолжительность составляет 2-3 дня каждого.

Таким образом, можно сделать вывод, что синоптические возмущения вносят значительный вклад в сезонную изменчивость характеристик деятельного слоя.

Отмеченные синоптические возмущения термохалинной структу-



ры верхнего слоя океана можно попытаться воспроизвести с помощью модели верхнего слоя, изложенной в предыдущем параграфе. Будем моделировать по материалам станции "Рара" (рис. 3.17) наиболее интересный период, когда происходила смена знака аномалий всех изучаемых характеристик с 15 по 31 октября 1963 года. При моделировании использовались среднесуточные значения потоков тепла через поверхность океана и динамической скорости, приведенные на рис. 3.17, а, б. Рассчитанные толщины ВКС сравнивались с фактическими (рис. 3.18). Удалось воспроизвести основную закономерность в поведении толщины ВКС, наблюдавшуюся в реальных условиях. Так с 15 по 23 октября произошло углубление ВКС всего на 8 метров. Следующие два дня (23-24 октября) ознаменовались сильным штормом, вызвавшим интенсивную теплоотдачу океана в атмосферу и значительный приток механической энергии в верхний слой океана. За эти два дня толщина ВКС углубилась на 16 метров. В последующие дни наблюдалось плавное углубление ВКС.

Наличие явлений связано, как правило, с прохождением глубоких циклонов. Следует отметить, что реакция термохалинной структуры деятельного слоя имеет в различных областях циклона свои особенности. Поскольку специальных полигонных измерений для исследования этой проблемы пока не проводилось, привлечем результаты математического моделирования реакции деятельного слоя на глубокий циклон, полученные в цикле работ Г.Г.Сутырина и А.П.Хаина [86].

Не останавливаясь подробно на самой модели, опишем результаты экспериментов по воспроизведению гидрологической структуры под действием 3-х тропических циклонов (Дейзи, Хильда, Инес) изложенные в статье [86].

В центральной области циклона, ограниченной примерно радиусом максимальных ветров, интенсивный апвеллинг, вызванный дивергенцией дрейфовых течений, преобладает над процессами вовлечения. В этой области толщина ВКС уменьшается. Ниже ВКС формируется скачок температуры, через который поступающая более холодная вода вовлекается в ВКС и перемешивается с поверхностными водами. Именно этот процесс приводит к эффективному охлаждению ВКС в этой области. Охлаждение ВКС вследствие теплоотдачи в атмосферу, несмотря на его достаточно большую интенсивность, существенно меньше понижения температуры за счет поступления

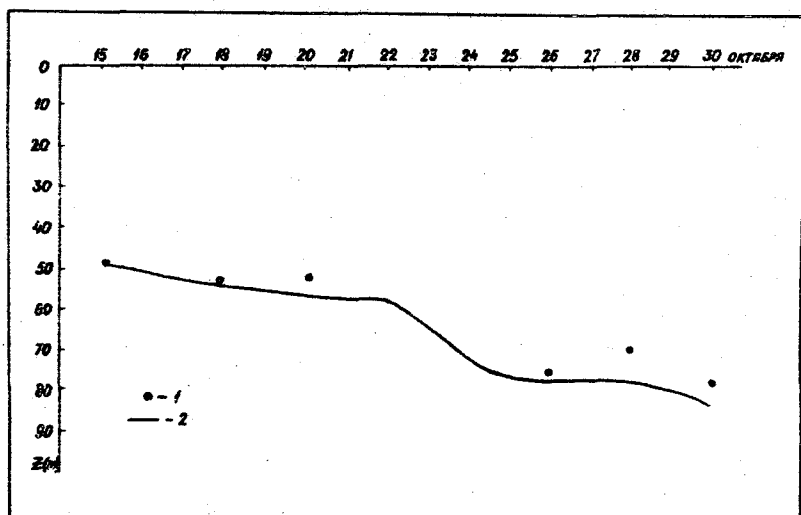


Рис. 3.18. Толщина верхнего квазиоднородного слоя на ст. "Пара" в 1963 г.: 1 - наблюдаемая; 2 - рассчитанная.

холодных вод при интенсивном апвеллинге. Дальше от центра (на расстоянии 2-3 радиусов максимальных ветров) апвеллинг существенно слабее, однако напряжение трения достаточно велико, чтобы интенсивное вовлечение приводило к быстрому заглублению ВИС, толщина которого достигает здесь максимальных значений.

С удалением от центра апвеллинг сменяется даунвеллингом. В этой области вертикальные движения малы. Охлаждение происходит вследствие вовлечения и теплоотдачи через поверхность.

Другим фактором, оказывающим существенное влияние на изменчивость термохалинной структуры в синоптическом масштабе являются синоптические вихри.

К настоящему времени выполнено достаточно много наблюдений на океанологических полигонах и большое число теоретических исследований динамики вод Мирового океана, в которых значительное место уделяется вопросу формирования и эволюции вихревых образований и обусловленной ими изменчивости гидрофизических полей. Это объясняется тем, что вихри, обладая большими запасами потен-

циальной и кинетической энергии [14,16], играют немаловажную роль в процессах трансформации гидрофизических полей океана, а во многих случаях полностью определяют гидрологическую структуру отдельных его районов. Мезомасштабные вихри обнаружены во многих районах Мирового океана. На картах распределения океанологических характеристик вихревые образования проявляются в виде замкнутых изолиний температуры, солености, плотности и гидрохимических характеристик.

Спутниковые данные, исследования, проведенные с судов путем гидрологических съемок на полигонах, показывают, что в океане можно выделить два типа мезомасштабных вихревых образований. Наиболее хорошо изучены вихри фронтального происхождения с диаметром несколько сот километров, возникающие при отделении меандров крупных течений вследствие их гидродинамической неустойчивости. Наиболее ярким примером в этом отношении могут служить фронтальные вихри (ринги) Гольфстрима, масштаб которых составляет 100-300 миль [15]. В настоящее время изучены особенности их динамики [68]. Справа от оси Гольфстрима (рис. 3.19) ринги имеют циклонический характер, а слева антициклонический (рис. 3.19).

Многочисленные исследования рингов и тщательная обработка полученного материала позволили выявить в общих чертах основные возмущения термохалинной структуры, возникающие при прохождении циклонических и антициклонических вихрей [11]. Особенно характерными являются вертикальные смещения изотерм, подъем или опускание сезонного и главного термоклинов в рингах Гольфстрима. Термохалинная структура "молодых" рингов отличается резко выраженным подъемом или опусканием слоя скачка. В процессе передвижения рингов и их взаимодействия с окружающими водами происходит уменьшение изгиба изопикнических поверхностей, в результате чего термохалинная структура ринга становится подобной структуре окружающих вод, и постепенно ринг теряет свою кольцеобразную форму.

Вихри, образовавшиеся из меандров Гольфстрима, имеют свои особенности и характеризуются значительными горизонтальными градиентами температуры, солености и давления. По своим термохалинным характеристикам и распределению их по вертикали они отличаются от окружающих ринг вод (рис. 3.20). Так на вертикальных профилях температуры и солености в ринге наблюдается слия-

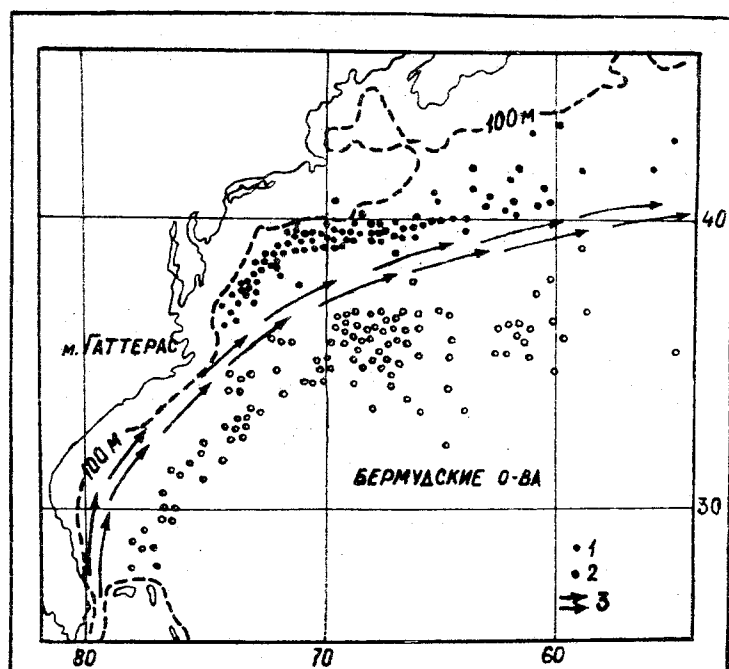


Рис.3.19. Положение центров вихрей Гольфстрима за период 1967-1976 г.г.

1 - антициклонические вихри; 2 - циклонические вихри; 3 - среднее многолетнее положение стрежня Гольфстрима [3] .

ние основного и сезонного термоклиннов, а промежуточного квази-однородного слоя, как в водах Саргассова моря, не наблюдается [77]. Распределение температуры на разрезах в циклоническом (рис.3.21,а) и антициклоническом (рис.3.21,б) рингах заметно отличается. Центральное ядро циклонического ринга содержит массу холодной воды с изотермами, поднимающимися примерно на 500 м выше их средней глубины в Саргассовом море и имеет вид купола холодных вод. Центральная часть антициклонического ринга имеет вид теплой воронки.

Второй тип вихревых образований, встречающийся и вне зоны мощных струйных течений - это вихри открытого океана, которые

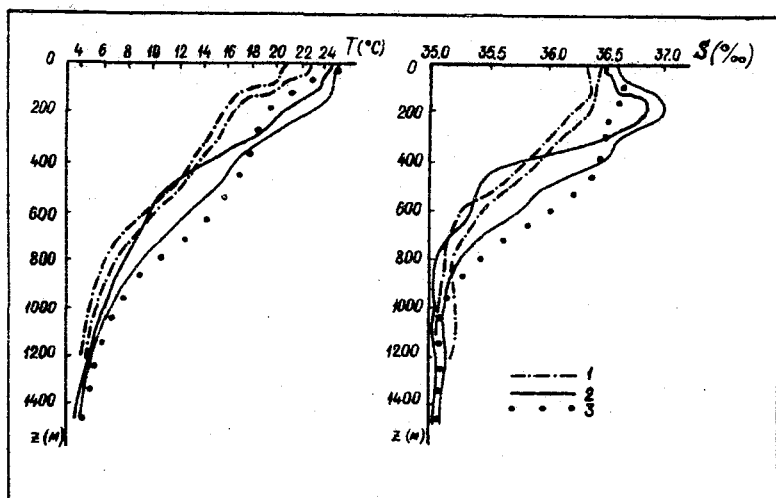


Рис. 3.20. Распределение температуры и солёности в ринге (1), индивидуальном циклоническом вихре (2) и в Сар-гассовом море среднее многолетнее (3) [77] .

наблюдаются в двух видах: взаимосвязанной системы вихревых образований с циклоническим и антициклоническим движением вод и индивидуальных циклонических вихрей. Индивидуальные циклонические вихри, наблюдавшиеся во время проведения полигонных наблюдений, могли иметь различное происхождение. Это были вихри, имеющие четко выраженный ринговый характер, с распределением гидрофизических характеристик, свойственным вихрям фронтального происхождения в стадии трансформации. Это могли быть и вихри, образовавшиеся по другим причинам. Основное внешнее отличие индивидуальных вихрей от системы вихревых образований заключается в их компактности, обособленности движения и значительной интенсивности.

Термохалинная структура индивидуального циклонического вихря отличается от таковой в рингах и в системе вихрей открытого океана. Причем это отличие носит как качественный, так и количественный характер (рис.3.20). В нем также как и в ринге отсутствует подповерхностный квазигоднородный слой 18-ти градусной воды вследствие слияния сезонного и основного термоклинов.

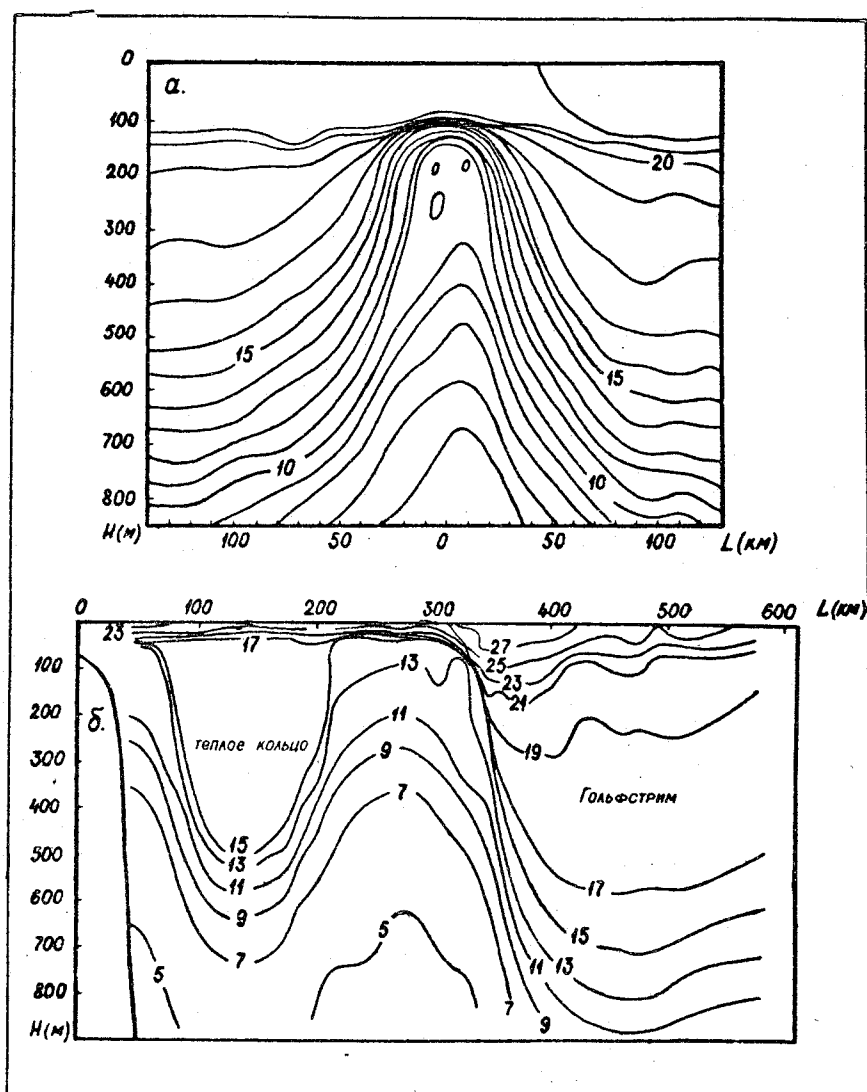


Рис. 3.2I. Распределение температуры на разрезе через циклонический (а) и антициклонический (б) вихри [107, 117].

Системы вихрей открытого океана представляют собой сложные вихревые поля, состоящие из последовательно чередующихся по знаку вращения образований. Горизонтальные размеры вихрей, входящих в системы вихревых образований открытого океана, -50-200 миль [77], причем циклонические вихри несколько больше антициклонических. Устойчивое циклоническое и антициклоническое движение в вихрях прослеживается до глубин порядка 1500-2000 м. Одновременно с передвижением вихрей происходит их трансформация - изменяется форма, горизонтальные и вертикальные размеры, орбитальные скорости движения воды, наклон вертикальной оси.

Наиболее существенные изменения в строении и эволюции океанских синоптических вихрей происходят в зимнее время при обычных для этого времени года штормовых ветрах. Исследования, проведенные на океанологических полигонах ПОЛИГОН - 70, МОДЕ и ПОЛИМОДЕ позволили достаточно хорошо изучить термохалинную структуру вихревых образований, входящих в систему вихрей открытого океана, в зависимости от их географического положения и времени жизни и сделать вывод о происходящей в них трансформации динамической и термохалинной структуры. В отличие от вихрей фронтального происхождения вихри открытого океана по своим  $T, S$  - характеристикам не отличаются от окружающих вод. Горизонтальное движение в синоптических вихрях открытого океана сопровождается хорошо выраженным подъемом или опусканием вод по всей глубине вихря. В циклоническом вихре наблюдается куполообразное искривление изотермических поверхностей. В антициклонических вихрях происходит опускание вод и чашеобразный изгиб изотерм. Различия в глубине залегания изотерм главного термоклина в циклонических и антициклонических вихрях достигают 200 м. На разрезах через вихрь ярко выражена двухслойная структура с опусканием или подъемом изолиний температуры, солености и плотности (рис.3.22). Подобная картина вертикальной структуры вихрей открытого океана отражена и в других работах (например, [48]), в которых также показаны обычные для вихревых образований подобного типа картины расположения изотерм: подъем изотерм в циклоне и опускание в антициклоне. В вихрях с разными знаками вращения вод наблюдается зеркально-симметричный изгиб изотерм главного термоклина по отношению к чашеобразному или куполообразному изгибу изотерм в сезонном термоклине (рис.3.22). На

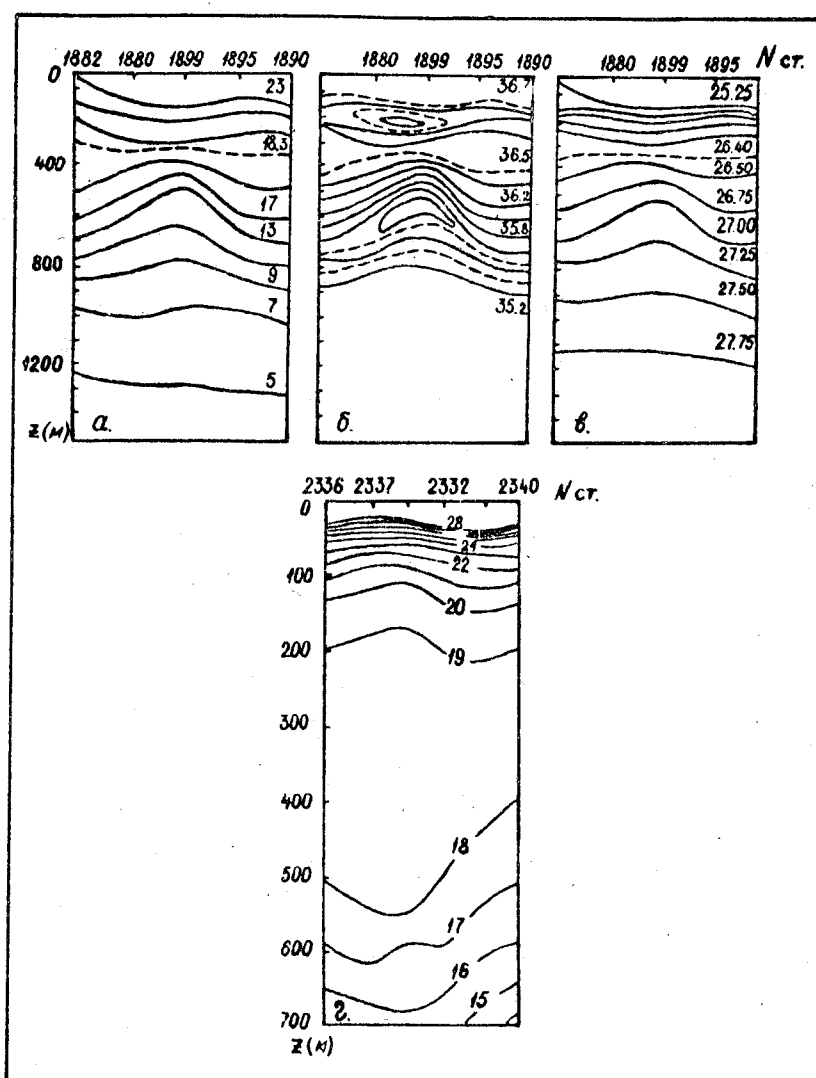


Рис. 3.22. Распределение температуры (а), солёности (б) и условной плотности (в) в циклоническом вихре [65] и температуры (г) в антициклоническом вихре [95].



нижней границе в антициклоническом вихре они вогнуты, а на верхних горизонтах - выпуклы. Таким образом, в вихрях этого вида имеет место линза воды с температурой около  $18^{\circ}$ .

В циклоническом вихре при общей выпуклости изотерм наблюдается уменьшение слоя 18-ти градусной воды. Следовательно, в циклоническом вихре подъем глубинных вод приводит к уменьшению толщины верхнего перемешанного слоя и к увеличению вертикальных градиентов в сезонном термоклине. В антициклоническом вихре, с его нисходящими движениями, формирование слоя скачка происходит на большей глубине и с меньшими градиентами в термоклине (рис. 3.23). В холодном циклоническом вихре структура температурного поля более всего изменяется по отношению к невозмущенному состоянию в слое, находящимся непосредственно под сезонным термоклинном. От периферии к центру вихря вертикальный градиент температуры увеличивается. Для антициклонического (теплого) вихря характерно опускание нижней границы сезонного термоклина без существенной трансформации градиента температуры в слое под сезонным термоклинном [22]. Таким образом, при возмущении гидрофизических полей в океане вихревыми образованиями наблюдаются положительные аномалии температуры в основном термоклине в антициклонических и большие отрицательные - в циклонических вихрях.

Синоптические неоднородности в поле температуры наиболее ярко выделяются по вертикальному распределению величин теплосодержания. В работе [9] по материалам нескольких рейсов НИС "Академик Вернадский" было вычислено теплосодержание слоев воды от поверхности до глубины 1500 м и получены данные о распределении запаса тепла с глубиной в вихревых образованиях различного типа. Аномалии теплосодержания деятельного слоя (0-200 м) и слоя 200 - 1500 м, обусловленные синоптической изменчивостью, не всегда совпадают по знаку. Циклонические вихри часто сопровождаются увеличением теплосодержания деятельного слоя, а антициклонические - уменьшением. Иная картина наблюдается в слое 200-1500 м.

Рассмотренные нами вихревые образования: ринги Гольфстрима, синоптические вихри открытого океана, индивидуальные циклонические вихри наблюдались в северной части Атлантического океана. Подобные вихревые образования встречаются и в других районах Мирового океана. Вихри фронтального происхождения формируются в результате меандрирования не только Гольфстрима, но и других мощ-

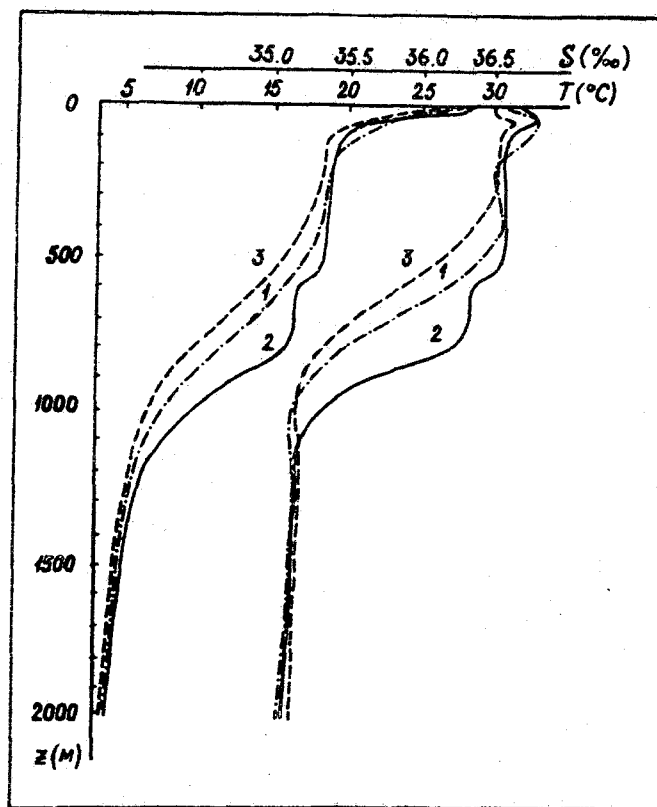


Рис. 3.23. Распределение температуры и солености в Саргас - совом море (1), антициклоническом (2) и циклоническом (3) вихрях [8].

ных течений (например, Куроисио, Калифорнийское и др.) [64].

Обнаружены вихревые образования не только в океане, но и в некоторых внутренних морях, например, Балтийском, Черном. Возможными механизмами формирования вихревых образований в морях могут служить меандрирование течений, подобно формированию вихрей Гольфстрима, и совместный эффект действия ветра и топографии дна. Вихревые образования в море также существенно трансформируют тер-

мохалинную и динамическую структуру в районе прохождения вихря, несмотря на то, что их интенсивность имеет гораздо меньшие масштабы, чем в океане.

Наряду с адвективными процессами, поступлением солнечной энергии, вихревые образования различных типов существенно трансформируют термохалинную и динамическую структуру бароклинного слоя океана. Причем, если влияние притока тепла через поверхность существенно лишь для верхнего слоя, то перенос тепла вихревыми возмущениями в океане сказывается на формировании океанологических полей до глубин порядка 2000 метров и более, т.е. во всей толще океана, захваченной вихревым образованием. С глубиной относительный вклад возмущений, вызванных вихревыми образованиями, в изменчивость температуры и солености возрастает.

Подводя итог изложенному выше, следует отметить чрезвычайно большую изменчивость гидрометеорологических характеристик на суточном и синоптических масштабах. Амплитуды этих колебаний соизмеримы с амплитудами сезонной изменчивости. В связи с этим суточная и синоптическая изменчивость по отношению к сезонной выступает в виде "синоптической турбулентности", и ее надо учитывать при исследовании сезонного хода характеристик термохалинной структуры.

## ГЛАВА 4. СЕЗОННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ТЕРМОХАЛИННОЙ СТРУКТУРЫ ОКЕАНА

### 4.1. Сезонная изменчивость термохалинной структуры деятельного слоя океана, как результат локального взаимодействия океана и атмосферы

Сезонная изменчивость океанологических полей, создаваемая годовым ходом солнечной радиации и состоянием атмосферы, изучена лучше, чем другие виды изменчивости.

Внутригодовая изменчивость вертикального распределения температуры и солености прослеживается в пределах всей толщи верхнего слоя океана с различной амплитудой годовых колебаний (рис. 4.1). При этом термохалинная структура от сезона к сезону претерпевает существенные изменения, которые являются следствием целого ряда факторов, оказывающих непосредственное влияние на формирование и эволюцию вертикальной структуры верхнего слоя океана. Изменения температуры и солености в этом слое происходят неравномерно. Наибольшая изменчивость наблюдается в самом верхнем перемешанном и наиболее подверженном воздействию локальных механизмов слое. Здесь основную роль в изменчивости температуры играют колебания величин потоков тепла и количества движения через поверхность океана, а для солености — колебания влагообмена с атмосферой, речного стока, интенсивности таяния льда летом и ледообразования в осенне-зимний период. Изменения гидрофизических характеристик в сезонном термоклизе связано в первую очередь с сезонными изменениями радиационных и метеорологических факторов, а также с динамическими особенностями региона. В главном термоклизе колебания температуры и солености от сезона к сезону существенно меньше, хотя в некоторых районах Мирового океана значительные колебания температуры могут наблюдаться и ниже деятельного слоя вследствие сезонной изменчивости горизонтальной и вер-

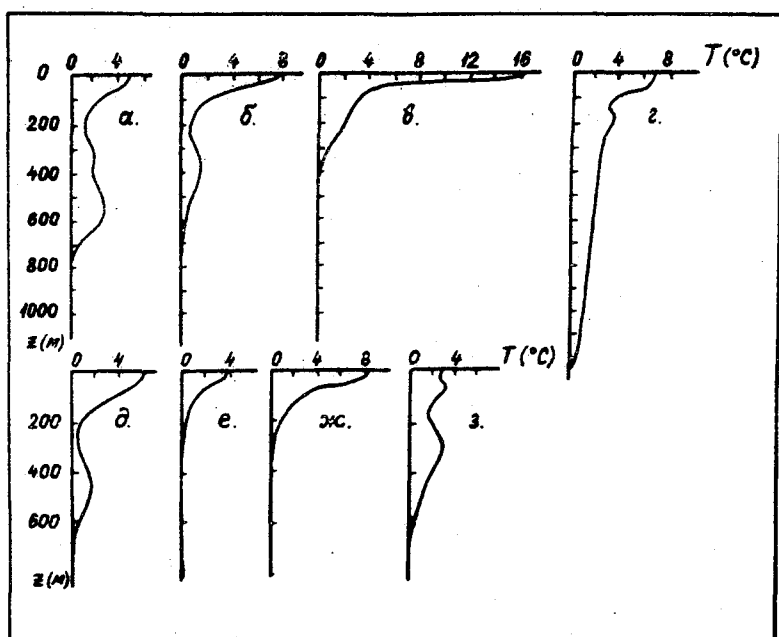


Рис. 4.1. Амплитуда годовых колебаний температуры воды на различных горизонтах [60]: а -  $20^{\circ}$ с.ш.,  $120^{\circ}$ в.д.; б -  $25^{\circ}$ с.ш.,  $130^{\circ}$ в.д.; в -  $40^{\circ}$ с.ш.,  $150^{\circ}$ в.д.; г -  $35^{\circ}$ с.ш.,  $155^{\circ}$ в.д.; д -  $25^{\circ}$ с.ш.,  $115^{\circ}$ з.д.; е -  $30^{\circ}$ с.ш.,  $120^{\circ}$ з.д.; ж -  $50^{\circ}$ с.ш.,  $145^{\circ}$ з.д.; з -  $20^{\circ}$ с.ш.,  $155^{\circ}$ з.д.

тикальной циркуляции. Так в районах интенсивных течений (рис.4.1, а,г,д,з), подверженных сезонной изменчивости, колебания температуры имеют значительную амплитуду и на глубинах 500-600 м ( $2-3^{\circ}\text{C}$ ) и даже на глубинах до 1000 м.

Анализ вертикального распределения и изменчивости гидрофизических характеристик позволяет предположить постоянное наличие элементов крупномасштабной структуры океана (верхнего квазиоднородного слоя, сезонного и главного термоклинов).

В зависимости от сезонных колебаний притока тепла и его широтного распределения наблюдаются и сезонные изменения толщины верхнего квазиоднородного слоя (рис. 4.2). Наибольшие сезонные изменения этого слоя имеют место в высоких и средних широтах, где амплитуда годовых колебаний притоков тепла составляет  $150 - 300 \text{ кал/см}^2 \cdot \text{сут}$ , и конвективное перемешивание в период охлажде -

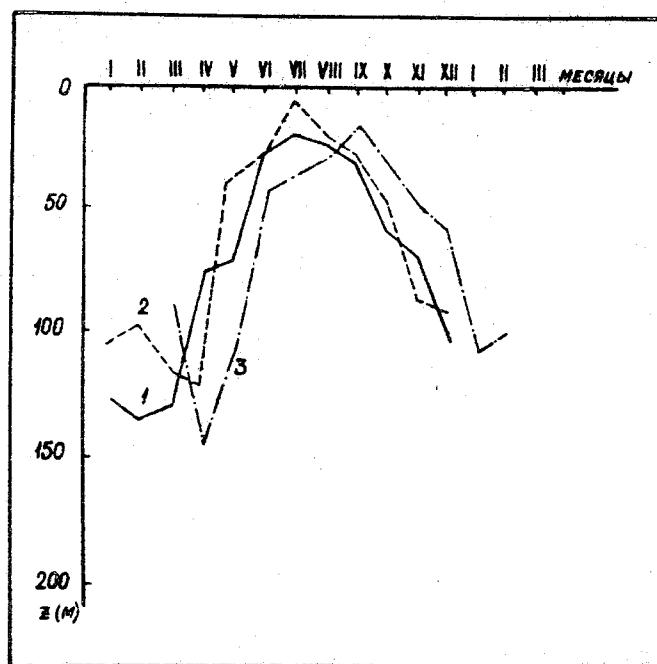


Рис. 4.2. Толщина квазиоднородного слоя: 1 - ст. "Рара " 1963 г.; 2 - ст. "Рара " 1965 г.; 3 - ст. "November" 1967-1968 г.

ния достигает глубин более 500 м. В весенне-летний период поверхностный квазиоднородный слой поднимается до глубин 10-25 м [6, 52, 98, 101]. В тропической части океана он подвержен значительно меньшими колебаниям от сезона к сезону вследствие незначительных изменений потоков тепла и стабильности пассатов [34, 52].

Зарождение сезонного термоклина на большей части акватории Мирового океана начинается с момента прогрева верхнего слоя, и своего максимального развития он достигает в высоких широтах ( $50^{\circ}$ - $70^{\circ}$ ) в августе и несколько ранее - в низких.

Летом сезонный термоклин устойчив на всех широтах. Глубина его залегания может изменяться от 40 до 100 метров. Нарушение зональности в отдельных районах вызывается в основном адвективными процессами. В зимний период в высоких широтах за счет конвективного перемешивания сезонный термоклин практически отсут-

вует и наблюдается лишь на широтах менее  $30^{\circ}$ . Постоянно в течение года сезонный термоклин отмечается в приэкваториальных широтах.

Беличины градиентов температуры и солёности в главном термоклизе сравнительно мало меняются от сезона к сезону, хотя его верхняя и нижняя границы могут изменяться в пределах 100-300 м. В изменчивости его нижней границы хорошо прослеживается заглубление ее с юга на север.

В литературе имеется несколько обобщений натуральных наблюдений за пространственной и временной изменчивостью характеристик верхнего слоя океана [6, 34, 91, 98, 101]. Однако в связи с малым количеством наблюдений, положенных в их основу, надежность последних недостаточна. Например, расхождения между различными источниками для одной точки и одного момента времени по толщине квазиоднородного слоя могут достигать сотен процентов.

Следует отметить, что почти совсем не исследован вопрос о роли изменчивости солёности в формировании изменчивости структуры деятельного слоя. Однако выделить роль солёности из всего многообразия действующих факторов, имея только данные наблюдений, не удастся. Наилучшим образом это можно сделать, комбинируя анализ натуральных данных с математическим моделированием изменчивости термохалинной структуры. При построении модели надо иметь в виду, что большое влияние на сезонную эволюцию оказывают процессы синоптических и более короткопериодных масштабов.

Закономерности изменчивости с такими масштабами весьма сложны. В связи с этим одновременное описание в модели сезонной изменчивости и процессов более мелких масштабов в настоящее время является вряд ли выполнимой задачей. Вместе с тем влияние последних на сезонную изменчивость настолько велико, что их следует учитывать. Сделать это можно путем параметризации короткопериодной изменчивости, основанной на анализе эмпирических данных. В предложенной ниже параметризации используется следующая стилизованная мгновенная структура деятельного слоя океана [40]:

а) Верхний слой заполнен полностью турбулизированной перемешанной жидкостью. Процессы обмена в нем обусловлены турбулентными пульсациями, интенсивность которых мало меняется по вертикали. Вследствие развитой турбулентности в этом слое происходит почти полное выравнивание вертикального распределения температу-

ры и солености воды.

б) Ниже турбулизированной жидкости располагается слой, в котором жидкость не является турбулентной. Процессы обмена теплом и солями определяются здесь молекулярным механизмом.

в) Турбулизированная жидкость отделяется от нетурбулизированной четкой границей. Положение этой границы характеризуется сильной изменчивостью во времени, причем амплитуда ее колебаний в течение суток и более соизмерима с толщиной перемешанного слоя жидкости. Существование такой мгновенной термохалинной структуры подтверждают данные натурных наблюдений (рис.4.3,4.4).

Рассмотрим теперь осредненную за время  $\Pi$  картину. В этом случае в деятельном слое можно выделить три области. Верхний слой, от поверхности океана до минимальной за период осреднения глубины проникновения перемешанной жидкости, заполнен в течение всего периода турбулизированной водой, поэтому градиенты температуры и солености воды здесь в течение всего периода осреднения равны нулю. При анализе осредненных профилей температуры и солености воды этот слой будем называть квазиоднородным. Здесь и в дальнейшем под осредненными профилями будем понимать профили, построенные по значениям температуры и солености воды, найденным на каждом уровне как среднеарифметическое за время, равное периоду осреднения  $\Pi$ .

Вторая область располагается от минимальной до максимальной (за период осреднения) глубины распространения турбулизированной жидкости. На каждом уровне этого слоя в течение периода осреднения жидкость может быть либо турбулентна, либо нет, т.е. турбулентность имеет в этой зоне перемежающийся характер. Градиенты температуры и солености воды в этом слое в течение периода  $\Pi$  равны нулю, когда жидкость турбулизирована, и отличны от нуля в остальные моменты времени. Поэтому на осредненных профилях наблюдаются значительные вертикальные градиенты температуры и солености воды.

Ниже области с перемежающейся турбулентностью располагается зона, которой турбулизированная жидкость не достигает в течение всего периода осреднения. В этой области в течение всего периода  $\Pi$  находится нетурбулизированная жидкость.

На осредненных профилях температуры и солености воды зоне с перемежающейся турбулентностью и области с нетурбулизированной



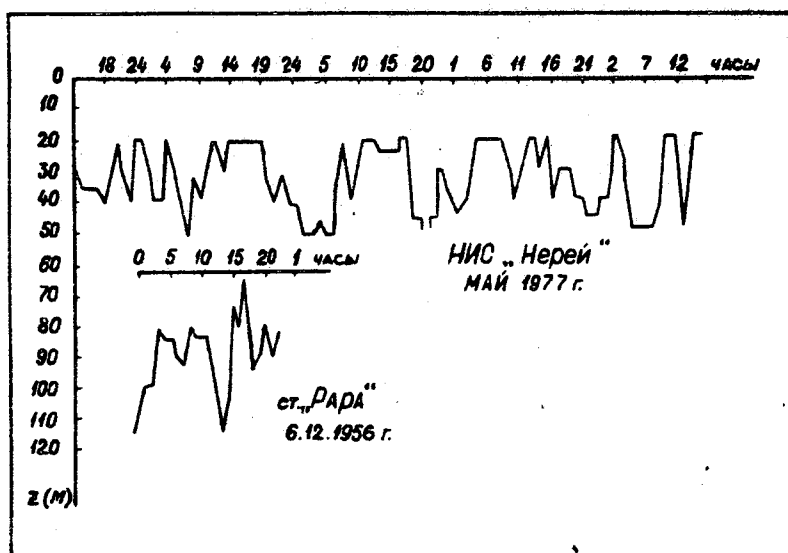


Рис. 4.3. Толщина квазиоднородного слоя по данным ежечасных наблюдений.

жидкостью соответствует сезонный термоклин.

Сформулируем теперь модель сезонной эволюции термохалинной структуры деятельного слоя, основанную на выдвинутых предположениях. Эволюцию осредненных (за промежуток времени не менее синоптического периода) температуры и солёности воды в пределах ВКС будем описывать уравнениями (3.3) и (3.4).

Для определения потоков тепла и солей через нижнюю границу квазиоднородного слоя используем уравнения диффузии тепла и солей, проинтегрированные в пределах сезонного термоклина (от  $h$  до  $H$  - глубины деятельного слоя) в предположении, что толщина квазиоднородного слоя есть функция времени, а  $H$  во времени постоянна и на уровне  $z = H$   $q_H^T = q_H^S = 0$ :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_h^H T dz + \frac{\partial h}{\partial t} T_0 = \frac{q_h^T}{c_p \rho_0}, \quad (4.1)$$

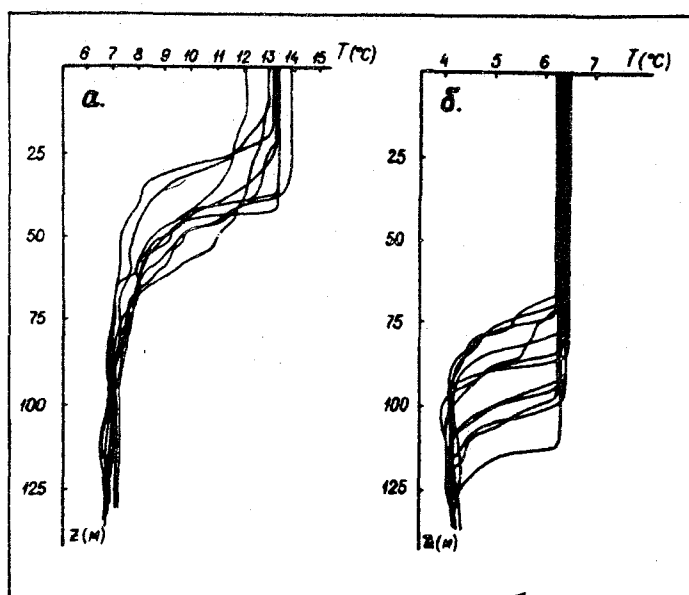


Рис. 4.4. Суточная изменчивость температуры воды в верхнем слое океана на ст. "Пара": а - 15.06.1956 г.; б - 6.12.1956 г.

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_h^H S dz + \frac{\partial h}{\partial t} S_0 = \frac{q_h^s}{\rho_0}. \quad (4.2)$$

Введем понятие средней температуры ( $\bar{T}$ ) и солености ( $\bar{S}$ ) воды в сезонном термокLINE:

$$\bar{T} = \frac{1}{H-h} \int_h^H T dz, \quad \bar{S} = \frac{1}{H-h} \int_h^H S dz.$$

Тогда уравнения 4.1 и 4.2 можно переписать в таком виде:

$$\frac{\partial h}{\partial t} (T_0 - \bar{T}) + \frac{\partial T}{\partial t} (H-h) = \frac{q_h^T}{c_p \rho_0}, \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial h}{\partial t}(S_0 - \bar{S}) + \frac{\partial \bar{S}}{\partial t}(H - h) = \frac{q_h^s}{\rho_0} \quad (4.4)$$

Для замыкания системы воспользуемся уравнением баланса энергии турбулентности, проинтегрированным в пределах ВКС (3.6). Подстановка в него выражений для потоков тепла и солей через нижнюю границу ВКС (4.3) и (4.4) дает:

$$\frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{\alpha(T_0 - \bar{T}) - \beta(S_0 - \bar{S})} \left[ \frac{2(1-\delta)G}{gh} - \frac{\alpha q_0^T}{c_p \rho_0} + \frac{\beta q_0^s}{\rho_0} - (H-h) \left( \alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} - \beta \frac{\partial \bar{S}}{\partial t} \right) \right] \quad (4.5)$$

Проанализируем полученное уравнение. Знаменатель перед квадратной скобкой  $\alpha(T_0 - \bar{T}) - \beta(S_0 - \bar{S})$  представляет собой разность между средней плотностью в квазиоднородном слое и плотностью воды в сезонном термоклине. Знак его всегда положителен, поскольку океан в целом стратифицирован устойчиво.

Усиление скорости ветра над поверхностью океана приводит к увеличению первого члена в квадратной скобке (всегда положительного), а, следовательно, к углублению квазиоднородного слоя. Зависимость скорости изменения толщины квазиоднородного слоя от скорости ветра тем больше, чем меньше  $h$ .

Положительный поток тепла, поступающий к поверхности, вызывает уменьшение глубины залегания квазиоднородного слоя, причем, чем больше поток, тем быстрее уменьшается  $h$ . Отрицательный поток тепла ведет к углублению квазиоднородного слоя.

Положительный поток соли к поверхности океана, что бывает, когда испарение превышает осадки, ведет к углублению квазиоднородного слоя, а превышение осадков над испарением влечет за собой уменьшение толщины перемешанного слоя. Чем больше тепла из квазиоднородного слоя при прогреве поверхности океана проникает в сезонный термоклин  $(\partial \bar{T} / \partial t) > 0$ , тем скорее уменьшается его толщина. При охлаждении поверхности океана уменьшение сред-

ней температуры сезонного термоклина  $(\partial \bar{T} / \partial t) < 0$  способствует росту толщины квазиоднородного слоя. Обратные эффекты дает изменение средней солености сезонного термоклина. Влияние на скорость изменения  $h$  эволюции осредненных значений температуры и солености воды в сезонном термоклизе проявляется больше при больших глубинах квазиоднородного слоя.

Все отмеченные закономерности скорости изменения толщины квазиоднородного слоя проявляются тем ярче, чем слабее стратифицирован океан, т.е. чем меньше разность между средней плотностью в сезонном термоклизе и плотностью воды в квазиоднородном слое. Поэтому, кривая годового хода толщины квазиоднородного слоя (рис. 4.5) имеет несимметричный характер.

К концу охлаждения  $h$  достигает максимальной величины. Стратификация океана к этому моменту становится близкой к нейтральной (разность  $\bar{\rho} - \rho_0$  мала). С начала прогрева толщина квазиоднородного слоя быстро уменьшается и летом меняется мало. После момента максимального прогрева начинается углубление квазиоднородного слоя. Океан в это время сильно стратифицирован (разность  $\bar{\rho} - \rho_0$  велика), и углубление квазиоднородного слоя происходит медленно (рис. 4.5).

Порядки величин всех членов уравнения (4.5), заключенных в квадратные скобки, в среднем одинаковы, однако, в зависимости от времени года или географического положения одни члены уравнения могут становиться больше, другие меньше. Очевидно, что роль динамических факторов уменьшается с ростом квазиоднородного слоя, поскольку в первом члене квадратных скобок, учитывающем поступление механической энергии от ветра,  $h$  стоит в знаменателе. В осенне-зимний период, когда  $h$  велико, преобладающее влияние на скорость изменения толщины квазиоднородного слоя оказывают потоки тепла и солей через поверхность океана. Эти потоки (в скобках уравнения (4.5) второй и третий члены) представляют собой вместе выражение для потока массы через поверхность океана ( $q_0^p$ ):

$$q_0^p = \beta q_0^s - \alpha \frac{q_0^T}{c_p}, \quad (4.6)$$

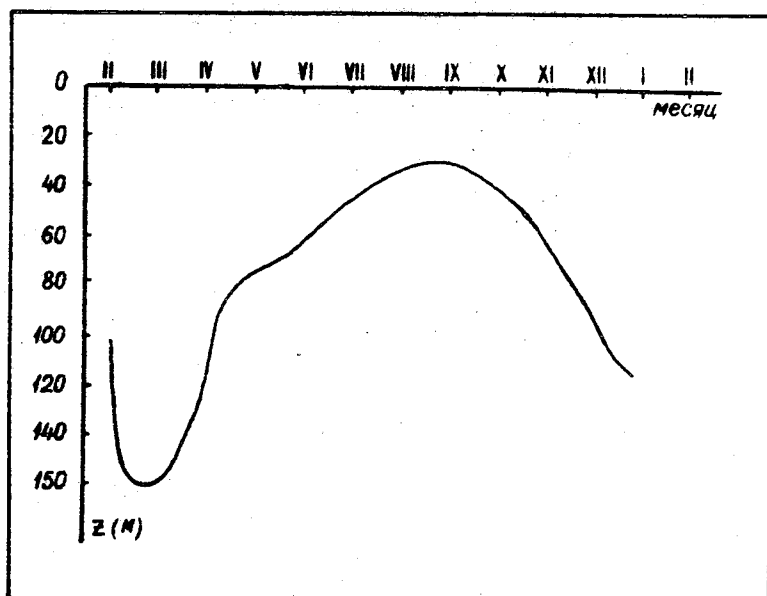


Рис. 4.5. Рассчитанная толщина квазиоднородного слоя в точке с координатами  $55^{\circ}$ с.ш.,  $55^{\circ}$ з.д.

где  $q_0^s = (E - P)S_0$  ;  $E$  ,  $P$  - скорости испарения и выпадения осадков.

При  $q_0^s > 0$  в верхнем слое создаются условия для формирования неустойчивой стратификации, развития свободной конвекции и интенсивного перемешивания. При  $q_0^s < 0$  происходит прогрев поверхности океана или же распреснение вод осадками.

Расчеты  $q_0^s$  были выполнены П.П.Провоторовым для северной части Атлантического океана [44]. При этом использовались данные о скорости выпадения осадков и скорости испарения, любезно представленные сотрудниками ГГО Л.М.Шереметовой и Л.А.Строкиной. Значения теплового баланса выбирались из Атласа [2]. Годовые суммы  $q_0^s$  (рис.4.6) варьируют в пределах от 42 до 22 г/см<sup>2</sup>·год. Ядра экстремальных значений локализуются у истоков Гольфстрима и у берегов Африки. Отрицательные значения  $q_0^s$  распространены в тропической зоне и в отдельных районах, примыкающих к побережью Африки и Европы. Годовой цикл изменений  $q_0^s$  зеркально

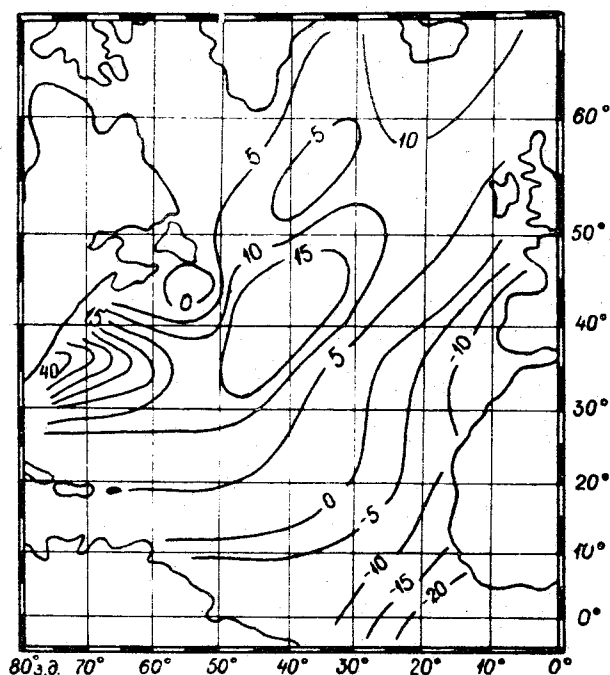


Рис. 4.6. Годовые суммы потока массы ( $q_0^s$  г/см<sup>2</sup>·год) через поверхность океана.

подобен циклу теплового баланса. Амплитуда годового хода  $q_0^s$  (рис.4.7) максимальна в районе истоков течения Гольфстрима и минимальна у побережья Африки. Заметные отклонения от "теплового" цикла прослеживаются в высоких и низких широтах, где не сбалансированы осадки и испарения. Интересно проследить распределение отношения  $\delta_N = |(gq_0^s/\rho_0)/(\alpha q_0^T/c_p \rho_0)|$  характеризующего относительный вклад солёности в формирование плотностной структуры деятельного слоя. Отношение  $\delta_N$  достаточно велико во все сезоны года. Зимой (рис.4.8,а) максимум  $\delta_N$  сосредоточен в зоне от 5°с.ш. до 20°с.ш., а к северу и югу от этой зоны наблюдается его уменьшение. Вторичный максимум находится на северо-западе бассейна. Летом (рис.4.8,б) значения  $\delta_N$  меньше. Максимум его располагается на юго-западе (от 10°с.ш. до 20°с.ш.). Отмеченные

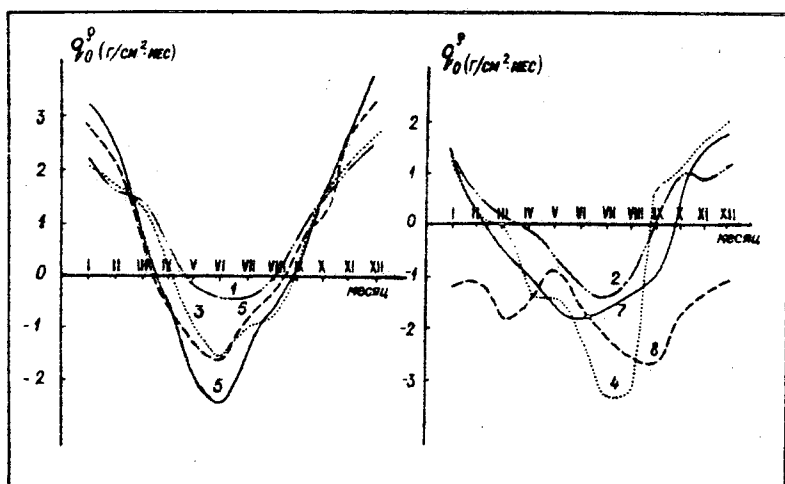


Рис. 4.7. Изменение потока массы ( $q_0^p$ ) у поверхности океана в точках с координатами: 1 -  $65^\circ$ с.ш.,  $15^\circ$ з.д.; 2 -  $55^\circ$ с.ш.,  $55^\circ$ з.д.; 3 -  $55^\circ$ с.ш.,  $15^\circ$ з.д.; 4 -  $45^\circ$ с.ш.,  $55^\circ$ з.д.; 5 -  $25^\circ$ с.ш.,  $75^\circ$ з.д.; 6 -  $25^\circ$ с.ш.,  $55^\circ$ з.д.; 7 -  $25^\circ$ с.ш.,  $25^\circ$ з.д.; 8 -  $5^\circ$ с.ш.,  $15^\circ$ з.д.

закономерности в изменчивости  $\delta_n$  свидетельствуют о значительном вкладе вариаций солёности в формирование структуры деятельного слоя.

Расчет характеристик квазиоднородного слоя нельзя осуществить обособленно от процессов в сезонном термоклине, поскольку квазиоднородный слой и сезонный термоклин непрерывно обмениваются механической энергией, теплом и солями. В полученных нами формулах этот обмен учитывается изменениями толщины квазиоднородного слоя и средних температур и солёности воды в сезонном термоклине.

Для расчета осредненного вертикального распределения температуры и солёности воды ниже квазиоднородного слоя воспользуемся уравнениями диффузии тепла и соли:

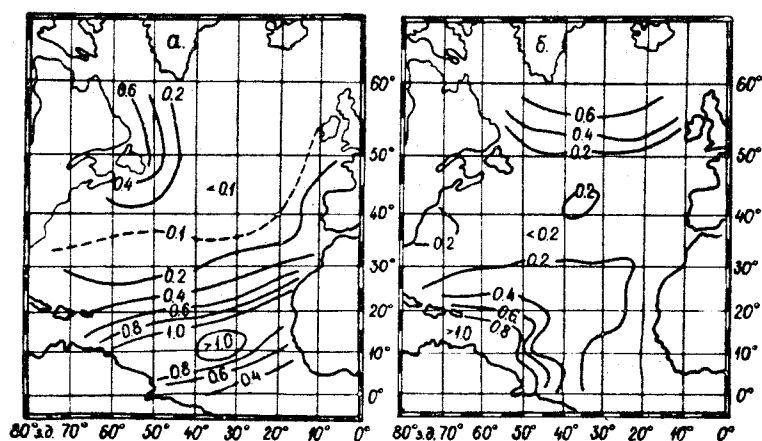


Рис. 4.8. Распределение отношения  $\delta_n = |(\rho q_0^s / \rho) / (\alpha q_0^T / c_p \rho)|$ :  
а - февраль ; б - август

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa^T \frac{\partial T}{\partial z} , \quad (4.7)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa^S \frac{\partial S}{\partial z} , \quad (4.8)$$

при следующих условиях

$$t = 0 \quad T = T(z) , \quad S = S(z) , \quad (4.9)$$

$$z = h \quad T = T_0 , \quad S = S_0 , \quad (4.10)$$

$$z = H \quad T = T_H , \quad S = S_H . \quad (4.11)$$

где  $T_H$  ,  $S_H$  - температура и соленость воды на нижней границе деятельного слоя;  $\kappa^T$  ,  $\kappa^S$  - коэффициенты обмена теплом и солями.

Для определения  $\kappa^T$  и  $\kappa^S$  привлечем соображения о перемежающемся характере турбулентности в этой области, изложенные выше. Такой режим удобно характеризовать коэффициентом перемежаемости  $F$ . Последний можно определить на каждом уровне ниже  $h$  как отношение длительности промежутка времени, в течение которого



до этого уровня распространяется перемешанный слой, ко всему периоду осреднения. Следовательно,  $F=1$  в квазиоднородном слое и  $F=0$  на уровнях, до которых турбулизированная жидкость не проникает в течение всего периода осреднения.

В слое  $h$ , где интенсивность пульсаций мало меняется по вертикали, коэффициент турбулентного обмена количеством движения ( $\kappa$ ) будем полагать постоянным. Тогда из соображений размерности для турбулизированной жидкости, в которой стратификация близка к нейтральной

$$\kappa = \kappa^T = \kappa^S = c_1 \sqrt{c_2} h \sigma_*, \quad (4.12)$$

где  $c_1 = 5.0$ ,  $c_2 = 0.87$  - эмпирические константы, численное значение которых взяты из работы [23]. На горизонтах, где турбулентность имеет перемежающийся характер и ниже

$$\kappa^T = \kappa F + \lambda^T, \quad \kappa^S = \kappa F + \lambda^S, \quad (4.13)$$

где  $\lambda^T$ ,  $\lambda^S$  - коэффициенты молекулярного обмена теплом и солями.

Для определения вида функции  $F$  в зависимости от вертикальной координаты необходимо проследить за изменениями во времени в течение всего периода осреднения глубины распространения турбулизированного слоя жидкости в сезонном термоклине. Обнаружить турбулизированный слой на мгновенных профилях можно по равенству нулю в нем вертикальных градиентов температуры и солёности воды. Нами были использованы ежечасные батитермографные данные, полученные на океанологической станции "Рара" и наблюдения в Северной Атлантике на НИС "Нерей". Обработка их позволила с дисперсией  $\sigma^2 = 0,00084$  аппроксимировать зависимость коэффициента перемежаемости от безразмерной вертикальной координаты  $x = (z-h)/h$ , ( $z \geq h$ ) функцией ошибок Гаусса  $\operatorname{erfc} x = 1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-x^2} dx$  (рис.4.9). Поскольку использовались данные наблюдений, выполненные в различные годы, сезоны и в различных районах океана, можно говорить о некоторой универсальности вида функции  $F$ .

Предложенный способ параметризации обмена в сезонном термоклине был апробирован на материалах станции "Рара" за 1956 г. При этом временной ход толщины квазиоднородного слоя и температуры воды в нем, а также температура на нижней границе деятельного слоя задавались, а рассчитывались осредненные по пяти сут-

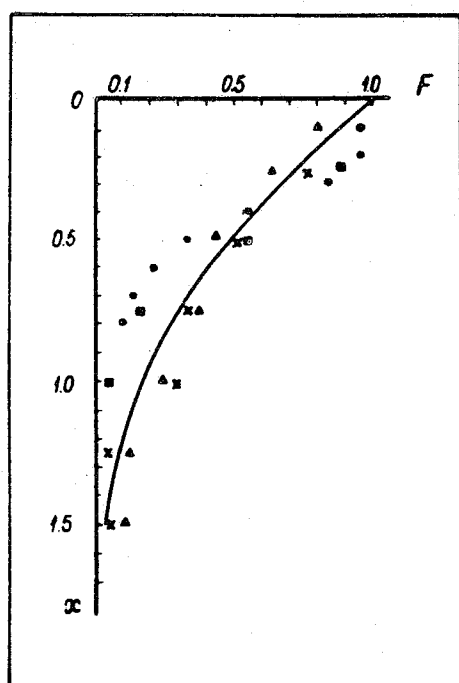


Рис. 4.9. Коэффициент перемежаемости ( $F$ ) по данным: • - ст. "Рара" 5.12.1956 г.; ■ - ст. "Рара" 14.07.1956 г.; ▲ - НИС "Нерей" 10.06.-13.06.1977 г.; x - НИС "Нерей" 24.05.-28.05.1977 г.

кам профили температуры воды в слое  $h \leq z \leq H$  с 1 января по 31 декабря 1956 г. Использовались уравнения (4.7) и (4.8) с заданием коэффициентов обмена по формулам (4.12) и (4.13). Сравнение рассчитанных температур (рис. 4.10) с фактическими показывает их удовлетворительное согласие. Удалось воспроизвести практически все особенности профилей температуры: ступеньки, слои скачков.

Для описания сезонной эволюции гидрологической структуры деятельного слоя северной части Атлантического океана были осуществлены расчеты по полной модели.

Уравнения (3.3), (3.4) и (4.5) решались методом Эйлера с шагом по времени 5 суток. Проводились пробные расчеты с меньшими шагами, а также по схеме Эйлера с пересчетом. Однако, существен-

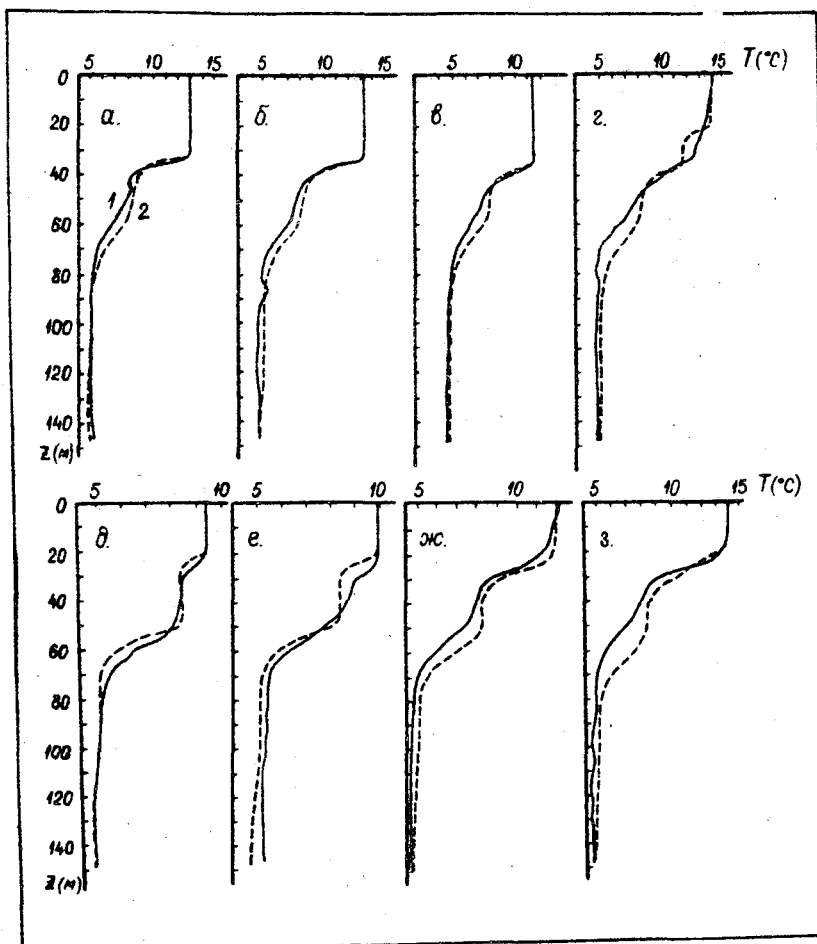


Рис. 4.10. Температура воды на ст. "Пара " 1956 г.: 1 - рассчитанная; 2 - по данным наблюдений, осредненная за 5 суток.  
а-1.07.-5.07.; б-6.07.-10.07.; в-26.07.-30.07.;  
г-21.08.-25.08.; д-1.09.-5.09.; е-6.09.-10.09.;  
ж-11.09.-15.09.; з- 16.09.-20.09.

ных изменений в результате расчетов это не внесло. Уравнения (4.7) и (4.8) решались методом прогонки с шагом по вертикали два метра, а по времени - пять суток. Все расчеты осуществлялись для северной части Атлантического океана в узлах десятиградусной сетки. Исходными данными для расчетов служили значения толщины квазиоднородного слоя, температуры и солёности воды на поверхности и на стандартных горизонтах за февраль, а также глубина деятельного слоя, температура и солёность воды на этой глубине, которые принимались постоянными в течение всего года по данным [78]. Потоки тепла и солей через поверхность океана рассчитывались по методике описанной выше.

Реализация изложенной выше модели позволила получить годовой ход  $h$ ,  $T_0$ ,  $S_0$ , а также вертикальные профили температуры и солёности воды в сезонном термоклине. Для большинства узлов расчетной сетки удалось получить результаты, соответствующие общим физическим представлениям о формировании структуры деятельного слоя океана. Рассчитанные карты  $T_0$ ,  $S_0$  (рис. 4.11, 4.12) подобны картам, приведенным в [1], а значения  $h$  (рис. 4.13) соответствуют обобщениям фактических толщин квазиоднородного слоя [6, 52, 91].

Поскольку в модели учтены только локальные факторы, можно сделать вывод о том, что именно они обмен массой и количеством движения между океаном и атмосферой обуславливают формирование верхней структуры деятельного слоя на большей части акватории. Численные эксперименты показали, что главную роль в сезонной эволюции деятельного слоя играют потоки тепла и солей через поверхность океана. Их сезонная изменчивость является основной причиной соответствующих изменений  $h$ , вертикальных профилей температуры и солёности воды в сезонном термоклине. Роль динамического фактора ветрового воздействия меньше. Поэтому модель предъявляет не очень строгие требования к точности задания эмпирических констант  $\delta$  и  $c$ , [57], которые при расчетах принимались равными 0.99 и 10, соответственно. В тех районах, где горизонтальные переносы тепла и солей течениями достаточно интенсивны, формирование вертикальной плотностной структуры, по-видимому, должно определяться не только локальными факторами, но и упомянутыми процессами. Поэтому в районах течений Западно-

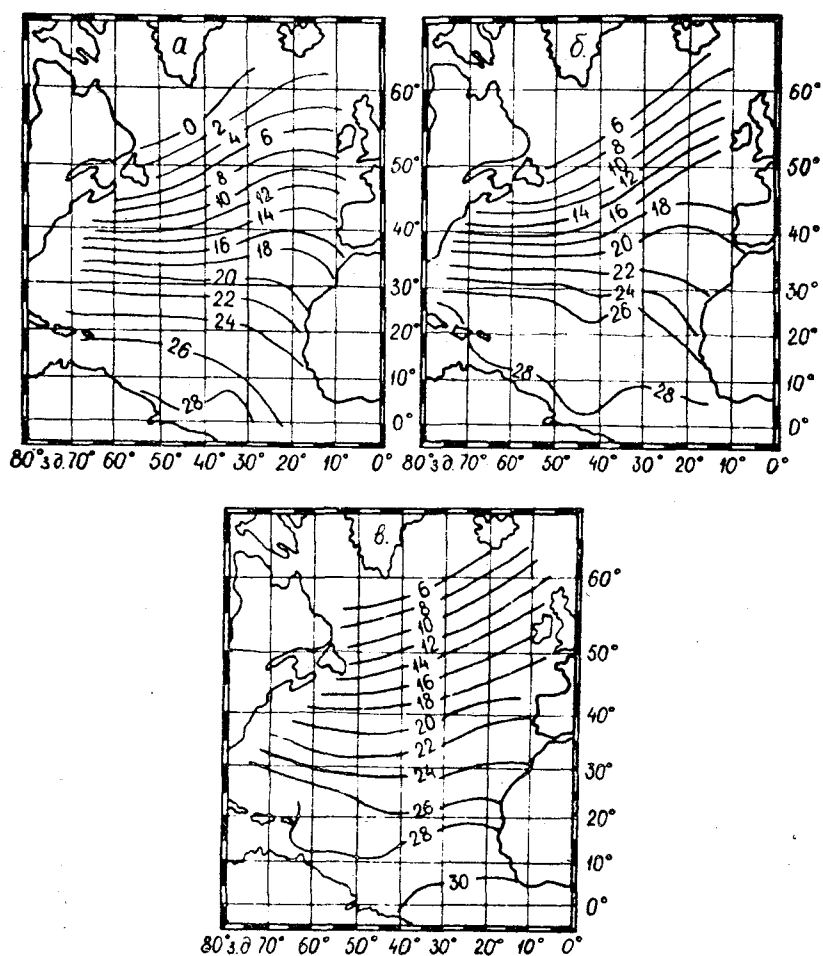


Рис. 4.II. Рассчитанная температура воды в квазиоднородном слое: а - май ; б - июль ; в - октябрь.

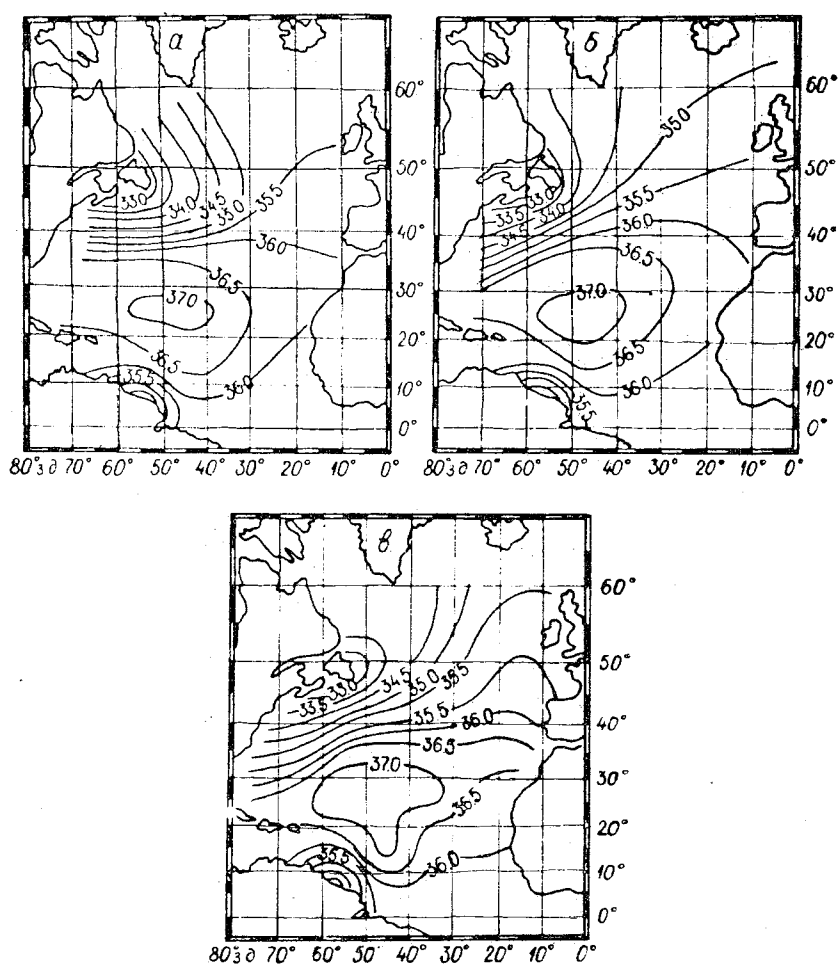


Рис. 4.12. Рассчитанная соленость воды в квазиоднородном слое: а - май ; б - июль ; в - октябрь.

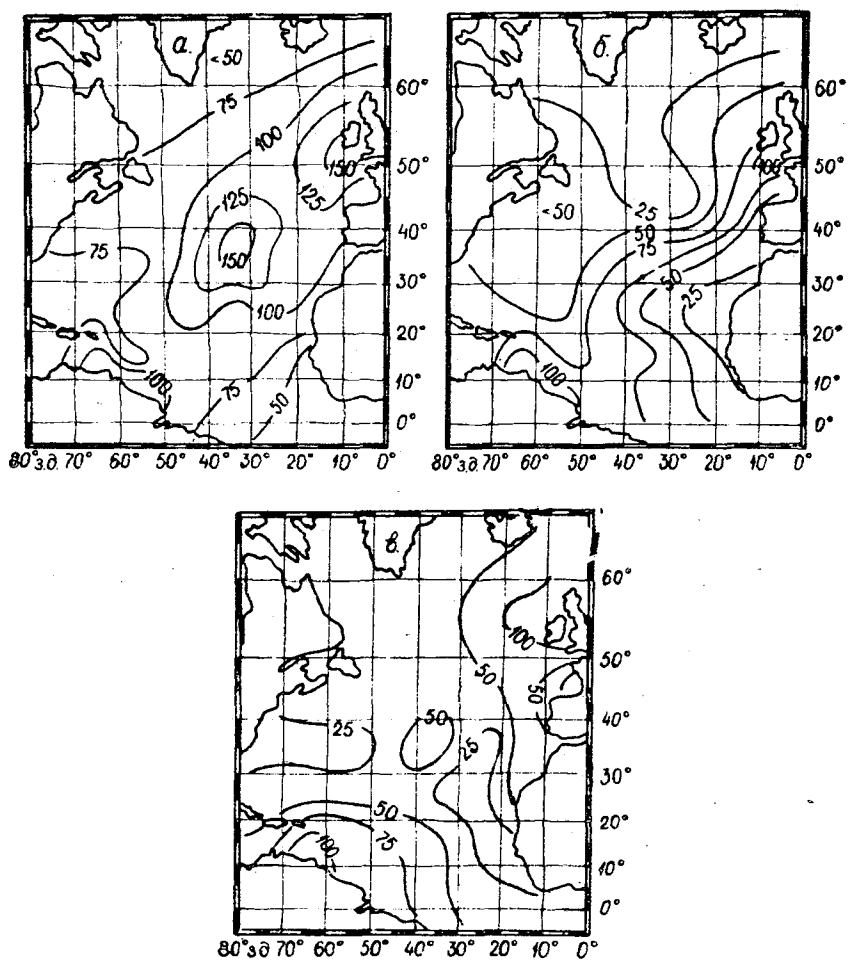


Рис. 4.13. Рассчитанная толщина квазиоднородного слоя (м):  
 а - май ; б - июль ; в - октябрь.

Гренландского, Ирмингера, Гольфстрима, Канарского и Гвинейского результаты расчетов не всегда удовлетворительные.

Расчеты для осенне-зимнего периода получились несколько хуже, чем для весенне-летнего. Это, по-видимому, вызвано тем, что в модели не учтена (в явном виде) зимняя конвекция. Помимо этого, использованное в модели квазистационарное уравнение баланса энергии турбулентности (в предположении пропорциональности диссипации турбулентной энергии ее продукции) в моменты времени, когда поток массы направлен в глубь океана, что бывает чаще осенью и зимой, не выполняется. Для улучшений результатов расчета в осенне-зимней период необходимо привлекать другие гипотезы о диссипации турбулентной энергии, либо учитывать вертикальную зимнюю циркуляцию в явном виде.

В изложенной модели впервые при расчете сезонной эволюции  $h$  были учтены изменения солености в деятельном слое и обмен солями между океаном и атмосферой. Эти факторы играют большую роль в основном уравнении, служащем для определения  $h$ . Поэтому, пренебрежение ими, как это делается в большинстве моделей формирования квазиоднородного слоя, значительно ухудшает результаты расчетов. Наибольшие ошибки в расчете (до 50-70 %) возникают для тех районов, где сравнимы вклады соленостного и термического факторов. Пренебрежение изменениями солености может приводить как к увеличению, так и к уменьшению  $h$ . Знак влияния эволюции солености определяется соотношением между разностью осадки-испарение и разностью солености воды в квазиоднородном слое и на нижней границе деятельного слоя.

Реализация предложенного способа расчета вертикальных профилей дает удовлетворительные результаты при проведении расчетов по большой акватории в течение года. В большинстве узлов расчетной сетки получены характерные особенности распределения  $T$  и  $S$ : слои скачка под квазиоднородным слоем и уменьшение градиентов  $T$  и  $S$  ниже него. На профилях четко прослеживается ступенчатая структура, которая формировалась при образовании новых перемешанных слоев за счет изменения внешних условий. Следует также отметить полученную в некоторых точках сетки гидростатически устойчивую инверсию температуры воды под поверхностным квазиоднородным слоем, возникающую при охлаждении и углублении верхнего квазиоднородного слоя (рис.4.14). Такой механизм



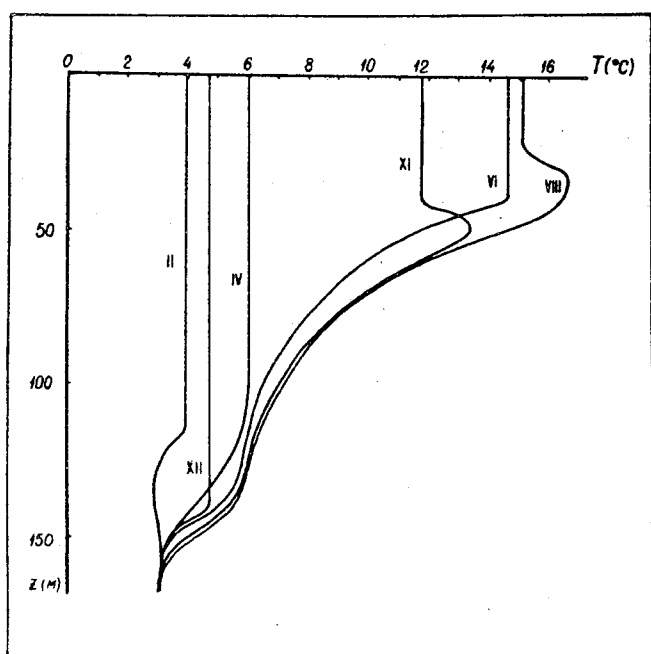


Рис. 4.14. Рассчитанная температура воды в деятельном слое (цифрами указаны месяцы) в точке с координатами  $45^{\circ}$ с.ш.,  $55^{\circ}$ з.д.

формирования инверсий температуры имеет, по-видимому, широкое распространение в Северной Атлантике, поскольку здесь соленость воды в деятельном слое, как правило, увеличивается с глубиной.

#### 4.2. Роль конвективного перемешивания в сезонной изменчивости термохалинной структуры деятельного слоя океана

В сезонном ходе толщины верхнего квазиоднородного слоя практически во всех областях океана, за исключением экваториальной, отмечается его плавное непрерывное углубление в осенне-зимний период. Начинается оно, как правило, с момента перехода величины потока массы через поверхность ( $q_o^s$ ) к отрицательным значениям, а заканчивается при достижении  $q_o^s$  положительных значений. Отрицательные  $q_o^s$  ведут к увеличению плотности воды в ВКС и вследствие этого к развитию конвективного перемешивания, которое является, видимо, доминирующим фактором в генерации турбулентности верхнего слоя океана. Это уже отмечалось при анализе уравнения для эволюции толщины ВКС (4.5), когда было показано, что вклад динамического воздействия уменьшается по мере углубления ВКС. Поэтому при расчете характеристик деятельного слоя в осенне-зимний период необходимо моделировать плотностную конвекцию. Решение этой задачи в полном объеме требует интегрирования нелинейной системы дифференциальных уравнений свободной конвекции. Данный путь при выполнении массовых расчетов по акватории океана при современном уровне вычислительной техники не является оптимальным. В связи с этим широкое распространение получили модели, в которых процесс конвективного перемешивания параметризуется. Первая такая модель была предложена Н.Н.Зубовым [27]. Впоследствии она была усовершенствована В.А.Цикуновым [99] и Ю.П.Дороным [18]. В моделях [27, 99] параметризуется так называемая непроникающая конвекция, при которой элементы термохалинной структуры ниже ВКС считаются неизменными во времени. Надо сказать, что это допущение не является, видимо, очень сильным, поскольку применение указанных моделей для массовых расчетов дало вполне удовлетворительные результаты. Подтверждают это и лабораторные опыты Deardorff J. [90]. В них моделировалась конвекция при числах Релея близких к наблюдаемым в океане. При этом реализовывался режим, близкий к непроникающей конвекции (рис.4.15).

С учетом изложенных обстоятельств, будем осуществлять расчет температуры и солености воды в пределах ВКС во время осенне-зимней конвекции, используя уравнения (3.3) и (3.4), а эволюцию

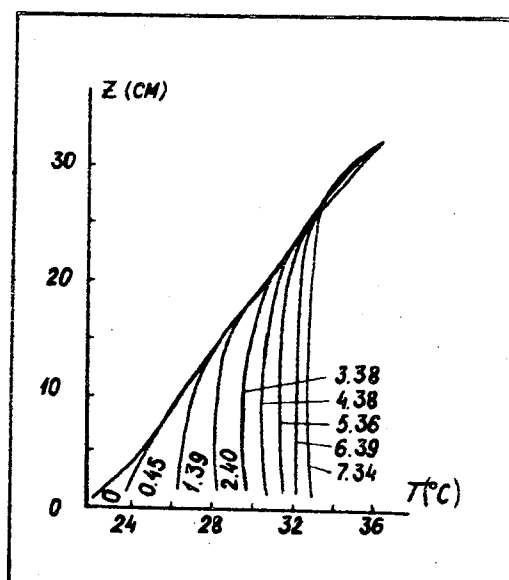


Рис. 4.15. Вертикальные профили температуры в лабораторном лотке, созданные при нагревании снизу жидкости с первоначальным линейным устойчивым градиентом температуры. Цифры у профилей означают время в минутах [90].

толщины ВКС по формуле (3.16).

Такая модель имеет целый ряд преимуществ. Главные из них заключаются в предельной простоте модели и отсутствии каких-либо эмпирических констант, которые могли бы быть использованы в виде подгоночных коэффициентов. Обратимся к результатам численных экспериментов осуществленных для акватории Северной Атлантики в узлах 5-ти градусной сетки. За начальные данные принимались результаты расчетов по модели, изложенной в 4.1. Потоки тепла и солей через поверхность задавались теми же, что и в 4.1. Конвекция на большей части акватории начинается в сентябре и лишь южнее  $30^{\circ}$ с.ш. - в октябре и ноябре. В сентябре значения  $h$  увеличиваются в направлении с юго-запада на северо-восток (рис. 4.16,а). Вдоль стрёжня течения Гольфстрим толщина квазиоднородного слоя достигает значений 30-40 м, в то время, как в отдельных

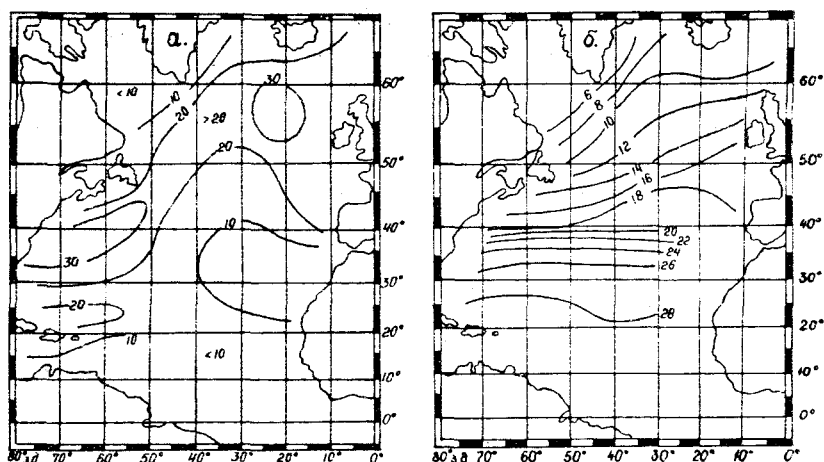


Рис. 4.16. Рассчитанные величины: а - толщины квазиоднородного слоя (м) ; б - температуры воды в ВКС ( $^{\circ}\text{C}$ ). Сентябрь.

районах расчетной области она не превосходит 10-20 м. Температура (рис.4.16,б) в центральной и южной частях области характеризуется зональным изменением от  $20^{\circ}\text{C}$  на параллели  $40^{\circ}\text{с.ш.}$  до  $28^{\circ}\text{C}$  в окрестности параллели  $25^{\circ}\text{с.ш.}$  В северной части  $T_0$  изменяется в направлении с северо-запада на юго-восток, принимая значения  $6^{\circ}\text{C}$  - у южной оконечности о.Гренландия до  $16^{\circ}\text{C}$  в районе течения Гольфстрим. Карта солёности в сентябре мало чем отличается от начальной августовской карты.

В октябре (рис.4.17,а) в районе течения Гольфстрим  $h$  возрастает до 50-60 м, а в северо-восточной части акватории до 60-70 м. Наблюдается существенное (до  $2-5^{\circ}\text{C}$ ) понижение температуры воды квазиоднородного слоя (рис.4.17,б) в северо-западной части исследуемого района, что соответствует суммарному изменению температуры с начала момента конвекции до  $4-6^{\circ}\text{C}$ . Поле солёности в октябре (рис.4.17,в) остается подобным начальному.

Обращает на себя внимание отличие рассчитанных для октября характеристик слоя конвекции от температуры, солёности и толщины ВКС, рассчитанных по модели сезонной изменчивости (см.предыдущий

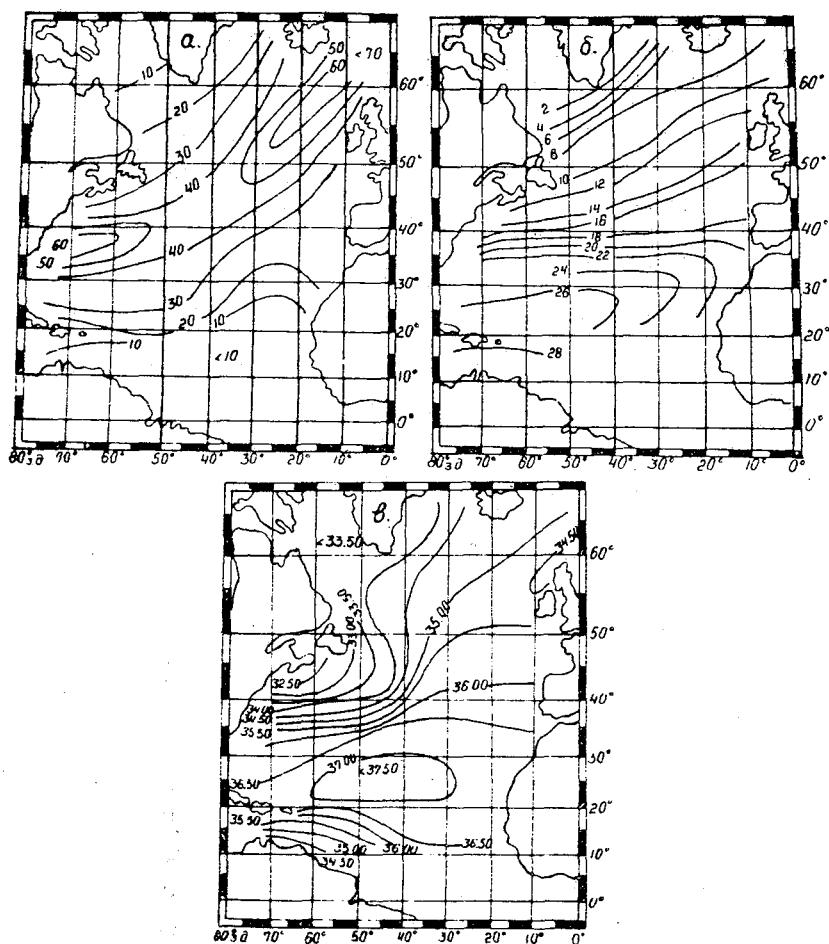


Рис. 4.17. Рассчитанные значения: а - толшины ВКС (м) ;  
б - температуры воды в ВКС (°C) ; в - солености  
воды в ВКС (‰). Октябрь.

параграф рис. 4.11, 4.12, 4.13). Эти отличия естественны, поскольку при проведении обсуждаемых результатов расчетов не учтено механическое воздействие атмосферы. В связи с этим практически на всей акватории толщина слоя конвекции меньше, чем на рис. 4.13. В октябре, когда толщина ВКС еще не очень велика, механические факторы играют заметную роль в заглублении ВКС. Расхождения в толщине ВКС повлекли за собой и отличия в рассчитанных  $T_0$  и  $S_0$ . Лишь в одной области слой конвекции глубже, чем толщина ВКС (рис. 4.13). Это происходит в зоне Гольфстрима, где конвекция начинает развиваться раньше, чем в других районах. В октябре она уже достигает развитой фазы. В этих условиях, как отмечалось ранее, модель из 4.1 дает наибольшие ошибки.

В ноябре происходит дальнейшее углубление слоя перемешивания (рис. 4.18, а), особенно большое - в северо-восточной части района, где  $h=120-140$  м. В центральной части  $h$  составляет всего 50-70 м, а в южной - около 30-40 м. Наибольшие изменения температуры слоя перемешивания (рис. 4.18, б) наблюдаются в северо-восточной части, здесь она понижается до  $8-10^{\circ}\text{C}$ , что соответствует уменьшению  $T_0$  по сравнению с предыдущим месяцем на  $1.5-2.0^{\circ}\text{C}$ . Распределение солёности представлено на рис. 4.18, в.

В декабре наиболее интенсивное развитие конвекции происходит в двух районах: в центральной части области ( $\varphi=45^{\circ}$  с.ш.,  $\lambda=35^{\circ}$  з.д.), где толщина квазиоднородного слоя достигает значений 150-200 м (рис. 4.19, а) и в северо-восточной части, где  $h=250-300$  м. В этих же районах происходят наибольшие изменения в полях температуры и солёности (рис. 4.19, б, в).

В январе выделяются два очага интенсивного развития слоя конвекции (рис. 4.20, а). Первый - в юго-западной части района ( $h=150-200$  м), второй - более обширный, локализуется юго-восточнее о.Исландия, где  $h=200-300$  м. Температура (рис. 4.20, б) в северных районах понижается до  $2-4^{\circ}\text{C}$ , в центральном и южном районах - до  $6-18^{\circ}\text{C}$ . Характерно, что на небольшом протяжении (от  $\varphi=35^{\circ}$  до  $\varphi=42^{\circ}$  с.ш.) отмечаются большие перепады температуры ( $\Delta T=12^{\circ}\text{C}$ ). В поле солёности (рис. 4.20, в) также обнаруживаются заметные изменения.

В феврале  $h$  (рис. 4.21, а) в районе течения Гольфстрим достигают максимальных значений - 400 м, а к северо-западу и юго-востоку от потока  $h$  изменяется от 100 до 200 м. Значительно пе-

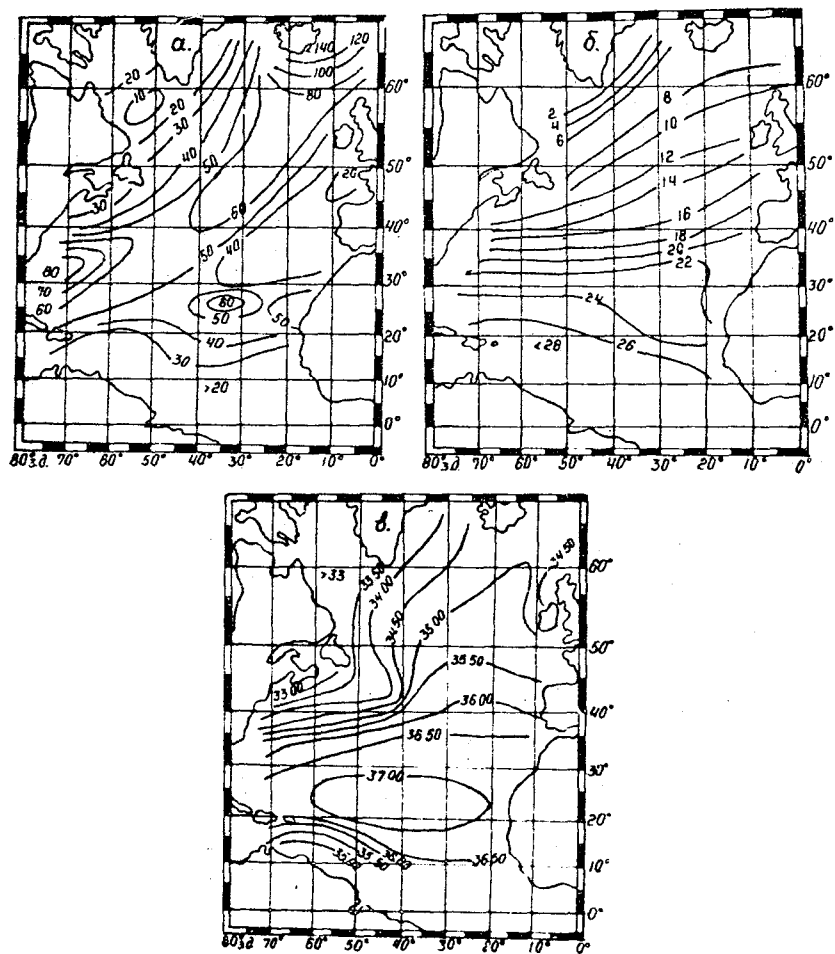


Рис. 4.18. Рассчитанные значения: а - толщину ВКС (м); б - температуры воды в ВКС (°C); в - солености воды в ВКС (‰). Ноябрь.

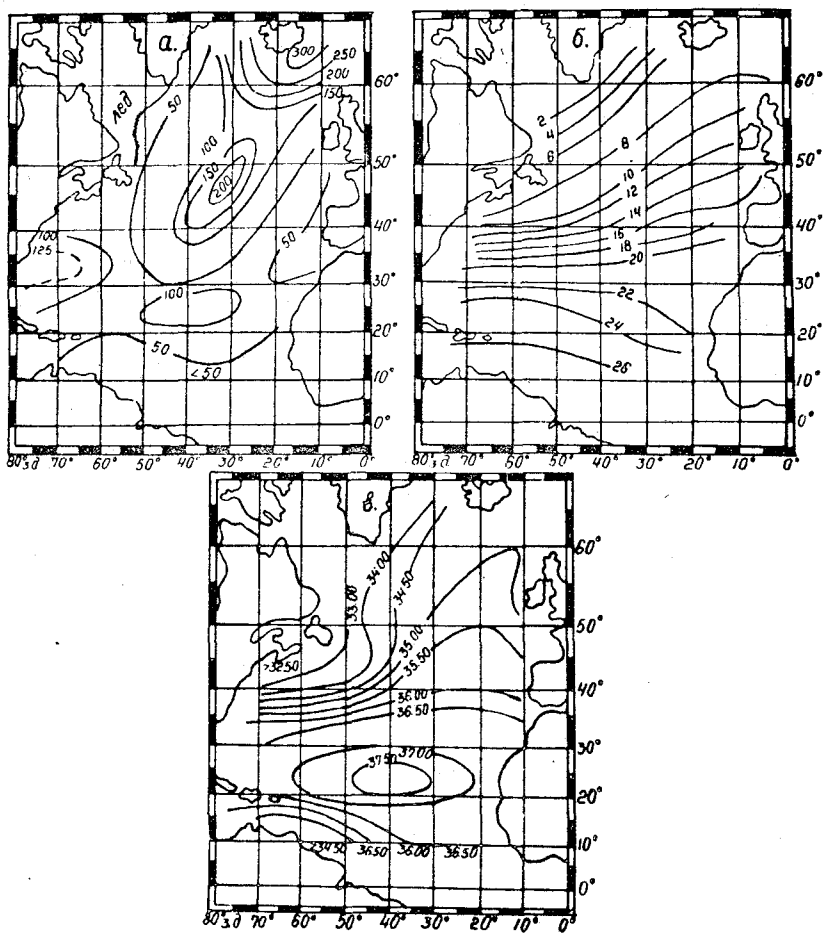


Рис. 4.19. Рассчитанные значения: а - толщины ВКС (м);  
б - температуры воды в ВКС (°C); в - солёности  
воды в ВКС(‰) . Декабрь.



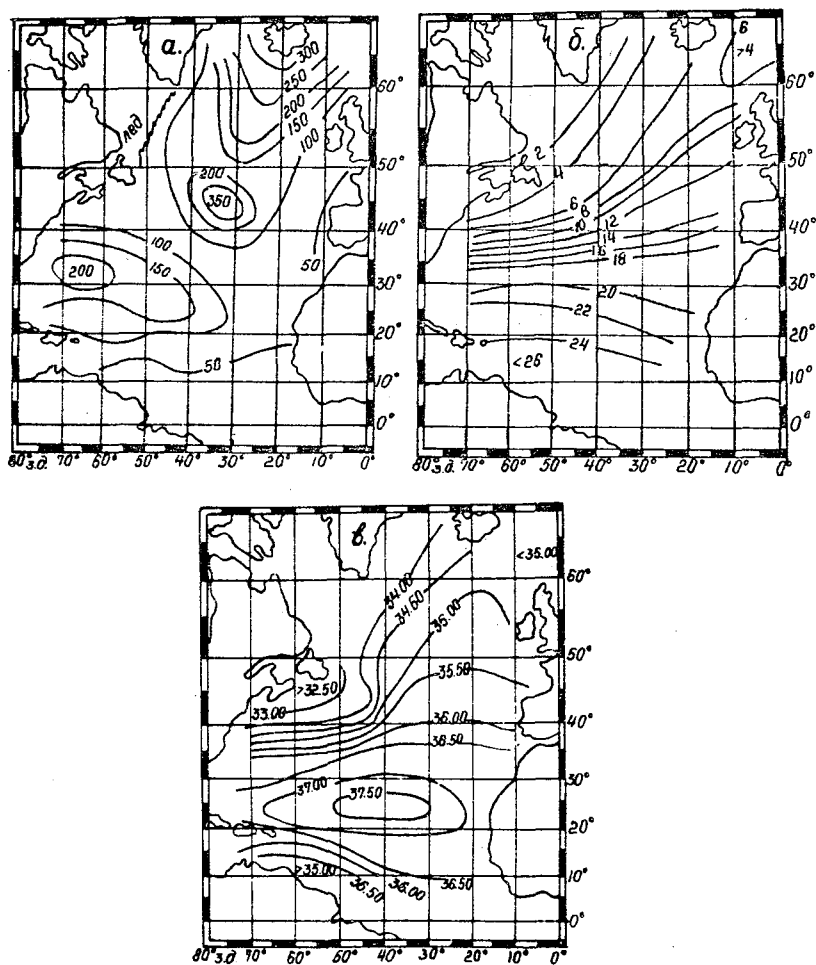


Рис. 4.20. Рассчитанные значения: а - толщины ВКС (м);  
б - температуры воды в ВКС ( $^{\circ}\text{C}$ ); в - солености  
воды в ВКС (‰) . Январь.

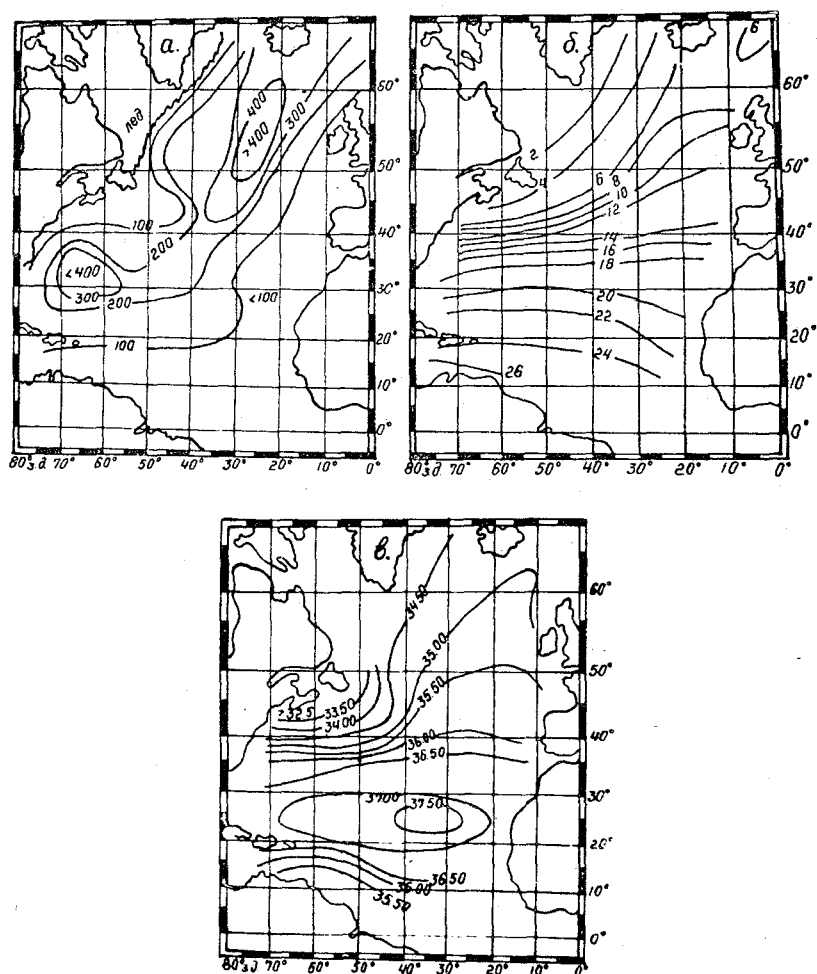


Рис. 4.21. Рассчитанные значения: а - толщины ВКС (м);  
 б - температуры воды в ВКС (°C); в - солености  
 воды в ВКС (‰) . Февраль.

рестраиваются поля  $T_0$  и  $S_0$  (рис.4.21,б,в).

В марте процесс конвективного перемешивания достигает своего наибольшего развития. Глубина конвекции (рис.4.22,а) в районе, прилегающем к течению Гольфстрим, составляет 200-300 м. Четко выделяются очаги интенсивного взаимодействия океана и атмосферы, в которых толщина слоя перемешивания превосходит 400 м. В поле температуры (рис.4.22,б) наиболее выражены изменения в западной части океана в направлении с запада к северо-востоку. Минимальные значения  $T_0$  (меньше  $2^{\circ}\text{C}$ ) наблюдаются в районе южной оконечности о.Гренландия, максимальные ( $T_0 = 26^{\circ}\text{C}$ ) в южной части акватории.

Волее полное представление об интенсивности взаимодействия океана и атмосферы дают карты характеристик слоя конвективного перемешивания на момент максимального развития конвекции (рис.4.23). Наибольшие значения  $h$  (больше 400 м) наблюдаются в районе течения Гольфстрим и его продолжения, что связано прежде всего с большой теплоотдачей океана в этих районах ( $q_o^T = 100-120 \text{ ккал} \cdot \text{см}^{-2}$  за период конвекции) (рис.4.24). Наименьшее развитие конвекции отмечено в южных частях области.

Максимальные суммарные изменения температуры и солёности воды в слое конвекции приурочены к районам максимального развития конвекции и достигают  $16^{\circ}\text{C}$  и 0,6 ‰ (рис.4.25). В южных областях изменения температуры и солёности минимальны.

Для выяснения роли потоков соли через поверхность в формировании конвективного перемешивания были проведены численные эксперименты, подобные описанным, с той лишь разницей, что в них полагалась равной нулю разность между испарением и осадками,

т.е.  $q_o^S = 0$ . Качественно картина развития конвекции изменилась при этом незначительно (рис.4.26). Местоположение очагов взаимодействия океана и атмосферы, характеризующее максимальным развитием конвекции, не изменилось. Однако количественные коррективы учет  $q_o^S$  вносит. В тех районах, где суммарное за период развития конвекции испарение превосходит осадки (рис.4.27), слой конвективного перемешивания на 50-100 м меньше, чем при полном варианте расчета. Когда осадки превышают испарение,  $h$ , рассчитанное без учета  $q_o^S$ , больше, чем с ним. Поскольку  $q_o^S$  влияет на толщину БКС, пренебрежение им ведет и к изменению рассчитанной температуры и солёности слоя конвекции.

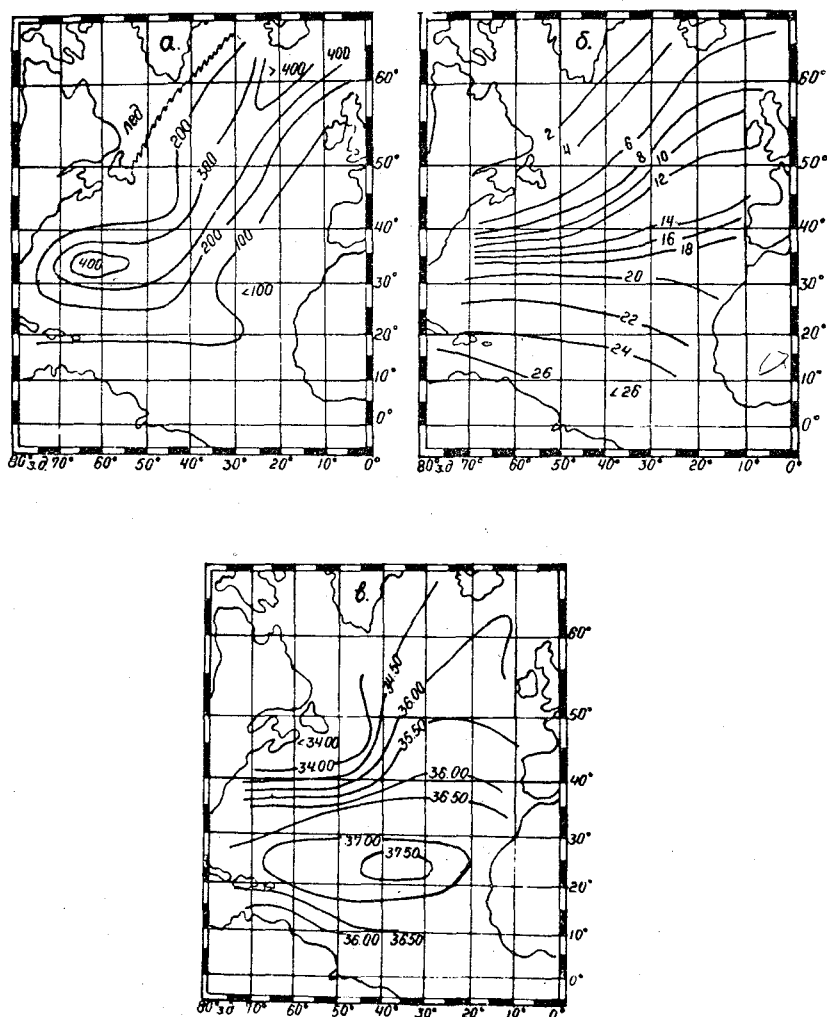


Рис. 4.22. Рассчитанные значения: а - толщины ВКС (м);  
б - температуры воды в ВКС ( $^{\circ}\text{C}$ ); в - солености  
воды в ВКС (‰) . Март.

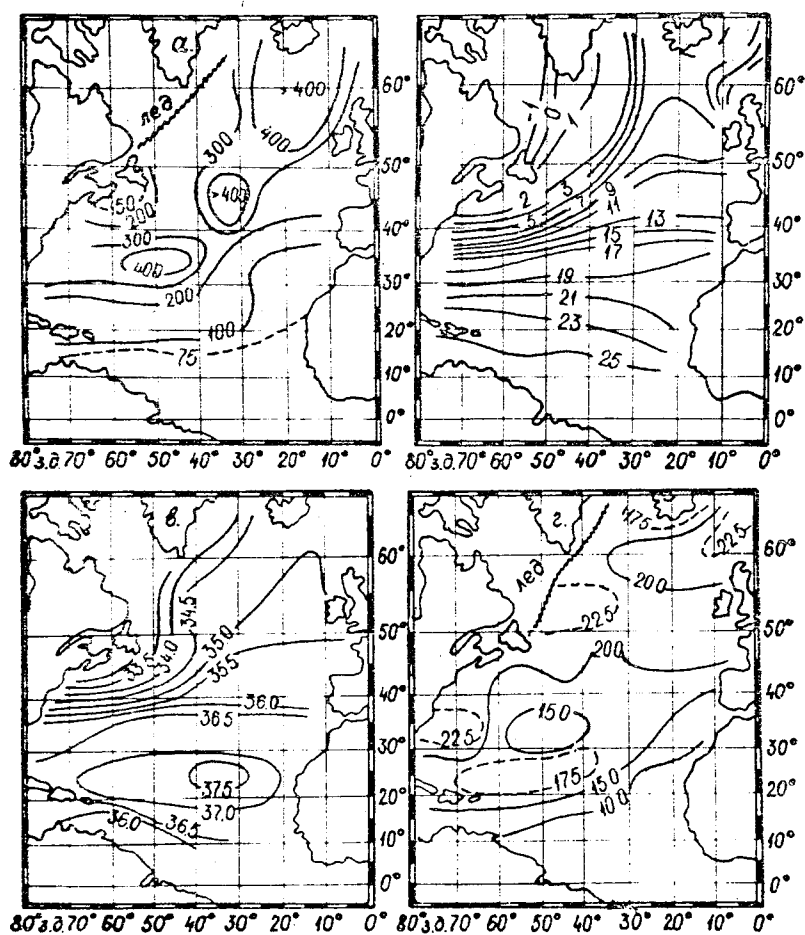


Рис. 4.23. Рассчитанные значения к моменту максимального развития конвекции: а - толщины ВКС (м); б - температуры воды в ВКС ( $^{\circ}\text{C}$ ); в - солёности воды в ВКС (‰) ; г - времени достижения максимальной глубины конвекции (в сутках от 15 сентября).

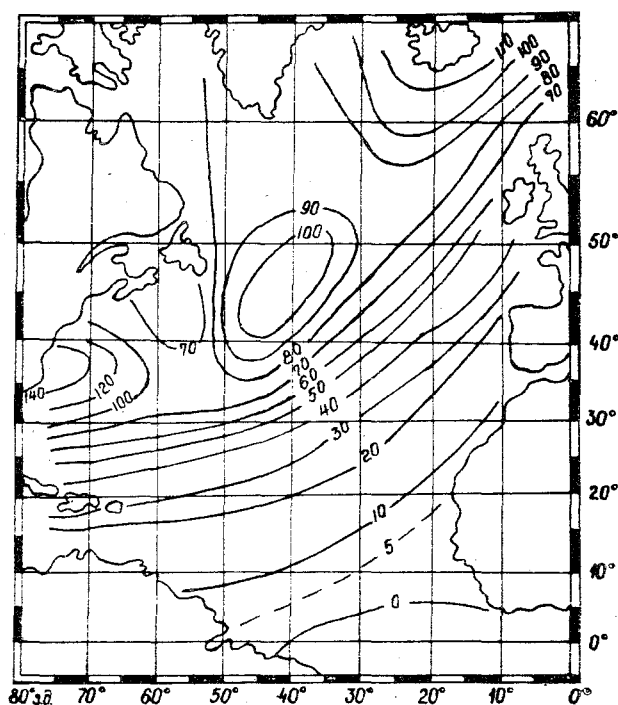


Рис. 4.24. Суммарная теплоотдача (ккал/см<sup>2</sup>) за период охлаждения (IX-III).

Таким образом, можно сделать вывод о том, что учет величины потока слоев  $(E-P)S_0$  у поверхности океана при моделировании вертикальной структуры деятельного слоя совершенно необходим, т.к. он определяет не только локальные особенности поля солёности, но, в конечном счете, влияет и на остальные характеристики.

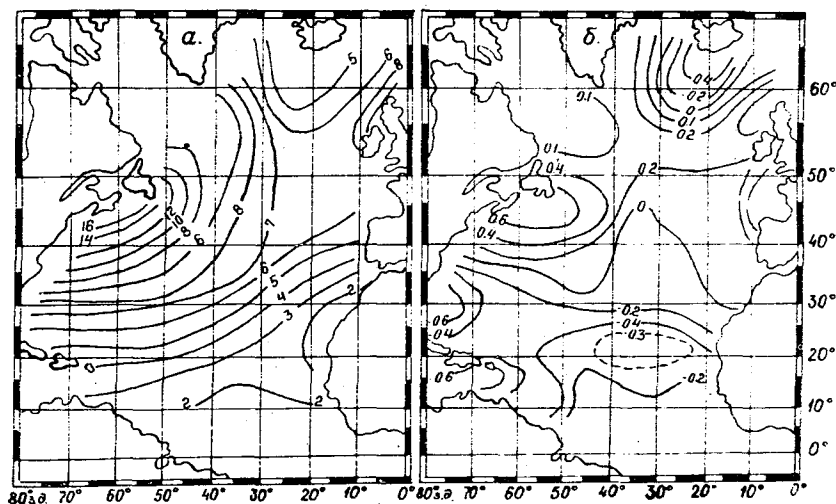


Рис. 4.25. Суммарные изменения температуры воды (а) в  $^{\circ}\text{C}$  и солености воды (б) в ‰ в ВКС за период развития конвекции.

#### 4.3. Сезонная эволюция термохалинной структуры в мелком море

Обобщения данных натуральных материалов об эволюции термохалинной структуры в мелком море свидетельствуют, что для нее сохраняются основные черты, характерные для деятельного слоя открытого океана.

В морях во все сезоны года четко выражена двухслойная структура, проявляющаяся в полях температуры, солености и плотности воды. Эта закономерность прослеживается по среднегодовым (рис.4.28) [21,120] и мгновенным данным. Причем основные закономерности эволюции толщины квазиоднородного слоя в море подобны рассмотренным выше для деятельного слоя океана.

Для понимания процессов сезонной изменчивости термохалинной структуры в море рассмотрим изменчивость одного из главных определяющих факторов-потока массы через поверхность моря (на примере Балтийского).

Расчет потока массы через поверхность осуществлялся по

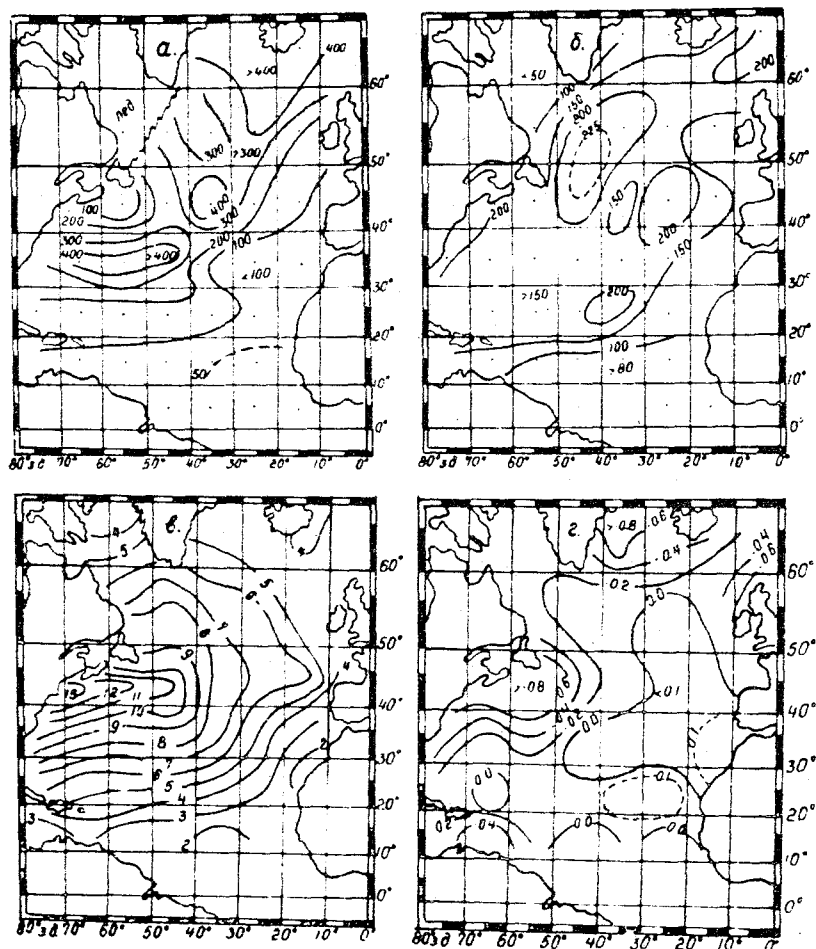


Рис. 4.26. Рассчитанные значения (без учета  $q_0^s$ ): а - толщины квазигомогенного слоя к моменту максимального развития конвекции; б - времени достижения максимальной глубины конвекции (в сутках от 15 сентября); в - суммарных изменений температуры воды в ВКС; г - суммарных изменений солености воды в ВКС за период развития конвекции.



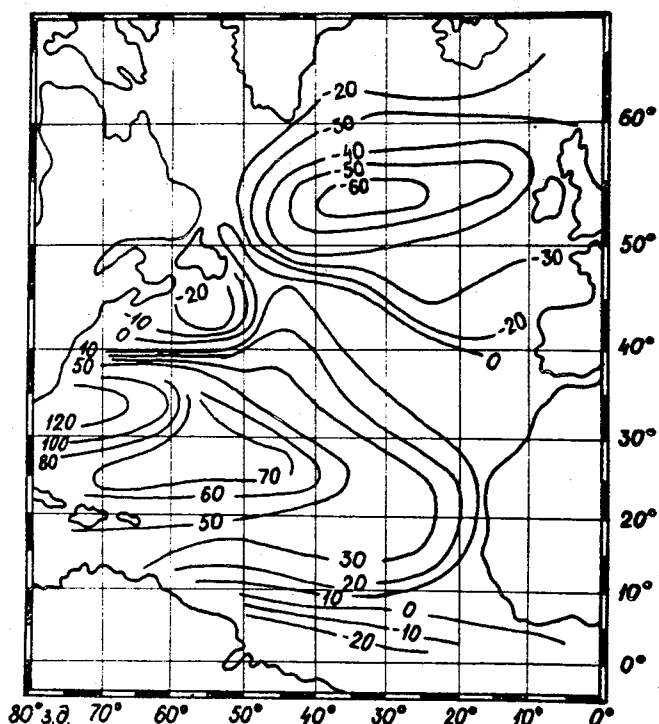


Рис. 4.27. Суммарные разности между испарением и осадками (см) за период охлаждения (IX-III) .

формуле (4.6). Исходными данными при расчетах величин  $q_0^s$  служили: среднемесячные значения осадков и испарения, значения результирующего теплового баланса, взятые из атласа [70], среднемесячные значения температуры и солёности снятые в точках расчетной сетки из [118,121]. На рис.4.29 приведены карты распределения  $q_0^s$  для января и августа - характерных месяцев холодного и теплого сезонов года. Отрицательные значения потока массы через поверхность отмечаются повсеместно с мая по сентябрь, что связано с устойчивой стратификацией плотности за счет накопления тепла в верхнем слое моря. Переход от положительных значений  $q_0^s$  к отрицательным происходит, как правило, в апреле-мае. Появление в зимние месяцы отрицательных значений потока массы в прибреж-

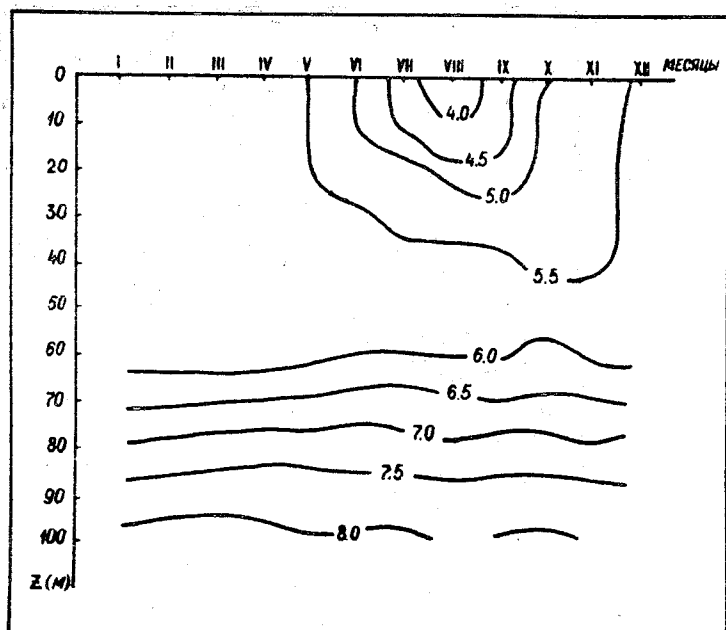


Рис. 4.28. Условная плотность воды в точке с координатами  $\varphi = 59^\circ$  с.ш.,  $\lambda = 21^\circ$  в.д. (по среднемноголетним данным) [120].

ных районах связано с переменной знака коэффициента термического расширения  $\alpha$  при малой солености и низкой температуре. Относительный вклад в  $q_0^p$  потоков солей в течение всего годового цикла (отношение первого слагаемого ко второму в правой части уравнения (4.6)) невелик и не превышает значений  $0.1 \div 0.3$ . Исключением являются переходные месяцы - март и сентябрь, когда величина потока тепла ( $q_0^T$ ) стремится к нулю.

Учитывая общие закономерности формирования термохалинной структуры морей и деятельного слоя океана, воспользуемся изложенными выше моделями для изучения эволюции характеристик термохалинного режима моря.

Реализация моделей сильно упрощается, если удастся подтвердить наличие автомодельности профилей температуры, солености или плотности в слое от нижней границы квазиоднородного до дна. Она,

видимо, имеет место для морских акваторий.

Это подтвердили обобщения, сделанные для отдельных морей в [88] и нами [47]. Проиллюстрируем наличие автомодельности профилей температуры, солености и плотности воды в осенне-зимний период по данным наблюдений в Баренцевом и Балтийском морях. При этом температура, соленость или плотность представляются в безразмерном виде:

$$\begin{aligned} T^* &= \frac{T_z - T_0}{T_d - T_0}, \\ S^* &= \frac{S_z - S_0}{S_d - S_0}, \\ \rho^* &= \frac{\rho_z - \rho_0}{\rho_d - \rho_0}, \end{aligned} \quad (4.14)$$

где  $T_d$ ,  $S_d$ ,  $\rho_d$  - температура, соленость и плотность воды на дне моря;  $T_z$ ,  $S_z$ ,  $\rho_z$  - температура, соленость и плотность воды на уровне  $h < z < d$

Безразмерные профили температуры, солености и плотности, как показала обработка данных наблюдений, являются универсальными для каждого моря функциями безразмерной вертикальной координаты:

$$\xi = \frac{z - h}{d - h}.$$

Так для Баренцева моря аппроксимирующие полиномы имеют вид (рис.4.30):

$$\begin{aligned} T^* &= 0.347 \xi^4 + 0.134 \xi^3 - 2.088 \xi^2 + 2.607 \xi, \\ S^* &= 0.77 \xi^4 + 0.03 \xi^3 - 3.10 \xi^2 + 3.30 \xi, \\ \rho^* &= 2.53 \xi^3 - 5.19 \xi^2 + 3.66 \xi; \end{aligned} \quad (4.15)$$

для Балтийского моря (рис.4.31):

$$\begin{aligned} T^* &= \frac{8}{3} \xi^3 - 2 \xi^2 + \frac{1}{3} \xi^4, \\ S^* &= 1 - 2 \xi^2 + \frac{4}{3} \xi^3 - \frac{1}{3} \xi^4, \\ \rho^* &= 0.16 \xi + 2.51 \xi^2 - 1.67 \xi^3. \end{aligned} \quad (4.16)$$

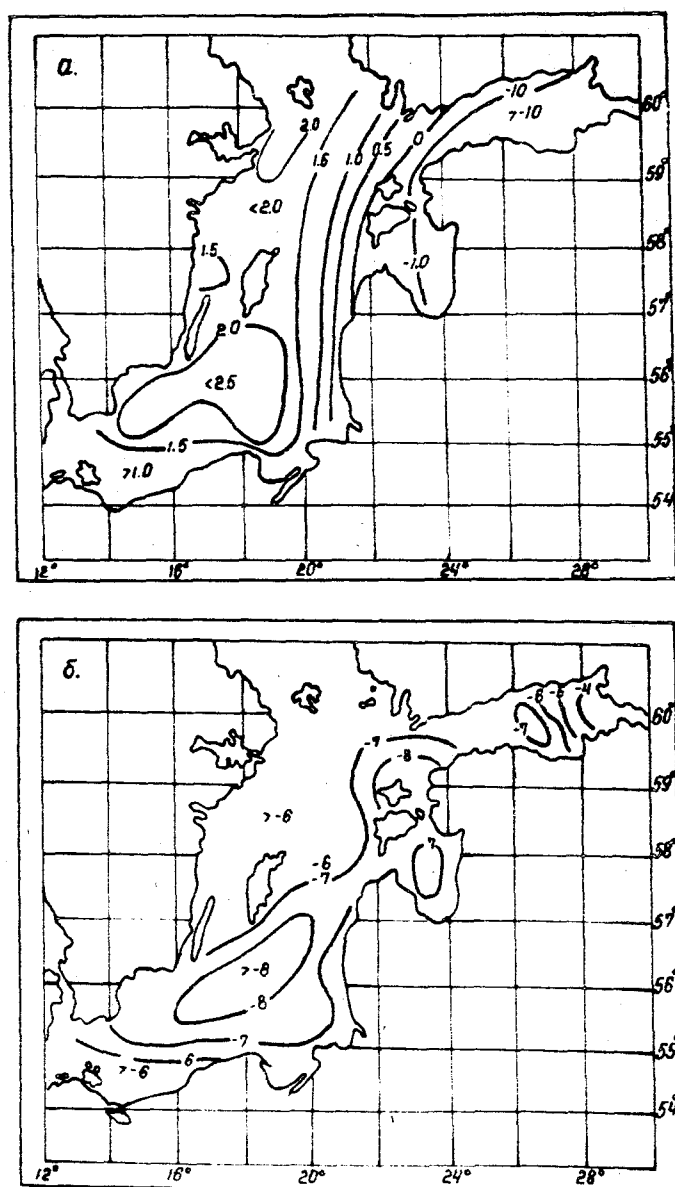


Рис. 4.29. Потoki массы через поверхность моря ( $\times 10 \text{ г} \cdot \text{см}^{-2}$  месяц $^{-1}$ ): а - январь ; б - август.

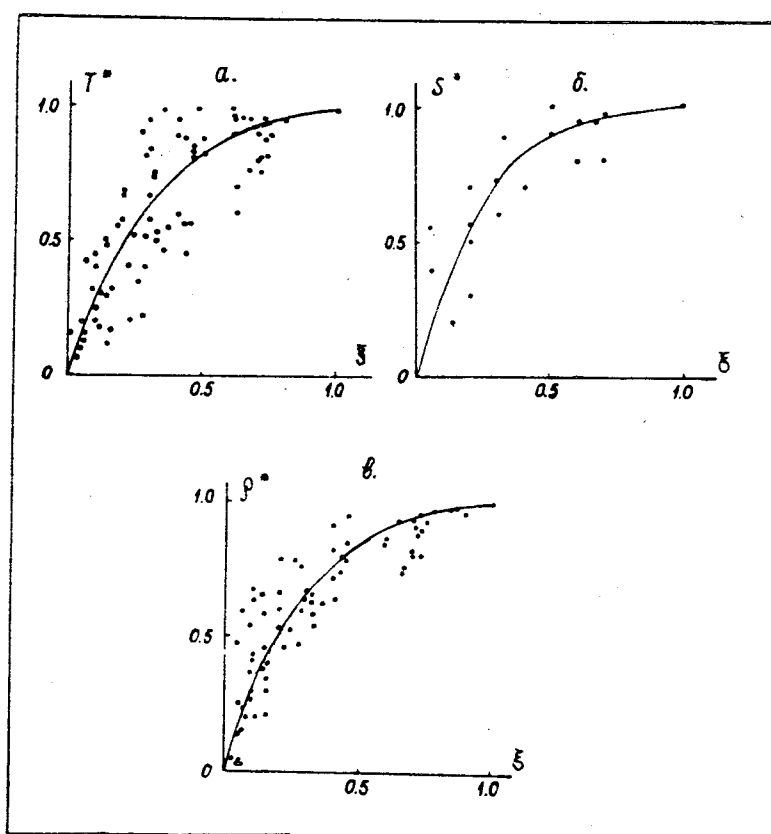


Рис. 4.30. Безразмерные температура (а), соленость (б) и (в) плотность в Баренцевом море.

Ошибка аппроксимации полиномами фактических данных невелика и составляет не более 8%.

Установление автомодельности профилей дает возможность определять  $T$ ,  $S$ ,  $\rho$  воды на любом горизонте ниже ВКС по значениям характеристик на нижней границе ВКС и на дне моря по формулам вида:

$$T_z = T_0 + (T_d - T_0) \cdot T^*(\xi), \quad S_z = S_0 + (S_d - S_0) \cdot S^*(\xi), \\ \rho_z = \rho_0 + (\rho_d - \rho_0) \cdot \rho^*(\xi). \quad (4.17)$$

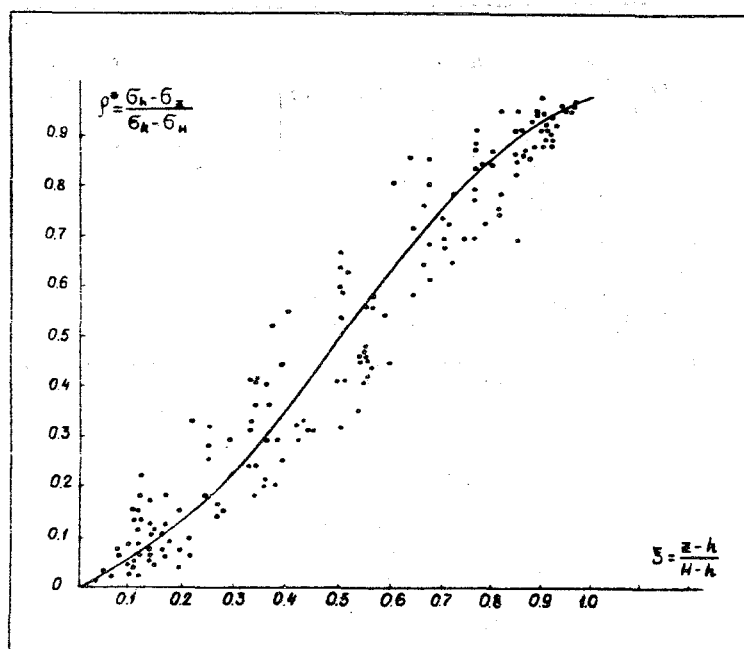


Рис. 4.31. Безразмерная плотность воды в Балтийском море.

Отмеченные обстоятельства делают возможным применять для описания эволюции термохалинной структуры моря модель, изложенную в 3.2.

В начале рассмотрим результаты моделирования для Балтийского моря [38,47]. На поверхности задавался сезонный ход проанализированных выше потоков массы. В качестве начальных данных принимались профили температуры и солёности в узлах  $1^0$  сетки для августа. Расчеты проводились для осенне-зимнего сезона с шагом в 1 сутки. В целом удалось воспроизвести сезонную эволюцию основных характеристик термохалинной структуры Балтийского моря. Для примера рассмотрим карты рассчитанных толщин квазиоднородного слоя (рис.4.32), сопоставляя их с картами рассчитанных потоков массы.

Конвективное перемешивание начинается с момента перехода

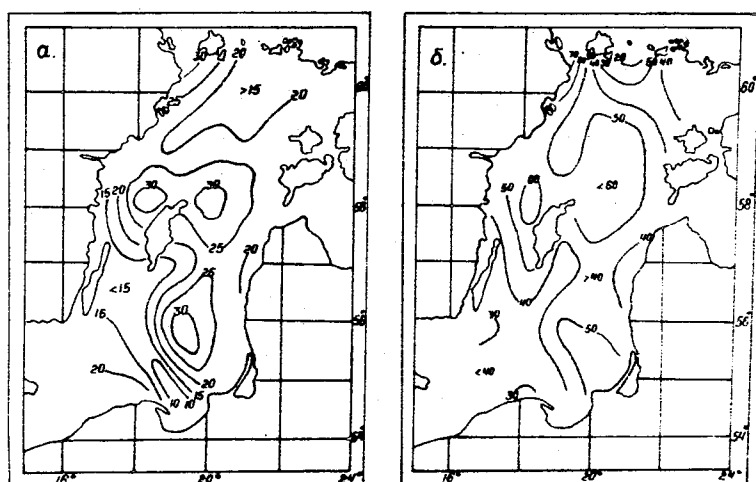


Рис. 4.32. Рассчитанные значения глубин перемешанного слоя (м): а- 15.09. ; б - 30.09.

величин потоков массы через поверхность моря к положительным значениям. Это наблюдается практически по всей акватории моря в сентябре. Скорость конвективного перемешивания невелика. В среднем за месяц происходит углубление ВКС на 10-15 метров.

Наибольший приток массы через поверхность моря наблюдается в центральной и южной частях моря. Причем, сильнее выражен очаг в южной части моря, где и следовало бы ожидать большого развития слоя конвективного перемешивания, однако этого не происходит. Большие толщины ВКС приурочены к северо-востоку и северо-западу от о. Готланд. Объясняется это тем, что в южной и центральной частях моря сильно выражена двухслойная стратификация, обусловленная проникновением в море плотных североморских вод. Такая стратификация препятствует развитию конвективного перемешивания. Вследствие этого в южной и центральной частях моря по мере углубления североморских вод происходит увеличение толщины слоя конвективного перемешивания с юго-запада на северо-восток. В районе моря от  $58^{\circ}$  до  $60^{\circ}$  с.ш. (где находится вторичный максимум потока массы) двухслойность стратификации выражена менее ярко, и здесь отмечается максимальное развитие конвективного

перемешивания.

Рассчитанные по модели профили плотности в целом неплохо согласуются с фактическими данными (рис. 4.33).

Таким образом, можно констатировать, что основные черты осенне-зимнего режима Балтийского моря формируются в результате локального взаимодействия с атмосферой. Вместе с тем модель, как показали численные эксперименты, не может воспроизвести замкнутый годовой цикл, поскольку в ней не учитывается такой важный для формирования режима моря фактор как адвекция тепла и солей течениями, особенно североморских вод. Пренебрежение этим фактором приводит к тому, что к концу охлаждения двухслойность стратификации исчезает и не формируется вновь в период весенне-летнего прогрева.

При моделировании осенне-зимнего режима в Баренцевом и Средиземном морях была сделана попытка учесть адвективные изменения температуры и солености воды. Для этого использовался метод, предложенный Ю.П.Дорониным [18]. В основе его лежит интерполяционная формула:

$$L_i = \left(1 - \frac{\Delta y}{\Delta y} - \frac{\Delta x}{\Delta x} + \frac{\Delta y \Delta x}{\Delta y \Delta x}\right) L_{j,k} + \frac{\Delta x}{\Delta x} \left(1 - \frac{\Delta y}{\Delta y}\right) L_{j \pm 1, k} + \frac{\Delta y}{\Delta y} \left(1 - \frac{\Delta x}{\Delta x}\right) L_{j, k \pm 1} - \frac{\Delta x \Delta y}{\Delta x \Delta y} L_{j \pm 1, k \pm 1}, \quad (4.18)$$

где  $\Delta x = m \cdot \cos \alpha$ ;  $\Delta y = m \cdot \sin \alpha$ ;  $m = V \cdot t$ ;  $L$  - значение гидрологического элемента в узле;  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  - шаг сетки по осям  $x$ ,  $y$ ;  $V$ ,  $\alpha$  - скорость и направление течения;  $j$ ,  $k$  - индексы, обозначающие координаты узлов сетки. Знак плюс или минус у индексов выбирается в зависимости от направления течения;  $i$  - индекс, обозначающий значение гидрологического элемента в результате интерполяции.

Скорости и направления течений для Средиземного моря рассчитывались по методу, изложенному в [20], а для Баренцева моря находились в виде суммы дрейфовой составляющей, рассчитываемой по модели Экмана, и градиентной, которая задавалась матрицей постоянных течений [89].

Эволюция температуры и солености воды ниже квазиоднородного слоя определялась путем решения уравнений (4.7) и (4.8).



Рассмотрим основные черты гидрологического режима морей, полученные в результате моделирования.

Для Средиземного моря (расчеты проводились в узлах  $1^\circ$  сетки) воспроизведенная картина развития гидрологических процессов вполне согласуется с общими физическими соображениями и результатами наблюдений. В сентябре квазиоднородный слой образуется под действием ветрового перемешивания. Толщина его по всей акватории невелика - 5-15 м (рис.4.34,а). С октября начинается интенсивное охлаждение поверхностного слоя моря, которое продолжается до марта. В этот период в исследуемой акватории развивается конвективное перемешивание, под действием которого толщина квазиоднородного слоя постоянно увеличивается. Однако интенсивность конвекции неодинакова по всей акватории. Наибольшее развитие конвекции происходит в северо-восточной и восточной частях моря. В этих районах толщина слоя конвекции уже в декабре достигает 100-150 м, в то время как в других районах она составляет 50-70 м (рис.4.34,б). Максимального развития конвективное перемешивание достигает в феврале. Во всей восточной половине исследуемой акватории к февралю образуется мощный квазиоднородный слой толщиной более 200 м. В западной же половине конвекция распространяется до 100-150 м. Такая неоднородность развития конвекции обусловлена двумя причинами: горизонтальной неоднородностью процессов охлаждения поверхности моря и стратификацией вод, складывающейся к моменту начала конвекции. Как показали расчеты теплового баланса поверхности моря, охлаждение его наиболее интенсивно именно в восточной половине исследуемой акватории. Стратифицированность вод к началу охлаждения в восточной части меньше, чем в западной. Последний фактор в значительной степени способствует развитию конвекции. Именно в этом районе в процессе мощных вертикальных конвективных движений происходит формирование промежуточных вод Средиземного моря. По мере развития конвекции температура воды квазиоднородного слоя постепенно понижается вследствие охлаждения с поверхности и вовлечения в перемешивание более холодных глубинных вод (рис.4.35,а)

Эволюция солёности воды квазиоднородного слоя сложнее (рис.4.35,б). С одной стороны, по мере развития конвекции в перемешивание вовлекаются глубинные воды, имеющие солёность ниже, чем поверхностные. Этот процесс вызывает уменьшение солёности

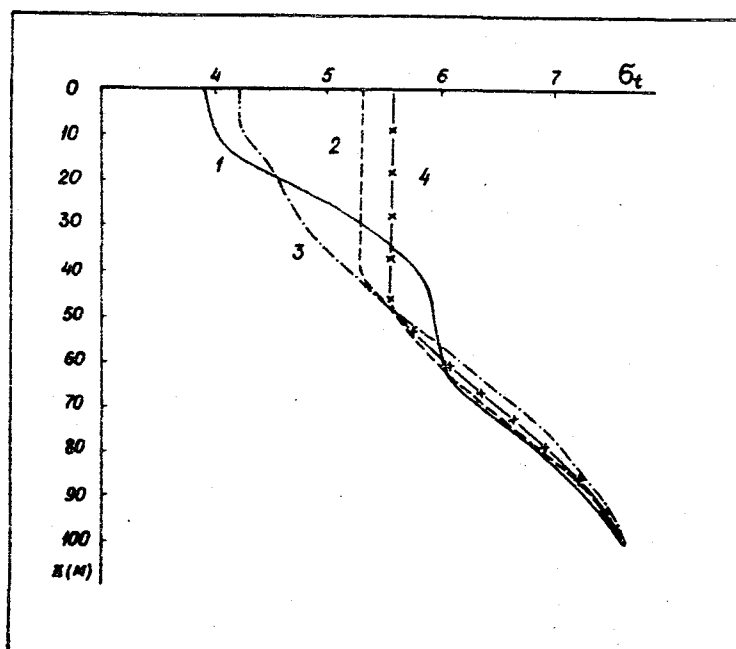


Рис. 4.33. Среднемесячные профили условной плотности для августа (1,3) и ноября (2,4): 3,4 - рассчитанные; 1,2 - по данным наблюдений.

воды квазиоднородного слоя. С другой стороны, интенсивное испарение, происходящее с поверхности в осенне-зимний период, способствует увеличению солёности воды квазиоднородного слоя. Первый фактор, как правило, превалирует до тех пор, пока конвекция не достигает слоя минимума солёности. Поэтому солёность воды квазиоднородного слоя в этот период уменьшается по мере развития конвекции. В дальнейшем, после вовлечения в перемешивание вод с минимумом солёности, увеличение слоя конвекции влечет за собой увеличение солёности воды квазиоднородного слоя.

Удовлетворительные результаты дало применение модели и для Баренцева моря. В связи с возможным образованием в Баренцевом море льда, модель дополнялась уравнением баланса тепла на нижней границе льда, из которого рассчитывался прирост его толщины:

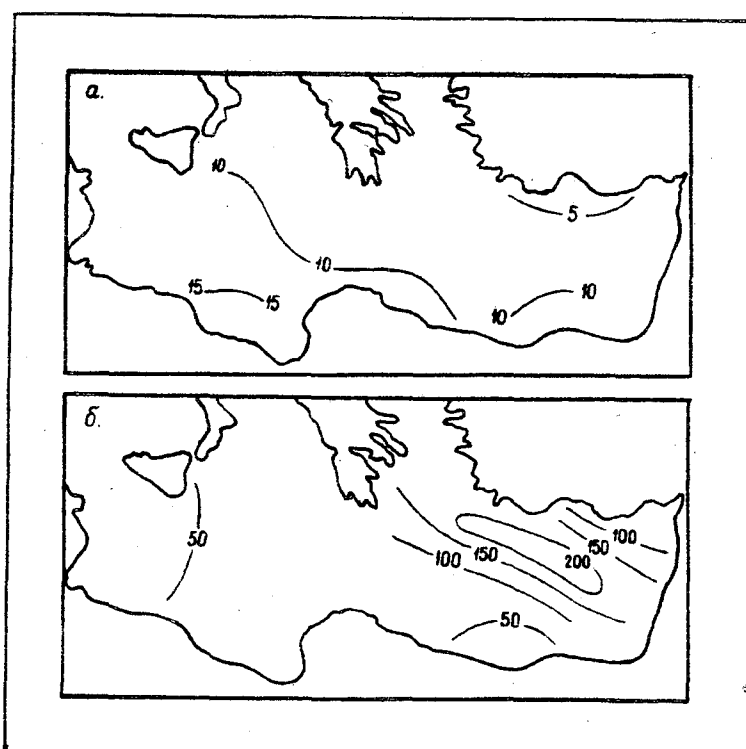


Рис. 4.34. Рассчитанная толщина квазиоднородного слоя (м) в Средиземном море: а - сентябрь ; б - декабрь [20] .

$$\ell \rho_A \frac{dH_A}{dt} = \lambda_A \frac{T_a - T_A}{H_A} - q_{oA}^T, \quad (4.19)$$

где  $\ell$  - теплота кристаллизации воды;  $\lambda_A$ ,  $\rho_A$ ,  $H_A$  - теплопроводность, плотность и толщина льда;  $T_a$ ,  $T_A$  - температуры верхней и нижней поверхностей льда, принимаемые равными температуре воздуха и замерзания соответственно;  $q_{oA}^T$  - поток тепла через поверхность раздела вода - лед.

Учет осолонения воды в пределах ВКС вследствие выделения солей при образовании льда осуществляется по формуле:

$$\Delta S_i = \frac{1}{h} \int_{t_i}^{t_{i+1}} (S_o \frac{\rho_A}{\rho} - S_A) \frac{\partial H_A}{\partial t} dt, \quad (4.20)$$

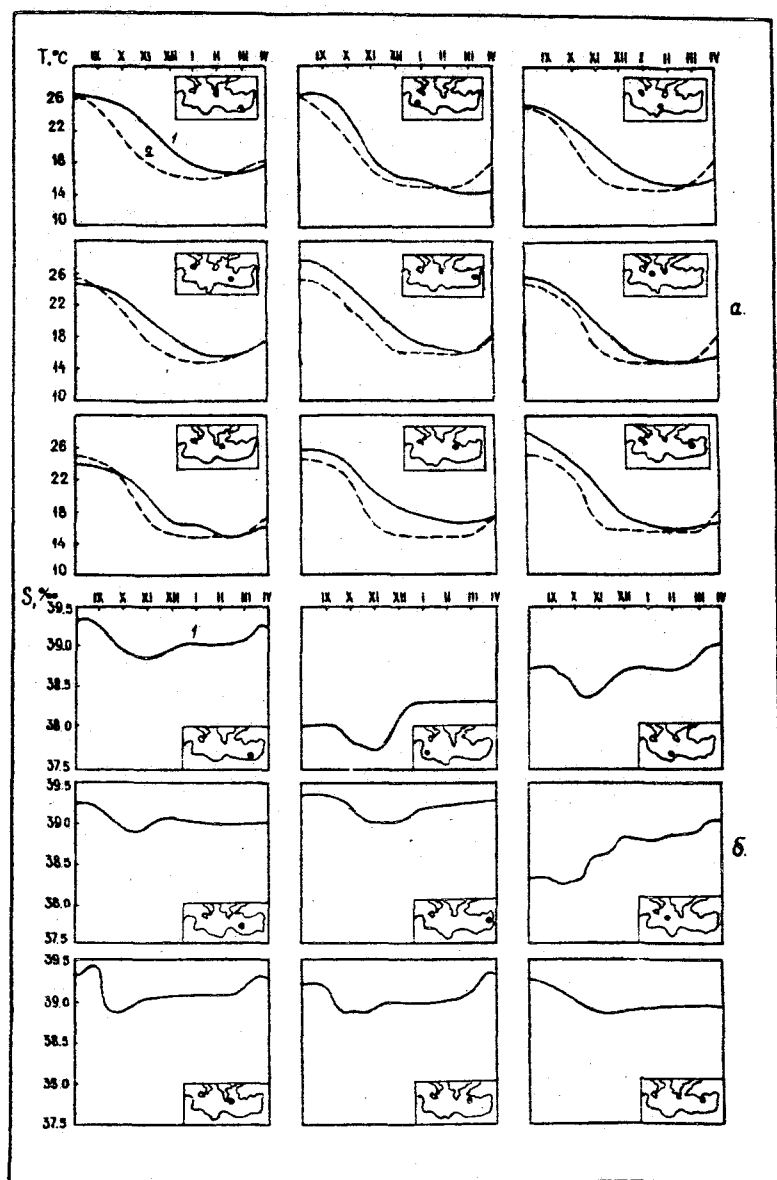


Рис. 4.35. Температура (а) и соленость (б) воды в ВКС Средиземного моря [20] : 1 - рассчитанная; 2 - фактическая. Точками на картах указано положение узла, для которого приводятся расчеты.

где  $\Delta S$ , - осолонение воды в ВКС за счет ледообразования ;  $S_A$  - соленость морского льда.

Достижение температурой ВКС температуры замерзания считается датой ледообразования, и после этого начинается расчет подледной конвекции с учетом ледового блока. В качестве начальных данных использовались профили температуры и солености воды в узлах двухградусной сетки на конец августа по режимной информации и по материалам конкретных лет. Временной ход потоков тепла и солей рассчитывался по заданным значениям метеозлементов [19]. В целом удалось добиться хорошего совпадения рассчитываемых характеристик с имеющимися данными наблюдений.

По результатам моделирования эволюция осенне-зимнего гидрологического режима Баренцева моря выглядит следующим образом. Толщина квазиоднородного слоя к началу осеннего охлаждения примерно одинакова по всей площади моря (5-10 м). В дальнейшем развивается плотностная конвекция, вследствие охлаждения и осолонения при испарении и при ледообразовании (в северной и юго-восточной частях моря). В соответствии с этим наибольшее развития она достигает в юго-западной и северной частях моря (рис. 4.36).

В течение всего рассчитываемого периода наибольшие температуры воды 4-12°C и соленость 35‰ наблюдаются в юго-западной части моря. Объясняется это тем, что с запада между о. Медвежий и мысом Норд-Кап проходит ветвь Северо-Атлантического течения - Нордкапское течение, несущее теплые и соленые воды из Атлантики. По мере продвижения на север и на восток атлантические воды охлаждаются и смешиваются с местными. Поэтому температура и соленость воды поверхностного слоя в этих направлениях уменьшается. В течение всего рассчитываемого периода соленость воды квазиоднородного слоя во всех районах моря возрастает, вследствие образования льда на севере и юго-востоке и интенсивного испарения на юго-западе. К началу охлаждения Баренцево море, как правило, полностью освобождается от льдов. В сентябре, октябре начинается ледообразование на севере моря. Далее, по мере охлаждения, кромка льда опускается на юг. В ноябре-декабре покрывается льдом юго-восточная часть моря, и он появляется у западного побережья Новой Земли. Максимального развития ледяной покров достигает к концу марта. Южная часть моря не замерзает никогда.

Отметим ещё одну интересную деталь, с которой пришлось

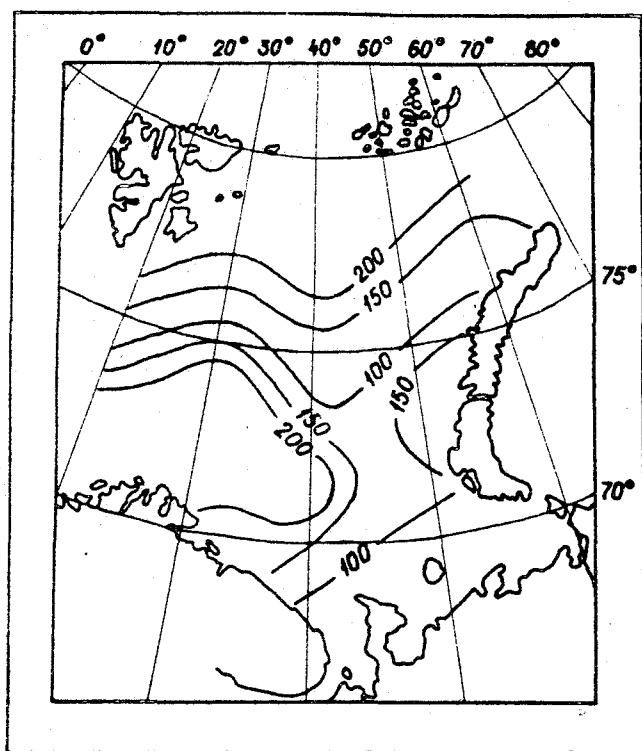


Рис. 4.36. Рассчитанная толщина квазиоднородного слоя на момент максимального развития конвекции.

столкнуться при исследовании эволюции верхнего квазиоднородного слоя в Финском и Рижском заливах. Она характерна для всех пресноводных и солоноватых водоемов, поскольку в них температура воды наибольшей плотности выше температуры замерзания. Это обстоятельство приводит к весьма своеобразному сезонному ходу толщины верхнего квазиоднородного слоя [45].

Рассмотрим его на примере расчета эволюции ВКС в центральной части Ладожского озера, поскольку исследуемый эффект проявляется здесь весьма ярко. В течение осенне-зимнего охлаждения выделяются несколько характерных периодов.

Первый - от момента максимального прогрева до момента

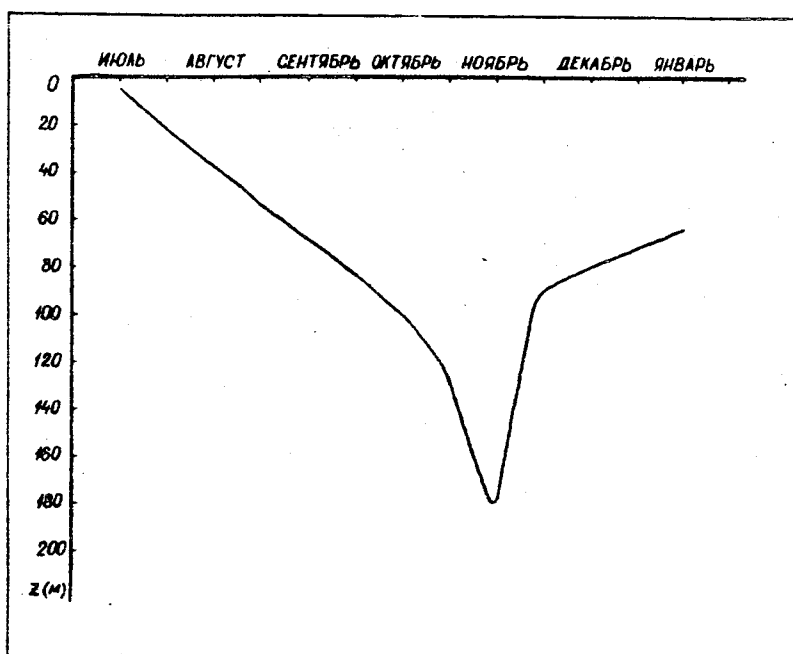


Рис. 4.37. Рассчитанная толщина верхнего квазиоднородного слоя в Ладожском озере по модели из 3.2.

максимального развития конвекции. В этот период происходит постепенное охлаждение ВКС. Температура в нем уменьшается, а слой конвективного перемешивания увеличивается (рис. 4.37). Скорость заглубления ВКС не одинакова в течение всего периода. В начале (июль-сентябрь) она примерно одинакова и определяется скоростью охлаждения воды на поверхности и динамическим воздействием атмосферы. Роль последнего вначале достаточно велика и сравнима с ролью потока массы через поверхность. По мере заглубления ВКС вклад динамического воздействия атмосферы уменьшается. С понижением температуры стратифицированность сезонного термоклина уменьшается, и скорость конвективного перемешивания резко увеличивается (октябрь-ноябрь).

В ноябре происходит полное выравнивание температуры по вертикали.

С этого момента в ходе толщины ВКС начинается второй период. Дальнейшее охлаждение верхнего квазиоднородного слоя спо-

способствует созданию в верхнем слое устойчивой стратификации. Формирование ВКС в этих условиях происходит по типу ветрового перемешивания. Толщина ВКС резко уменьшается и в дальнейшем до момента образования льда остается примерно одинаковой. Некоторое ее уменьшение наблюдается в связи с увеличением скорости охлаждения к концу осени и началу зимы.



## ГЛАВА 5. ВЛИЯНИЕ АДВЕКЦИИ ТЕПЛА И СОЛЕЙ НА ФОРМИРОВАНИЕ ТЕРМОХАЛИННОЙ СТРУКТУРЫ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ОКЕАНА

### 5.1. Влияние горизонтальных переносов тепла и солей на эволюцию толщины квазиоднородного слоя

Основные особенности изменений вертикальной термохалинной структуры деятельного слоя океана, как было показано в четвертой главе, определяются локальным термодинамическим взаимодействием атмосферы и океана. Вместе с тем совершенно ясно, что существенный вклад в формирование гидрологической структуры вносят и горизонтальные переносы тепла и солей течениями. Роль их становится особенно велика в районах со значительной горизонтальной неоднородностью полей температуры и солености. Проявление влияния адвекции на режим деятельного слоя очень многообразно.

Оценить количественно влияние горизонтальных переносов тепла и солей течениями на эволюцию толщины ВКС можно, дополнив уже апробированную одномерную модель квазиоднородного слоя так, чтобы рассматриваемые переносы учитывались в ней как дополнительные члены. Тогда основные уравнения модели имеют следующий вид [41].

Уравнения турбулентной теплопроводности и диффузии солей, проинтегрированные от поверхности океана (3) до нижней границы квазиоднородного слоя ( $h$ ) :

$$h \frac{\partial T_0}{\partial t} + M_x \frac{\partial T_0}{\partial x} + M_y \frac{\partial T_0}{\partial y} = \frac{q_0^T}{c_p \rho_0} - \frac{q_h^T}{c_p \rho_0}, \quad (5.1)$$

$$h \frac{\partial S_0}{\partial t} + M_x \frac{\partial S_0}{\partial x} + M_y \frac{\partial S_0}{\partial y} = \frac{q_0^S}{\rho_0} - \frac{q_h^S}{\rho_0}, \quad (5.2)$$

Уравнения турбулентной теплопроводности и диффузии солей, проинтегрированные в пределах сезонного термоклина от  $h$  до  $H$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_h^H T dz + \frac{\partial h}{\partial t} T_0 + \frac{\partial}{\partial x} \int_h^H T u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_h^H T v dz - \\ - T_0 \frac{\partial}{\partial x} \int_h^H u dz - T_0 \frac{\partial}{\partial y} \int_h^H v dz = \frac{q_h^T}{c_p \rho_0} \end{aligned} \quad (5.3)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \int_h^H S dz + \frac{\partial h}{\partial t} S_0 + \frac{\partial}{\partial x} \int_h^H S u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_h^H S v dz - \\ - S_0 \frac{\partial}{\partial x} \int_h^H u dz - S_0 \frac{\partial}{\partial y} \int_h^H v dz = \frac{q_h^S}{\rho_0} \end{aligned} \quad (5.4)$$

При этом полагалось, что  $q_H^T = q_H^S = 0$ .

Отметим, что уравнения (5.3) и (5.4) выведены в предположении стационарности глубины залегания нижней границы деятельного слоя (т.е.  $\partial H / \partial t = 0$ ), а также отсутствия движений на глубине  $z = H$  (т.е.  $u = v = 0$ ). Кроме того, при получении этих уравнений не использовались кинематические условия на верхней и нижней границах сезонного термоклина. Если же эти условия использовать, то в уравнениях (5.3) и (5.4) пропадут члены  $(T_0, S_0) \frac{\partial}{\partial x} \int_h^H u dz$ ,  $(T_0, S_0) \frac{\partial}{\partial y} \int_h^H v dz$  и  $\frac{\partial h}{\partial t} (T_0, S_0)$ .

Уравнение баланса энергии турбулентности, проинтегрированное в пределах от  $\xi$  до  $h$  в форме (3.5).

Интегрируя уравнения турбулентной теплопроводности и диффузии солей от  $\xi$  до  $z < h$ , получим выражения для  $q_z^T$  и  $q_z^S$ :

$$\frac{q_z^T}{c_p \rho_0} = \frac{q_0^T}{c_p \rho_0} - \frac{\partial T_0}{\partial t} z - \frac{\partial T_0}{\partial x} \int_{\xi}^z u dz - \frac{\partial T_0}{\partial y} \int_{\xi}^z v dz, \quad (5.5)$$

$$\frac{q_z^s}{\rho_0} = \frac{q_0^s}{\rho_0} - \frac{\partial S_0}{\partial t} z - \frac{\partial S_0}{\partial x} \int_{\xi}^z u dz - \frac{\partial S_0}{\partial y} \int_{\xi}^z v dz. \quad (5.6)$$

Турбулентные потоки тепла и солей в квазиоднородном слое, как видно из этих уравнений, в общем случае не являются линейной функцией вертикальной координаты ( $z$ ), как это имеет место при использовании предположения о горизонтальной однородности полей температуры и солёности. Впрочем, линейность потоков сохраняется, если скорости течений в квазиоднородном слое не зависят от  $z$ .

Подставляя уравнения (5.5) и (5.6) в соотношение (3.5), с учетом уравнений (5.1) - (5.4) после некоторых преобразований находим:

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} = \frac{1}{\alpha(T_0 - \bar{T}) - \beta(S_0 - \bar{S})} & \left\{ \underbrace{-\alpha \frac{q_0^T}{c_p \rho_0} + \beta \frac{q_0^s}{\rho_0}}_{\text{I}} - \underbrace{\frac{2(G-L)}{gh}}_{\text{II}} - \right. \\ & - \underbrace{(H-h)(\alpha \frac{\partial \bar{T}}{\partial t} - \beta \frac{\partial \bar{S}}{\partial t})}_{\text{III}} - \underbrace{(\alpha \frac{\partial T_0}{\partial x} - \beta \frac{\partial S_0}{\partial x}) \left( \int_{\xi}^h u dz - \right.}_{\text{IV}} \\ & \left. \left. - \frac{2}{h} \int_{\xi}^h dz \int_{\xi}^z u dz \right) - (\alpha \frac{\partial T_0}{\partial y} - \beta \frac{\partial S_0}{\partial y}) \left( \int_{\xi}^h v dz - \frac{2}{h} \int_{\xi}^h dz \int_{\xi}^z v dz \right) - \right. \\ & \left. \underbrace{- \frac{\partial}{\partial x} \int_h^H u [\alpha(T - T_0) - \beta(S - S_0)] dz - \frac{\partial}{\partial y} \int_h^H v [\alpha(T - T_0) - \beta(S - S_0)] dz}_{\text{V}} \right\}. \end{aligned} \quad (5.7)$$

где  $\bar{T}$ ,  $\bar{S}$  - средние температура и соленость воды в сезонном термоклизе.

Для расчета эволюции средних температуры и солености воды в сезонном термоклизе воспользуемся уравнениями турбулентной диффузии тепла и солей в сезонном термоклизе:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa^T \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (5.8)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + v \frac{\partial S}{\partial y} + w \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa^S \frac{\partial S}{\partial z}. \quad (5.9)$$

Коэффициенты турбулентного обмена теплом и солями определим с учетом перемежающегося характера турбулентности в сезонном термоклизе, как это было описано в главе 4.

В поставленной задаче остались неопределенными составляющие скоростей течений в квазиоднородном слое и в сезонном термоклизе. Для оценочных расчетов ограничимся заданием эпюры скоростей, рассчитанной по модели Экмана. Тогда система уравнений (5.1)-(5.4) и (5.7)-(5.9) является замкнутой и её можно использовать для расчета эволюции термохалинной структуры деятельного слоя океана с учетом горизонтальных переносов тепла и солей течениями.

Обратимся к эволюционному уравнению для расчета толщины квазиоднородного слоя  $h$  (5.7). Если в нем сделать допущения о горизонтальной однородности полей температуры и солености, то уравнение (5.7) сводится к формуле полученной нами ранее в рамках одномерной модели (уравнение 4.5).

Первые две группы членов характеризуют локальные механизмы, формирующие квазиоднородный слой, т.е. тепло- и массообмен океана и атмосферы (I), а также динамическое воздействие ветра и диссипацию энергии турбулентности в пределах ВКС (II). Третья группа учитывает изменение термохалинных условий в сезонном термоклизе (III). Четвертая и пятая отражают влияние на толщину квазиоднородного слоя горизонтальных переносов тепла и солей течениями в квазиоднородном слое (IV) и в сезонном термоклизе (V).

Оценочные расчеты были проведены по данным океанологической станции "November" ( $\varphi = 30^\circ N$ ,  $\lambda = 140^\circ W$ ). Значения гори -

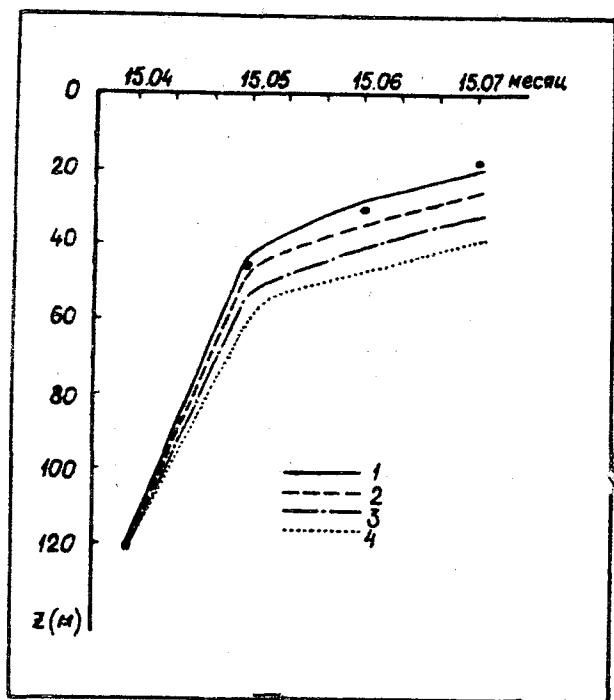


Рис. 5.1. Толщина квазиоднородного слоя: • - по данным наблюдений; 1 - рассчитанная по полной модели; 2 - рассчитанная с учетом членов I, II, III и IV групп; 3 - рассчитанная с учетом членов I, II, III и V групп; 4 - рассчитанная с учетом членов I, II и III групп.

горизонтальных градиентов температуры и солености задавались по данным [1]. Характеристики течения в точке находились в виде суммы дрейфовой составляющей, которая рассчитывалась по модели Экмана, и градиентной, задаваемой неизменной величиной по данным [75].

Модельные эксперименты позволили оценить влияние отдельных действующих факторов на эволюцию термохалинной структуры верхнего слоя океана. Анализ их показал, что адвекция тепла и солей, как и предполагалось, играет существенную роль в формировании толщины квазиоднородного слоя (рис. 5.1), его температуры и со-

лености. Удалось также разделить влияние адвекции в квазиоднородном слое и в сезонном термоклине на эволюцию  $h$ . При этом роль первой оказалась, как и следовало ожидать, более важной. Поскольку задаваемая в расчетах крупномасштабная адвекция, является постоянно действующим фактором, пренебрежение ею влечет за собой ошибки в расчете толщины верхнего квазиоднородного слоя, которые возрастают со временем и становятся сравнимы с самой толщиной этого слоя уже спустя два-три расчетных месяца после начала расчетов.

Естественно, что количественная сторона оценок, в связи с грубым заданием схемы течений, является весьма приближенной. Тем не менее, полученные результаты могут служить подтверждением необходимости учета влияния горизонтальной неоднородности полей температуры и солености, адвекции тепла и солей течениями при моделировании термохалинной структуры верхнего слоя океана. Особенно важно учитывать эти процессы при расчетах на длительный период.

## 5.2. Модель циркуляции вод

Динамическая структура деятельного слоя океана не только влияет на эволюцию характеристик термохалинной структуры, но и в свою очередь определяется распределением полей температуры и солености воды. В связи с этим оптимальным является их совместное изучение. В настоящее время известно довольно значительное количество подобных работ. Однако в большей их части [51,56,75] упор делается на реализацию динамической части задачи, а эволюция полей температуры и солености описывается довольно схематично. В меньшей части работ главное внимание уделяется рассмотрению термохалинной структуры, и тогда динамическая часть выглядит излишне упрощенной. Так, в модели осенне-зимней конвекции Ю.П.Доронина [18,21] учитывается адвекция тепла и солей течениями, которые задаются в виде суммы постоянных, не меняющихся по времени течений, и дрейфовых, рассчитываемых по схеме Экмана. Подобным же способом учитывалась адвекция в работах В.И.Калацкого и Е.С.Нестерова [33,34,66] и нами (см. 5.1). В.А.Бурковым [10] была исследована совместная эволюция динамической и термохалинной структуры в поверхностных, промежуточных и глубинных водных мас-

сах Мирового океана. Однако это исследование в значительной мере носит качественный характер. Таким образом, в этих моделях не рассматривается обратное влияние термохалинной структуры на динамику течений.

Динамический блок модели совместной эволюции термохалинной и динамической структуры должен отвечать требованиям, продиктованным спецификой задачи. Например, он должен быть не слишком громоздким при реализации, поскольку при объединении в модели термохалинного и динамического блоков вычислительные трудности могут стать трудно разрешимыми. Кроме того динамический блок должен описывать нестационарные течения, так как предполагается исследование совместной адаптации полей течения и масс.

С учетом этих требований уравнения движения, неразрывности и гидростатики напишем в следующем виде [46,72]:

$$-\frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial \tau_x}{\partial z} + f \rho v - \kappa_r \rho u = \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (5.10)$$

$$-\frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial \tau_y}{\partial z} - f \rho u - \kappa_r \rho v = \frac{\partial P}{\partial y}, \quad (5.11)$$

$$g \rho = -\frac{\partial P}{\partial z}, \quad (5.12)$$

$$\frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} - \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0, \quad (5.13)$$

где  $\tau_x, \tau_y$  - тангенциальные напряжения течения;  $f$  - параметр Кориолиса;  $\kappa_r$  - коэффициент горизонтального трения;  $P$  - давление.

Система (5.10) - (5.13) интегрированием от дна океана  $d$  до поверхности  $\xi$  преобразуется к виду:

$$-\frac{\partial S_x}{\partial t} + \tau_x \Big|_{z=\xi} - \tau_x \Big|_{z=d} - f S_y - \kappa_r S_x = \frac{\partial}{\partial x} \int_d^\xi \rho dz - \frac{\partial \xi}{\partial x} \rho_0 + \frac{\partial d}{\partial x} \rho_d, \quad (5.14)$$

$$-\frac{\partial S_y}{\partial t} + \tau_y \Big|_{z=\xi} - \tau_y \Big|_{z=d} - f S_x - \kappa_r S_y = \frac{\partial}{\partial y} \int_d^{\xi} \rho dz - \frac{\partial \xi}{\partial y} \rho_0 - \frac{\partial d}{\partial y} \rho_d, \quad (5.15)$$

$$-g \int_d^{\xi} \rho dz = P_0 - P_d, \quad \frac{\partial S_x}{\partial x} + \frac{\partial S_y}{\partial y} = 0, \quad (5.16)$$

где введены обозначения:  $S_x = \int_d^{\xi} \rho u dz$ ;  $S_y = \int_d^{\xi} \rho v dz$ ;  $\rho_0$  - атмосферное давление.

Уравнение (5.16) позволяет ввести скалярную функцию полных потоков  $\psi$  выражениями:

$$S_x = -\frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad S_y = \frac{\partial \psi}{\partial x}.$$

Проделав с уравнениями (5.14) и (5.15) операцию вихря, получим в пренебрежении малыми членами следующее уравнение:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\Delta \psi) + \kappa_r \Delta \psi + \beta \frac{\partial \psi}{\partial x} = \text{rot}_x \tau_0 - \text{rot}_x \tau_d + \frac{\partial d}{\partial x} \left( \frac{\partial \rho_0}{\partial y} + \right. \\ \left. - g \int_d^0 \frac{\partial \rho}{\partial y} dz + g \rho_s \frac{\partial \xi}{\partial y} \right) + \frac{\partial d}{\partial y} \left( \frac{\partial \rho_0}{\partial x} + g \int_d^0 \frac{\partial \rho}{\partial x} dz + g \rho_s \frac{\partial \xi}{\partial x} \right), \end{aligned} \quad (5.17)$$

где  $\text{rot}_x \tau_0$  и  $\text{rot}_x \tau_d$  - представляют собой роторы касательного напряжения ветра на поверхности океана и на дне;  $\rho_s$  - плотность воды в БКС.

Из уравнений (5.14) и (5.15), пренебрегая малыми членами, можно выразить  $\partial \xi / \partial x$ ,  $\partial \xi / \partial y$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{1}{g \rho d} \left( g \int_d^0 dz \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial x} dz - d \frac{\partial \rho_0}{\partial x} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial t} - \right. \\ \left. - \tau_x \Big|_{z=\xi} + \tau_x \Big|_{z=d} - f \frac{\partial \psi}{\partial x} - \kappa_r \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) \end{aligned} \quad (5.18)$$



$$\frac{\partial \xi}{\partial y} = \frac{1}{g \rho_0 d} \left( g \int_d^0 dz \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial y} dz - d \frac{\partial \rho_0}{\partial y} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial t} - \right. \\ \left. - \tau_y|_{z=\xi} + \tau_y|_{z=d} - f \frac{\partial \psi}{\partial y} - \kappa_r \frac{\partial \psi}{\partial x} \right). \quad (5.19)$$

Подставляя выражения (5.18) и (5.19) в уравнение (5.17), получим после преобразований:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \Delta \psi - \frac{1}{d} \frac{\partial d}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{1}{d} \frac{\partial d}{\partial y} \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + \kappa_r \Delta \psi + \\ + \frac{\partial \psi}{\partial x} \left( \beta - \frac{\kappa_r}{d} \frac{\partial d}{\partial x} - \frac{f}{d} \frac{\partial d}{\partial y} \right) + \frac{\partial \psi}{\partial y} \left( \frac{f}{d} \frac{\partial d}{\partial x} - \frac{\kappa_r}{d} \frac{\partial d}{\partial y} \right) = \\ = \operatorname{rot}_x \tau + \frac{\partial d}{\partial x} \left( g \frac{\partial}{\partial y} \int_d^0 \rho dz + \frac{g}{d} \frac{\partial}{\partial y} \int_d^0 dz \int_z^0 \rho dz - \frac{\tau_y|_{z=\xi}}{d} + \frac{\tau_y|_{z=d}}{d} \right) - \\ - \frac{\partial d}{\partial y} \left( g \frac{\partial}{\partial x} \int_d^0 \rho dz + \frac{g}{d} \frac{\partial}{\partial x} \int_d^0 dz \int_z^0 \rho dz - \frac{\tau_x|_{z=\xi}}{d} + \frac{\tau_x|_{z=d}}{d} \right). \quad (5.20)$$

Начальные и граничные условия для уравнения (5.20) зададим следующие:

$$\psi|_{t=0} = \psi_0(x, y); \quad \psi|_r = \psi_r(t). \quad (5.21)$$

На твердых границах  $\psi_r(t) = \text{const}$ , на жидких  $\psi_r$  рассчитывается по данным о расходах воды.

Введем обозначения в (5.20):

$$-\frac{1}{d} \frac{\partial d}{\partial x} = a, \quad -\frac{1}{d} \frac{\partial d}{\partial y} = b, \quad \beta - \frac{\kappa_r}{d} \frac{\partial d}{\partial x} - \frac{f}{d} \frac{\partial d}{\partial y} = a_1,$$

$$\frac{f}{d} \frac{\partial d}{\partial x} - \frac{\kappa_r}{d} \frac{\partial d}{\partial y} = b_1,$$

$$F = \text{rot}_z \tau + \frac{\partial d}{\partial x} \left( g \frac{\partial}{\partial y} \int_d^0 \rho dz + \frac{g}{d} \frac{\partial}{\partial y} \int_d^0 dz \int_z^0 \rho dz - \frac{\tau_y|_{z=\xi}}{d} + \frac{\tau_y|_{z=d}}{d} \right) -$$

$$- \frac{\partial d}{\partial y} \left( g \int_d^0 \rho dz + \frac{g}{d} \frac{\partial}{\partial x} \int_d^0 dz \int_z^0 \rho dz - \frac{\tau_x|_{z=\xi}}{d} + \frac{\tau_x|_{z=d}}{d} \right).$$

тогда уравнение (5.20) примет вид:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \Delta \psi + a \frac{\partial \psi}{\partial x} + b \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + \kappa_r \Delta \psi + a_1 \frac{\partial \psi}{\partial x} + b_1 \frac{\partial \psi}{\partial y} = F. \quad (5.22)$$

Вводя новую переменную  $\varphi = \Delta \psi$ , получим вместо уравнения (5.22) систему:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \varphi + a \frac{\partial \psi}{\partial x} + b \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + \kappa_r \varphi + a_1 \frac{\partial \psi}{\partial x} + b_1 \frac{\partial \psi}{\partial y} = F, \quad (5.23)$$

$$\Delta \psi = \varphi. \quad (5.24)$$

Реализация уравнений (5.23) и (5.24) позволяет найти переко-сы уровенной поверхности по формулам (5.18) и (5.19). В дальней-шем (5.10) и (5.11) интегрируются в пределах ВКС, что позволяет определить полные потоки в нем, которые формируются за счет ба-роклинных эффектов и ветрового воздействия, проявляющегося в ви-де суммы дрейфовой и градиентной составляющих:

$$-\frac{\partial M_x}{\partial t} + \tau_x|_{z=0} + f M_y - \kappa_r M_x = \frac{\partial}{\partial x} \int_h^{\xi} \rho dz - \frac{\partial \xi}{\partial x} \rho_0 + \frac{\partial h}{\partial x} \rho_h, \quad (5.25)$$

$$-\frac{\partial M_y}{\partial t} + \tau_y|_{z=0} - f M_x - \kappa_r M_y = \frac{\partial}{\partial y} \int_h^{\xi} \rho dz - \frac{\partial \xi}{\partial y} \rho_0 + \frac{\partial h}{\partial y} \rho_h \quad (5.26)$$

При выводе уравнений (5.25) и (5.26) предполагалось, что касательное напряжение на уровне  $z = h$  равно нулю, т.е. что глуб-

же ВКС чисто дрейфовые течения не проникают. Тогда скорости течений ниже ВКС определяются путем интегрирования квазигеострофических уравнений:

$$-\frac{\partial \rho u}{\partial t} + f \rho v - \kappa_r \rho u = \frac{\partial P}{\partial x}, \quad (5.27)$$

$$-\frac{\partial \rho v}{\partial t} - f \rho u - \kappa_r \rho v = \frac{\partial P}{\partial y}. \quad (5.28)$$

Градиенты давления при этом рассчитываются с учетом найденных перекосов уровня. В том случае, если при определении скоростей течения ниже ВКС не требуется большой точности, можно ограничиться нахождением средних скоростей течений в этом слое, или скорости ниже ВКС надо рассчитывать путем интегрирования уравнений (5.27) и (5.28).

Таким образом, если известно поле плотности в океане, по изложенной модели можно определить полные потоки воды в пределах ВКС и скорости течений ниже него. Последовательность расчетов выглядит следующим образом. По формулам (5.23) и (5.24) по начальному полю плотности находятся функции полных потоков. Затем из (5.18) и (5.19) рассчитываются перекосы уровня свободной поверхности. После этого из (5.25) и (5.26) находятся значения полных потоков в пределах ВКС, а из (5.27) и (5.28) значения скоростей в глубинных слоях воды.

Апробирование модели производилось на материалах Баренцева моря. При этом использовалась режимная информация в узлах  $2^\circ$  сетки (среднегодовое поле плотности и атмосферного давления и материалы отдельных лет). Прокомментируем некоторые наиболее интересные результаты. Оказалось, что время выхода на установившийся режим из состояния покоя при неизменных во времени определяющих факторах при всех вариантах их задания составляет около 20 суток. Естественно, что оно зависит от скорости диссипации энергии движения, характеризуемой в нашей модели коэффициентом горизонтального трения  $\kappa_r$ . Основные эксперименты проводились при значении  $\kappa_r = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ . При уменьшении коэффициента горизонтального трения в два раза характер циркуляции остается неизменным, а интенсивность движения возрастает на большей части акватории в два-три раза. В северной и северо-восточной частях моря, где интенсивность циркуляции невелика, она практически не меняется при изменении величины  $\kappa_r$  (рис.5.2).

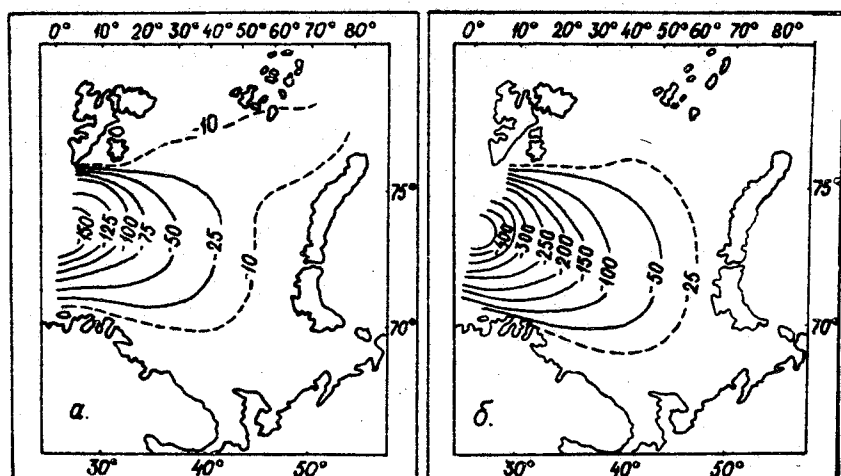


Рис. 5.2. Установившаяся интегральная циркуляция ( $\psi \cdot 10^{-8} \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1}$ ):  
а -  $\kappa_r = 10^{-4} \text{ с}^{-1}$ ; б -  $\kappa_r = 5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ .

Общая картина циркуляции в море при задании полей атмосферного давления в осредненном за десять и более дней виде определяется в основном бароклинными эффектами, а также притоками и стоками вод через жидкие границы. При этом безразлично - задается поле плотности в море по режимным данным или за конкретный год. Это, однако, не означает, что циркуляция в море целиком определяется бароклинными эффектами. Занижение роли ветра происходит вследствие сглаживания поля атмосферного давления при осреднении. Подтверждают это наши численные эксперименты с моделью. В них поле плотности воды считалось неизменным и задавалось либо по фактическим данным на конкретный год, либо режимные значения плотности. Поле атмосферного давления задавалось в двух вариантах. В первом варианте использовалось осредненное за декаду барическое поле. Во втором варианте задавалась фактическая барическая обстановка на 3 часа каждых суток декады.

Численные эксперименты показали, что при задании барического поля в виде осредненного за декаду и более, а полей плотности как фактических, так и климатических, основной вклад в формирование течений вносят бароклинные эффекты совместно с рельефом дна.

При этом поле течений приспосабливается к полям плотности и ветра за время порядка двадцати суток. Надо отметить, что поле циркуляции, рассчитанное по климатическим полям плотности и фактическим за конкретные годы в общем отличаются незначительно. Отмеченные факты указывают на то, что при задании среднедекадной барической обстановки ветровые течения в интегральной циркуляции не играют определяющей роли. Главными факторами, формирующими режим циркуляции, оказались бароклинные эффекты с учетом рельефа дна и расходы на жидких границах.

При экспериментах по второму варианту значения атмосферного давления задавались на 3 часа 1,2,3,6,8,9 дней декады (рис. 5.3). За 4,5 и 7 дни синоптических карт найти не удалось, и при расчетах полагалось, что в эти дни давление остается таким же, как и в предыдущий день. Сравнение срочных карт атмосферного давления с построенной по осредненным за декаду данным (рис. 5.3,б), которая использовалась в первом варианте экспериментов, показывает, что срочная атмосферная циркуляция существенно более интенсивна, чем средняя за декаду, и динамично меняется от суток к суткам.

Сопоставление атмосферной циркуляции с рассчитанной интегральной в море показывает, что теперь последняя в значительной мере определяется полем ветра. Движение в море носит существенно нестационарный характер, причем во времени меняется не только интенсивность, но и характер циркуляции. Причем, влекущее действие ветра проявляется довольно быстро, и в интегральной циркуляции повторяются вихревые особенности, присущие заданной атмосферной.

Если направление ветра попутно основному потоку в море, то происходит значительная интенсификация последнего (рис.5.4). При встречном ветре наблюдается обратная картина. Например, во второй и восьмой дни интенсивность движения м.Норд-Кап - о.Медвежий различается в 4 раза.

Обращает на себя внимание установление циркуляции в 4-ый и 5-ый дни декады, когда атмосферное давление оставалось постоянным и равным давлению 3-го дня (рис. 5.4). Видно, что установление циркуляции имеет колебательный характер.

Таким образом, становится очевидным, что осреднение исходных полей атмосферного давления ведет к занижению его роли в

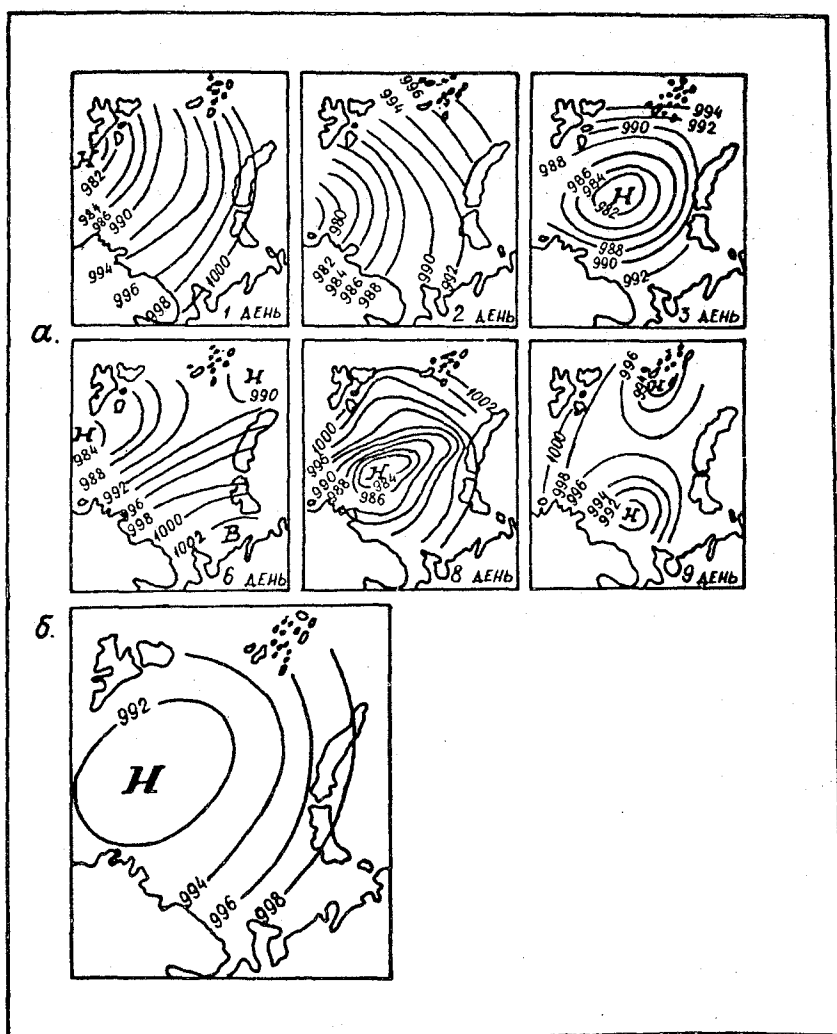


Рис. 5.3. Атмосферное давление (мб): а - на 3 часа каждого дня декады ; б - осредненное за декаду.

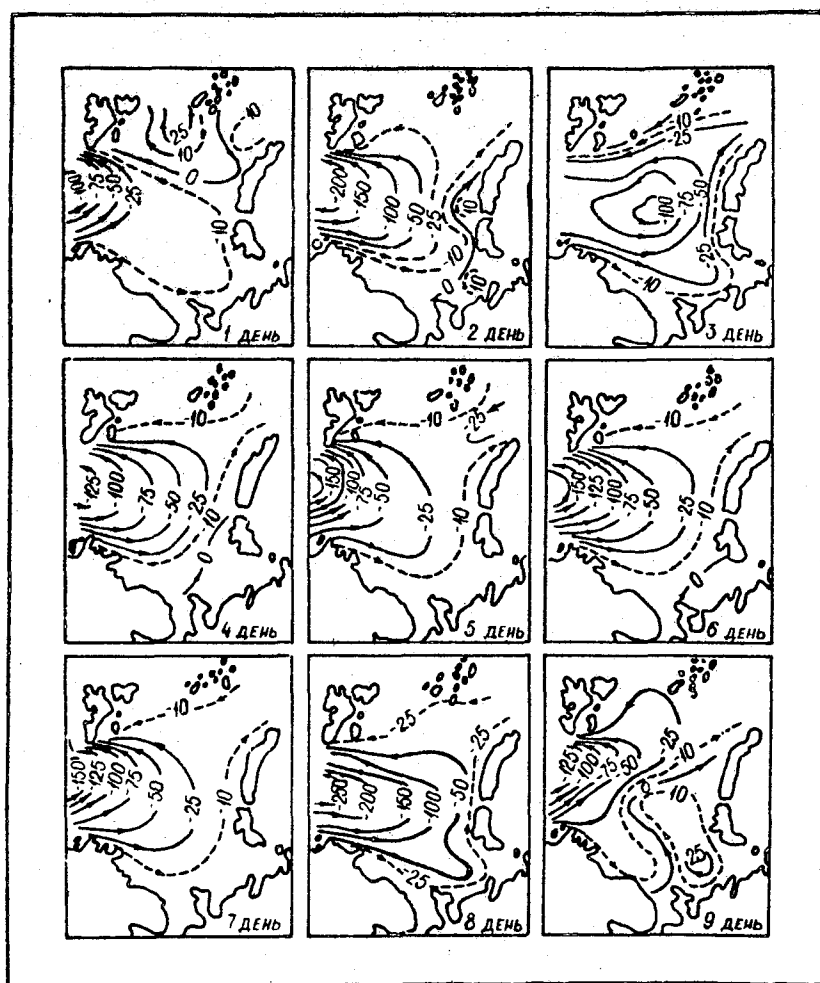


Рис. 5.4. Интегральная циркуляция ( $\psi \cdot 10^{-8} \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1}$ ), рассчитанная по срочной метеорологической информации.

развитии и изменчивости интегральной циркуляции в море. Более того численные эксперименты подтвердили полученный ранее вывод о том, что осредненная циркуляция, рассчитанная по осредненным полям атмосферного давления (рис. 5.5), не соответствует картине циркуляции, полученной в результате осреднения циркуляций, рассчитанных по срочным данным. То есть, вследствие нелинейной зависимости циркуляции в море от атмосферного давления, последовательное воздействие различных атмосферных возмущений неравновильно однократному воздействию на циркуляцию осредненного возмущения.

Путем численных экспериментов исследовалось влияние придонного трения на результаты моделирования. Было испробовано четыре способа его расчета. Первый, предложенный в [126], основан на линейной зависимости величины придонного трения от скорости течения. Второй, при котором напряжения трения определяются по градиентам придонного давления [74]. Третий способ, в котором величина касательного трения на дне пропорциональна квадрату скорости течения [30, 76]. Наконец, четвертый способ основан на соображениях подобия в пограничном придонном слое [26]. Анализ расчетов придонного трения по первым двум способам показывает, что при задании среднедекадных полей атмосферного давления оно сопоставимо с трением ветра на поверхности. Третий и четвертый способы дают значения придонного трения на один-два порядка меньше. Следует заметить, что величина коэффициента вертикального турбулентного обмена, входящая в первые две зависимости, на наш взгляд чрезмерно завышена, поэтому и оценки придонного трения также получаются завышенными. Необходимо также иметь ввиду, что трение на дне сопоставимо с трением на поверхности лишь при задании среднедекадного поля атмосферного давления. Но в этом случае само влияние ветра на циркуляцию в море, как уже упоминалось, незначительно. Иначе обстоит дело при задании несглаженных полей атмосферного давления. В этом случае роль ветра становится сравнимой с бароклинными эффектами. Трение на дне при этом хотя и увеличивается, но не настолько, чтобы оказывать заметное влияние на циркуляцию. Таким образом, наши эксперименты показали незначительную роль придонного трения в формировании циркуляции в море.

Было проведено также несколько численных экспериментов по



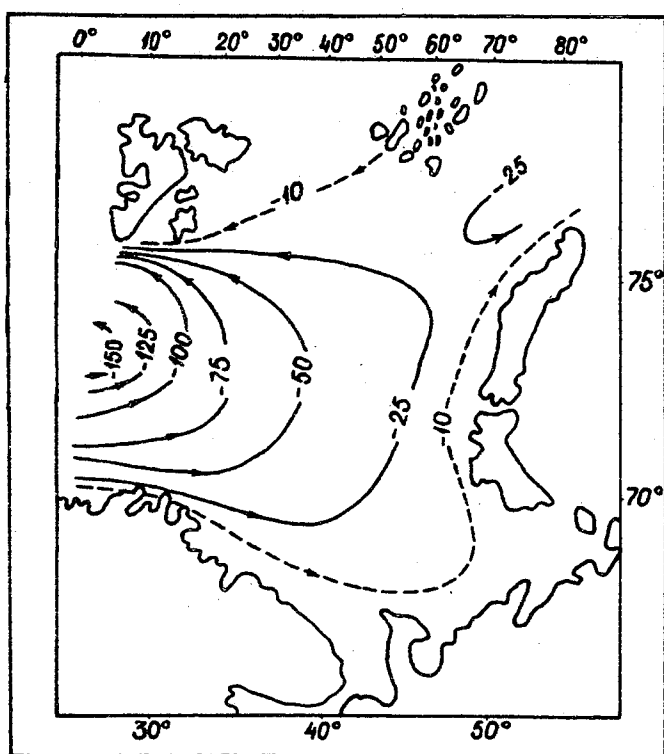


Рис. 5.5. Интегральная циркуляция ( $\psi \cdot 10^{-8} \text{ кг} \cdot \text{с}^{-1}$ ), рассчитанная по среднедекадной метеорологической информации на конец декады.

влиянию условий на жидких границах на циркуляцию вод в море.

### 5.3. Моделирование совместной эволюции динамического и термохалинного режимов верхнего слоя океана в сезонных масштабах

Динамический и термохалинный блоки модели эволюции гидрологического режима деятельного слоя океана по отдельности были описаны выше. При объединении их возникают некоторые моменты, требующие пояснений. В связи с этим, а также для большей наглядности изложения в этом параграфе соберем уже написанные ранее преобразованные уравнения вместе.

$$\frac{\partial T_o}{\partial t} h + M_x \frac{\partial T_o}{\partial x} + M_y \frac{\partial T_o}{\partial y} = \frac{q_o^T}{c_p \rho_o} - \frac{q_h^T}{c_p \rho_o}, \quad (5.29)$$

$$\frac{\partial S_o}{\partial t} h + M_x \frac{\partial S_o}{\partial x} + M_y \frac{\partial S_o}{\partial y} = \frac{q_o^S}{\rho_o} - \frac{q_h^S}{\rho_o}, \quad (5.30)$$

при  $dh/dt > 0$

$$\left. \begin{aligned} \frac{q_h^T}{c_p \rho_o} &= \frac{\partial h}{\partial t} \alpha_T (T_o - T_d) + \frac{\partial T_o}{\partial t} (d - h)(1 - \alpha_T) \\ \frac{q_h^S}{\rho_o} &= \frac{\partial h}{\partial t} \alpha_s (S_o - S_d) + \frac{\partial S_o}{\partial t} (d - h)(1 - \alpha_s) \end{aligned} \right\}, \quad (5.31)$$

при  $dh/dt < 0$

$$q_h^T = 0, \quad q_h^S = 0, \quad (5.32)$$

при  $dh/dt > 0$

$$\left. \begin{aligned} T(z) &= T_o + (T_d - T_o) \cdot T^*(\xi), \quad \text{при } z > h \\ S(z) &= S_o + (S_d - S_o) \cdot S^*(\xi), \quad \text{при } z > h \end{aligned} \right\}, \quad (5.33)$$

при  $dh/dt < 0$

$$T(z) \neq f(t), \quad S(z) \neq f(t), \quad (5.34)$$

при  $dh/dt > 0$

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} = & \frac{1}{-\beta \alpha_s \frac{(S_0 - S_H)h}{H(1 - \alpha_s) + \alpha_s h} + \alpha \alpha_T \frac{(T_0 - T_H)h}{H(1 - \alpha_T) + \alpha_T h}} \times \\ & \times \left\{ \frac{c_1 h \sqrt{\theta}}{g} \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - c_3 \frac{\theta^{3/2}}{hg} - \right. \\ & \left. - q_0^T \frac{\alpha(H-h)(1 - \alpha_T)}{H(1 - \alpha_T) + \alpha_T h} + q_0^S \frac{\beta(H-h)(1 - \alpha_s)}{H(1 - \alpha_s) + \alpha_s h} \right\}, \end{aligned} \quad (5.35)$$

при  $dh/dt < 0$

$$h = -2 \frac{(1 - \delta) c v_*^3 \rho_0}{g \left( -\frac{\alpha q_0^T}{c_p} + \beta q_0^S \right)}, \quad (5.36)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \Delta \psi + \alpha \frac{\partial \psi}{\partial x} + \beta \frac{\partial \psi}{\partial y} \right) + \kappa_r \Delta \psi + \alpha_1 \frac{\partial \psi}{\partial x} + \beta_1 \frac{\partial \psi}{\partial y} = F, \quad (5.37)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{1}{\rho_0 g d} \left( g \int_d^0 dz \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial x} dz - d \frac{\partial \rho_0}{\partial x} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial y \partial t} - \right. \\ \left. - \tau_x \Big|_{z=\xi} + \tau_x \Big|_{z=d} - f \frac{\partial \psi}{\partial x} - \kappa_r \frac{\partial \psi}{\partial y} \right), \quad (5.38)$$

$$\frac{\partial \xi}{\partial y} = \frac{1}{\rho_0 g d} \left( g \int_d^0 dz \int_z^0 \frac{\partial \rho}{\partial y} dz - d \frac{\partial \rho_0}{\partial y} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial t} - \right. \\ \left. - \tau_y \Big|_{z=\xi} + \tau_y \Big|_{z=d} - f \frac{\partial \psi}{\partial y} - \kappa_r \frac{\partial \psi}{\partial x} \right), \quad (5.39)$$

$$-\frac{\partial M_x}{\partial t} + \tau_x \Big|_{z=0} + f M_y - \kappa_r M_x = \frac{\partial}{\partial x} \int_h^\xi \rho dz - \frac{\partial \xi}{\partial x} \rho_0 + \frac{\partial h}{\partial x} \rho_h, \quad (5.40)$$

$$-\frac{\partial M_y}{\partial t} - \tau_y \Big|_{z=0} - f M_x - \kappa_r M_y = \frac{\partial}{\partial y} \int_h^\xi \rho dz - \frac{\partial \xi}{\partial y} \rho_0 + \frac{\partial h}{\partial y} \rho_h, \quad (5.41)$$

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha T + \beta S). \quad (5.42)$$

Обозначения к уравнениям можно найти в тех разделах, где они были выведены. Краевые условия будут сформулированы при описании численных экспериментов. Реализация изложенной задачи производится в следующей последовательности. По начальному полю

плотности и заданному атмосферному давлению рассчитывается интегральная циркуляция во всей толще воды по уравнению (5.37). Затем определяются перекосы уровенной поверхности океана с использованием рассчитанной интегральной циркуляции по уравнениям (5.38), (5.39). В дальнейшем находится эволюция толщины верхнего квазиоднородного слоя (уравнения (5.35), (5.36)), определяются полные потоки в пределах этого слоя (уравнения (5.40), (5.41)) производится расчет эволюции температуры и солености воды в пределах верхнего квазиоднородного слоя по уравнениям (5.29), (5.30). При этом потоки тепла и соли через нижнюю границу ВКС определяются по формулам (5.31), (5.32). И, наконец, профили температуры и солености ниже квазиоднородного слоя находятся по уравнениям (5.33), (5.34).

Изложенная модель была использована для имитации эволюции гидрологического режима Баренцева моря и верхнего слоя северной части Атлантического океана.

В Баренцевом море моделировался осенний период. В качестве начальных данных использовались поля температуры и солености на конец августа для ряда конкретных лет и их среднемноголетние значения на конец августа, полученные путем осреднения наблюдавшихся в течение 20 лет. Задавались также среднедекадные поля метеорологических элементов у поверхности моря, по которым рассчитывались потоки массы в море по методу, изложенному в [18].

Численные эксперименты показали, что модель вполне удовлетворительно воспроизводит эволюцию термохалинного и динамического режима Баренцева моря. Кроме того, они позволили оценить взаимное влияние термохалинного и динамического режимов моря друг на друга.

В течение первой декады сентября на акватории моря преобладает ветровое перемешивание, толщина ВКС составляет 5-10 метров. Начиная со второй декады поток массы через поверхность моря, вследствие интенсивного выхолаживания способствует уплотнению поверхностного слоя и развитию конвективного перемешивания. С этого времени в течение всего периода расчетов толщина ВКС по всей акватории моря увеличивается. Скорость развития конвекции во времени переменна. До тех пор, пока перемешивание ограничено слоем скачка толщина ВКС меняется сравнительно медленно. В дальнейшем, когда слой скачка разрушается, скорость заглубления

верхнего квазиоднородного слоя существенно возрастает.

Влияние адвекции тепла и солей на скорость заглубления верхнего квазиоднородного слоя довольно значительно. Показательны в этом отношении расчеты, произведенные по климатическим данным и материалам конкретного года. Начальная стратификация вод, которая в значительной мере определяет скорость развития конвекции, в обоих случаях была примерно одинаковой. Вместе с тем, при расчетах по климатическим данным заглубление ВКС происходит более интенсивно и максимально оно в западной части моря. При расчетах за конкретный год развитие конвекции происходит медленней, а наибольшие толщины ВКС приходятся на центральную часть моря. В этот год под влиянием синоптической обстановки рассчитанная циркуляция оказалась более интенсивной, чем по климатическим данным. Вследствие этого происходило интенсивное поступление тепла в море через западную границу и его перераспределение почти по всей акватории. Последнее, естественно, замедлило развитие конвекции (рис.5.6).

Обратное влияние поля плотности на циркуляцию вод начинает проявляться не сразу. Начальное поле плотности формирует общий вид циркуляции, на который накладывается влияние поля ветра. По мере трансформации поля плотности происходит перестройка картины циркуляции. Однако этот процесс достаточно медленный, вследствие большой инерционности термохалинного режима моря и медленной перестройки циркуляции под влиянием действующих факторов. С увеличением времени, на который выполняется расчет, влияние эволюции поля плотности на циркуляцию становится более заметным. При расчетах на большие сроки (более 2-3 месяцев) эволюция поля плотности может привести к существенной перестройке картины циркуляции в море.

Модель была использована также для изучения закономерностей формирования термохалинной структуры верхнего слоя северной части Атлантического океана [42,43]. При этом в модель были внесены некоторые добавления. Связано это с тем, что при исследовании эволюции различных характеристик в больших масштабах времени (сезон и более) необходимо учитывать, что тепло и соли, поступающие через поверхность океана, процессами турбулентного обмена перераспределяются в пределах большой толщи океана. Есть основания предполагать, что этот слой имеет толщину порядка

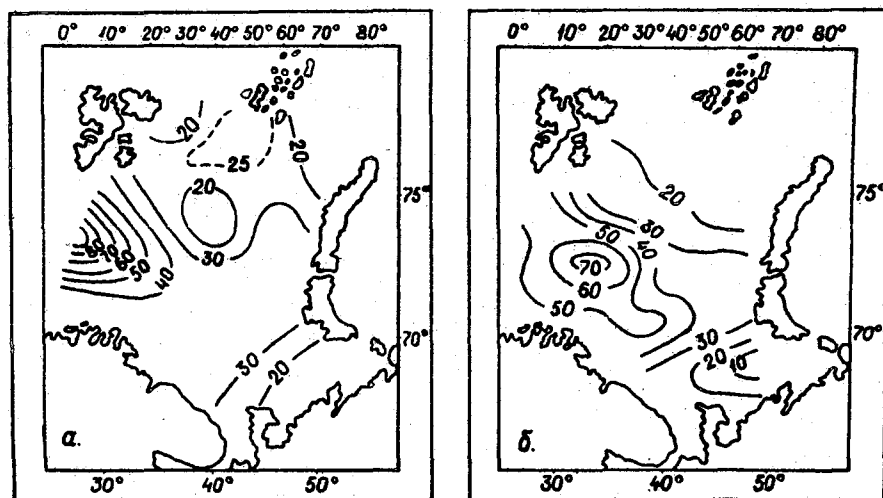


Рис. 5.6. Рассчитанная толщина квазиоднородного слоя (м) осенью: а - рассчитанная по климатическим данным ; б - рассчитанная по данным конкретного года.

1,0 ÷ 1,5 км [29]. В связи с этим для выполнения законов сохранения тепла и солей в модели, описывающей долговременную эволюцию термохалинной структуры, следует учитывать процессы обмена теплом и солями между деятельным слоем и главным термоклинном. При этом необходимо каким либо способом описывать профили температуры и солёности в главном термоклине. В известной монографии П.С.Линейкина и В.С.Мадерича [54] имеется современное изложение теории формирования главного термоклина. В ряде работ предлагаются более простые способы описания эволюции температуры и солёности, основанные на их параметризации [79, 80, 100].

Для этой же цели нами был использован метод параметрических моделей, предложенный А.И.Фельзенбаумом [97], где температура и солёность воды в слое от нижней границы верхнего квазиоднородного слоя до нижней границы главного термоклина представляется в виде полиномов, в которых аргументом является вертикальная координата:

$$T(z) = f_1 \left[ (z-h)^n, (z-h)^{n-1}, (z-h)^{n-2}, \dots \right]$$

$$S(z) = f_2 \left[ (z-h)^n, (z-h)^{n-1}, (z-h)^{n-2}, \dots \right] \quad 5.43$$

Коэффициенты полиномов находятся из условий на вертикальных границах и законов сохранения тепла и солей в этом слое  $[h-d]$  :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_h^d T dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_h^d T u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_h^d T v dz = \frac{q_h^T}{c_p \rho_0}, \quad (5.44)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_h^d S dz + \frac{\partial}{\partial x} \int_h^d S u dz + \frac{\partial}{\partial y} \int_h^d S v dz = \frac{q_h^S}{\rho_0}. \quad (5.45)$$

Потоки тепла и солей через нижнюю границу квазиоднородного слоя рассчитывались по традиционным соотношениям:

$$q_h^T = -c_p \rho_0 \kappa^T \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=h}, \quad (5.46)$$

$$q_h^S = -\rho_0 \kappa^S \left. \frac{\partial S}{\partial z} \right|_{z=h}.$$

Коэффициенты турбулентного обмена теплом и солями определялись по формуле (4.23), а градиенты температуры и солёности путем дифференцирования выражений (5.43). Толщина верхнего квазиоднородного слоя рассчитывалась в периоды заглубления из (3.13), при использовании (5.46), а в периоды подъема ВКС по (5.36). Однако, в отличие от расчетов суточной и синоптической изменчивости предположения о запирающем термоклине при  $dh/dt < 0$  не вводилось. При реализации динамического блока модели использовалось допущение "твёрдой крышки".

Расчеты по изложенной модели осуществлялись по десятиградусной сетке акватории Северной Атлантики. Воспроизводилась годовая эволюция толщины ВКС и трехмерных полей температуры, солёности и течений в бароклинном слое океана (1.0 - 1,5 км толщиной) от февраля к последующим месяцам. Несмотря на довольно грубую схематизацию профилей температуры и солёности воды ниже квазиоднородного слоя, в целом достаточно удовлетворительно удалось воспроизвести эволюцию вертикального распределения температуры и солёности в пределах ВКС, деятельного слоя и главного термоклина



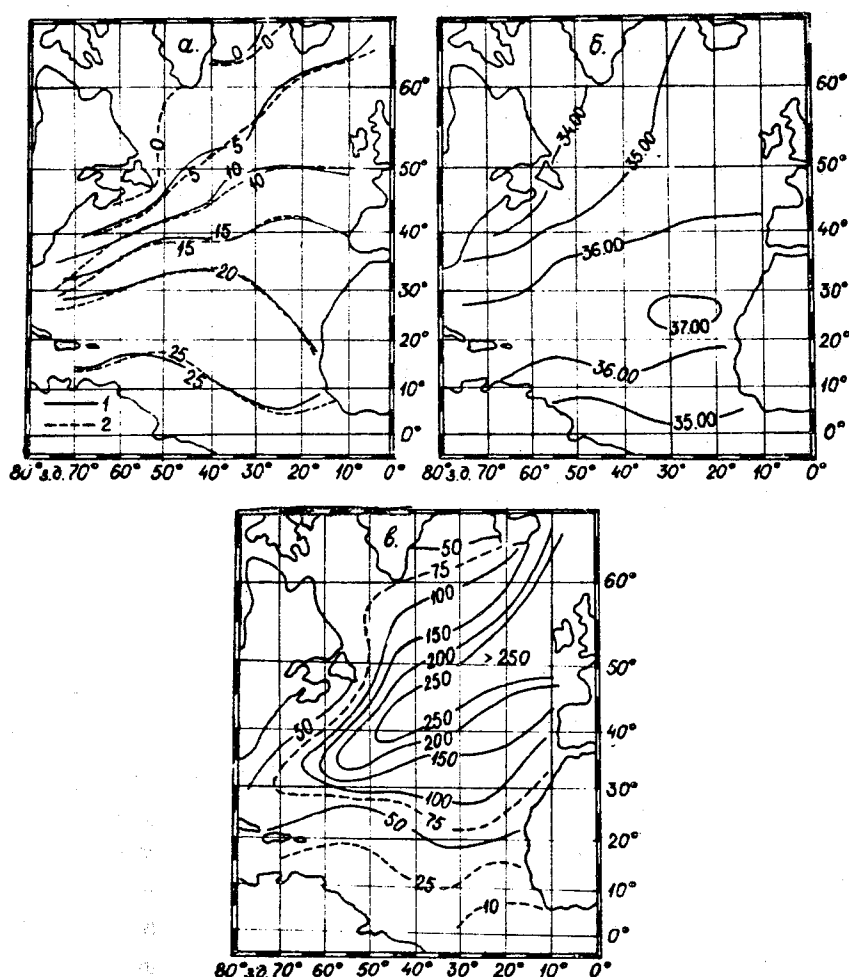


Рис. 5.7. Температура (а), соленость (б) и толщина квазиоднородного слоя (в). Март.

1 - рассчитанная; 2 - по данным наблюдений.

(рис. 5.7, 5.8). Модельные расчеты позволили оценить роль адвективных изменений температуры и солёности воды. Оказалось, что за осенне-зимний сезон суммарные изменения температуры за счет учитываемого переноса течениями составляют в среднем около 10 % от изменений температуры за счет локальных факторов. Однако в от -

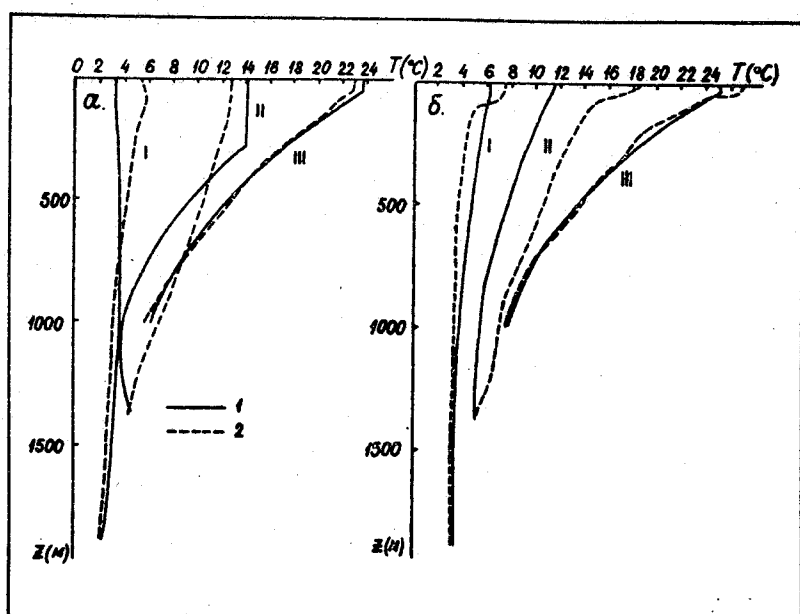


Рис. 5. 8. Рассчитанная (1) и наблюдаемая (2) температура воды в северной части Атлантического океана в точках с координатами: I -  $55^{\circ}$ с.ш.,  $45^{\circ}$ з.д.; II -  $45^{\circ}$ с.ш.,  $25^{\circ}$ з.д.; III -  $25^{\circ}$ с.ш.,  $45^{\circ}$ з.д. а - март; б - сентябрь.

дельные месяцы для районов интенсивных переносов вклад адвекции может достигать 25-30 %.

Анализ результатов (рис. 5.9) показывает, что на большей части рассматриваемой акватории адвекция способствует охлаждению верхнего квазиоднородного слоя. Лишь в юго-западной части отмечается весьма устойчивая область притока тепла. Сравнение наших результатов с картами адвекции тепла А.И.Смирновой [78] показывает, что в юго-западной и центральной частях акватории имеется их качественное согласие. На северо-востоке в [78] наблюдается второй очаг адвекции тепла, который воспроизвести не удалось. Это связано с тем, что нами не учитывались переносы тепла, вызванные наклонами уровня поверхности. Поэтому адвекция такими течениями как Гольфстрим, Лабрадорское, Ирмингера в упрощенном вариан-

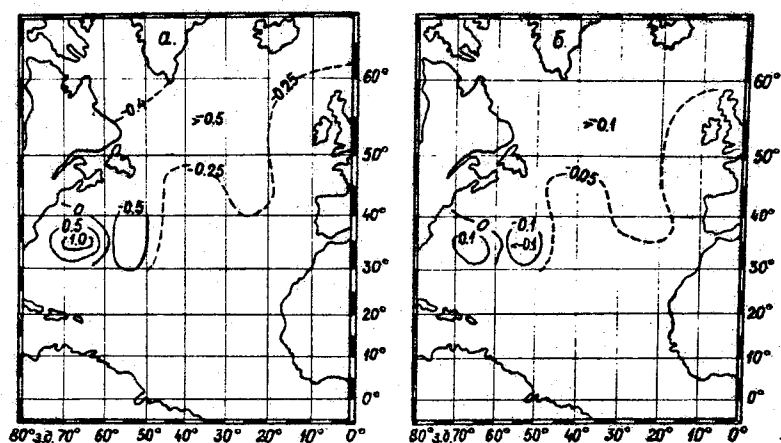


Рис. 5.9. Адвективные изменения температуры ( $^{\circ}\text{C}$ ) слоя конвективного перемешивания: а - за весь период конвекции октябрь-март ; б - за декабрь.

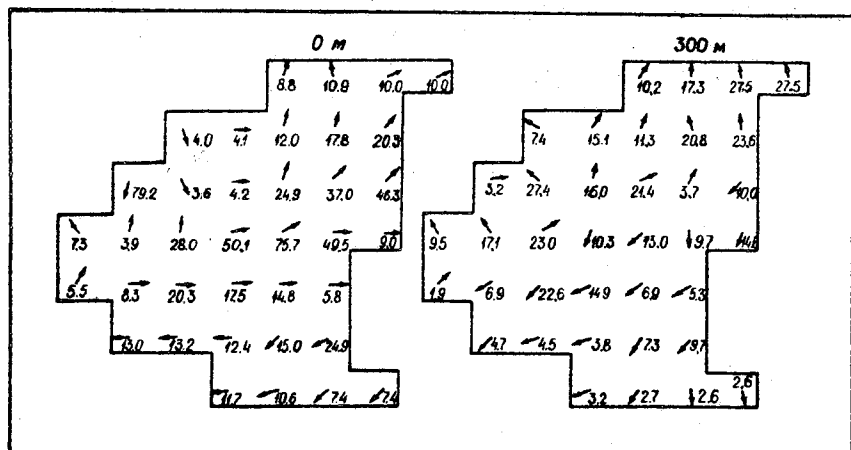


Рис. 5.10. Рассчитанные направление и скорость (обозначена цифрами у стрелок в  $\text{см}\cdot\text{с}^{-1}$ ) течения. Февраль.

те модели воспроизводилась довольно грубо. Это подтверждают и рассчитанные скорости течений (рис. 5.10).

Проявляется влияние адвекции и на эволюцию толщины верхнего квазиоднородного слоя. Особенно наглядно это происходит в переходные сезоны. Например, весной на большей части акватории (в её северной части) в феврале-марте задаваемые потоки тепла через поверхность океана способствуют выхолаживанию верхнего слоя. При этом в северных районах охлаждение происходит более интенсивно. В соответствии с этим следовало бы ожидать общего увеличения толщины верхнего квазиоднородного слоя и уменьшения температуры воды в нем, как это получилось в локальной модели (рис. 4.22). Общая картина в целом именно такова (рис. 5.7). Однако, поскольку модель учитывает адвективные изменения, то из-за этого заметны некоторые отклонения от ожидаемой картины. Так в районах, где вклад адвекции тепла, влекущий за собой уменьшение толщины верхнего квазиоднородного слоя, оказался более весомым, чем вклад локальных факторов, способствующих его углублению наблюдалось уменьшение ВКС и увеличение температуры воды в нем. Это юго-западная и северо-восточная части расчетной области.

Таким образом, проведенные расчеты подтверждают необходимость совместного рассмотрения эволюции полей течений, температуры и солёности воды в пределах верхнего пограничного слоя океана.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование изменчивости термохалинной структуры в реальных водных бассейнах охватывает очень широкий круг проблем. В этой книге затронута лишь небольшая их часть. В работе авторы стремились использовать данные натурных наблюдений и современные методы математического моделирования физических процессов в океане.

Основное внимание мы старались уделить проблеме взаимодействия явлений различных масштабов. Путем обработки данных наблюдений установлена качественная связь между фоновой стратификацией термохалинных полей и элементами их тонкой структуры. Показано, что основная часть сезонных изменений температуры и солености воды верхнего слоя океана происходит в течение кратковременных интенсивных атмосферных воздействий. Обращено внимание на большую роль в изменчивости верхнего слоя океана конвекции вследствие ночного выхолаживания. Сформулирована математическая модель имитирующая эти эффекты. Предложена модель сезонной эволюции деятельного слоя, в которой параметризуется короткопериодная изменчивость. Оценено влияние горизонтальной неоднородности в формировании термохалинной структуры верхнего слоя океана.

Вместе с тем авторы прекрасно понимают, что проблемы из затронутого в книге круга еще очень далеки от своего решения. Работу над этой книгой мы завершили с ощущением того, что поставлено вопросов пожалуй больше, чем решено. Это, видимо, естественно. Такова логика любого научного исследования. На каком-то этапе полезно остановиться, подвести промежуточные итоги и наметить направления дальнейших исследований. Нам представляется, что установление связей между разномасштабными явлениями, разработка на этой основе параметризации мелкомасштабных процессов в

крупномасштабных моделях позволит создать более надежные методы расчета и прогноза характеристик термохалинной структуры верхнего слоя океана.

Нам остается выразить глубокую благодарность профессору Виталию Николаевичу Степанову и профессору Юрию Петровичу Дорнину за редактирование рукописи.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Атлас Атлантического и Индийского океанов.- Изд. ГУНМО, 1977, -306 с.
2. Атлас теплового баланса океанов.- МГИ АН УССР, Севастополь, 1970.
3. Баранов Е.И. Некоторые результаты исследований вихрей Гольфстрима.- Труды ГОИН, 1979, № 150, с.62-70.
4. Баренблатт Г.И. Динамика турбулентных пятен и интрузии в устойчиво стратифицированной жидкости.- Изв.АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1978, т.14, № 2, с.195-205.
5. Баренблатт Г.И. Об автомодельности распределения температуры и солености в верхнем термокLINE.- Изв.АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1978, т.14, № 11, с.1160-1166.
6. Баринов А.А., Зубин А.Б., Яковлев В.Н. Термическая структура вод верхнего слоя Северной Атлантики.- В сб.: Изучение открытой части Атлантического океана, Л., 1977, с.65-75.
7. Беллев В.С., Лозовацкий И.Д., Озмидов Р.В. Об особенностях мелкомасштабной турбулентности в океанском термокLINE.- Изв. АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1979, т.15, № 10, с.1060-1066.
8. Булгаков Н.П. и др. Термохалинная структура вод синоптических вихрей/ Булгаков Н.П., Кирюхин В.Г., Жидков В.Г., Власова Л.Н.- В кн.: Экспериментальные исследования по международной программе "ПОЛИМОДЕ" (результаты 16-го рейса НИС "Академик Вернадский"). Севастополь, 1978, с.64-72.
9. Булгаков Н.П., Полонский А.Б. Влияние синоптических вихрей на распределение теплозапаса в Саргассовом море.- Океанология, 1982, т.22, вып.2, с.170-173.

10. Бурков В.А. Общая циркуляция Мирового океана.- Л.: Гидрометеиздат. 1980, -253 с.

11. Бышев В.И., Корт В.Г., Нейман В.Г. Особенности вертикальной структуры синоптических образований открытого океана.- В кн.: Океанологические исследования. М., 1981, № 34, с.13-22.

12. Волчков А.Г., Корчашкин Н.Н. Некоторые результаты статистического анализа тонкой структуры термодинамических полей в океане.- Изв.АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1977, т.13, № 2, с. 207-209.

13. Грузинов В.М. Фронтальные зоны Мирового океана.- М.: Гидрометеиздат, 1975. -198 с.

14. Гудзь П.К. К оценке энергии вихревых образований Гольфстрима.- Труды ГОИН, 1979, № 146, с.71-75.

15. Гудзь П.К. О вихреобразовании и меандрировании Гольфстрима.- Труды ГОИН, 1979, № 146, с.103-112.

16. Гудзь П.К. Энергия антициклонического вихря Гольфстрима.- Метеорология и гидрология, 1978, № 10, с.66-70.

17. Динамика океана / Под ред. Ю.П.Доронина.- Л.: Гидрометеиздат, 1980. -304 с.

18. Доронин Ю.П. Тепловое взаимодействие атмосферы и гидросферы в Арктике.- Л.: Гидрометеиздат. 1969, -299с.

19. Доронин Ю.П. Взаимодействие океана и атмосферы.- Л.: Гидрометеиздат, 1981. -288 с.

20. Доронин Ю.П., Карлин Л.Н., Хассан Мостафа Хассан. Расчет термохалинного режима и циркуляции вод в деятельном слое в центральной и восточной частях Средиземного моря.- В межведомст. сб.: Исследование и освоение Мирового океана. Л., изд.ЛПИ, 1978, вып. 65, с.109-119. (ЛГМИ).

21. Доронин Ю.П., Хейсин Д.Е. Морской лед.- Л.: Гидрометеиздат, 1975. -318 с.

22. Дыкман В.З., Киселев О.А., Ефремов О.И. Исследование энергии внутренних волн и синоптических вихрях по структуре поля температуры.- Океанология, 1981, т.21, вып.3, с.441-446.



23. Егоров К.А. и др. Оценка характеристик турбулентности в верхнем пограничном слое океана по результатам наблюдений.- В сб.: ТРОПЭКС-72. Л.: Гидрометеиздат, 1974, с.336-341.

24. Зацепин А.Г. и др. Экспериментальные исследования растекания перемешанного пятна в стратифицированной жидкости / Зацепин А.Г., Федоров К.Н., Воропаев С.И., Павлов А.М. - Изв.АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1978, т.14, № 2, с.234-237.

25. 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.

26. Зилитинкевич С.С., Чаликов Д.В. К расчету напряжения придонного трения в океане.- В сб.: Проблемы теории ветровых и термохалинных течений. Севастополь, 1968, с.110-113.

27. Зубов Н.Н. Льды Арктики.- М., изд.Главсевморпути, 1945. -360 с.

28. Иванов Ю.А. Крупномасштабная и синоптическая изменчивость полей в океане.- М.: Наука, 1981. -167 с.

29. Иванов А. Введение в океанографию.- М.: Мир. 1978, с. 60-65.

30. Игнатова Г.Ш., Квон В.И. О модели турбулентного течения со скольжением на дне водотока.- Метеорология и гидрология, 1977, № 8, с.49-56.

31. Каган Б.А. Взаимодействие океана и атмосферы теоретические модели системы пограничных слоев атмосферы и океана.- В сб.: Океанология. т.1 (Итоги науки и техники ВИНТИ АН СССР). М., 1971, с.37-69.

32. Каган Б.А., Рябченко В.А., Чаликов Д.В. Параметризация деятельного слоя в модели крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы.- Метеорология и гидрология, 1979, № 12, с.67-76.

33. Калацкий В.И. Влияние адвекции тепла дрейфовыми течениями на толщину однородного слоя в океане.- Труды ГМЦ СССР, 1976, вып.182, с.43-47.

34. Калацкий В.И. Моделирование вертикальной термической структуры деятельного слоя океана.- Л.: Гидрометеиздат, 1978.

35. Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С. Синоптические вихри в океане.- Л.: Гидрометеиздат, 1982. -264 с.

36. Карабашева Э.И., Пака В.Т., Федоров К.Н. Часто ли встречаются фронты в океане?- Океанология, 1978, т.18, вып.6, с.1004-1013.

37. Карабашева Э.И., Поздний В.Д., Шкуренок В.И. Мелкомасштабная турбулентность в Норвежском море и Гольфстриме.- Океанология, 1975, т.15, вып.1, с.41-46.

38. Карлин Л.Н. и др. О формировании плотностной структуры Балтийского моря / Карлин Л.Н., Ключиков Е.Ю., Провоторов П.П., Сорокин Е.В.- Сборник работ ЛГМО, 1983, № 13, с.59-66.

39. Карлин Л.Н. и др. О горизонтальной и временной изменчивости элементов тонкой вертикальной структуры полей температуры и солености в верхнем слое моря / Карлин Л.Н., Ключиков Е.Ю., Провоторов П.П., Путинцев В.П., Стасенко В.Н., Трофимов О.А.- Тезисы докладов II-го съезда советских океанологов. Севастополь, 1982, вып.1, Физика и химия океана, с.86.

40. Карлин Л.Н., Ключиков Е.Ю. Моделирование годового хода температуры и солености воды в деятельном слое океана.- В межведомст. сб.: Исследование и освоение Мирового океана. Л., изд. ЛПИ, 1980, вып.72, с.79-90. (ЛГМИ).

41. Карлин Л.Н., Ключиков Е.Ю. Модель квазиоднородного слоя с учетом горизонтальных переносов тепла и солей течениями.- В межведомст. сб.: Исследование и освоение Мирового океана. Л., изд. ЛПИ, 1980, вып.71, с.77-82. (ЛГМИ).

42. Карлин Л.Н., Ключиков Е.Ю. О математическом моделировании совместной эволюции сезонного и главного термоклин.- В межведомст. сб.: Исследование и освоение Мирового океана. Л., изд. ЛПИ, 1982, вып.77, с.81-89. (ЛГМИ).

43. Карлин Л.Н., Ключиков Е.Ю. Результаты моделирования совместной эволюции сезонного и главного термоклин.- В сб. научных трудов "Структура и динамика вод Мирового океана. Л., изд. ЛПИ, 1983, вып.80, с.15-21. (ЛГМИ).

44. Карлин Л.Н., Ключиков Е.Ю., Провоторов П.П. О математическом моделировании сезонных изменений вертикальной термохалинной структуры деятельного слоя океана.- В межведомст. сб.: Исследование и освоение Мирового океана. Л., изд.ЛПИ, 1978, вып.66, с.92-106. (ЛПИ).

45. Карлин Л.Н., Котов С.В. К вопросу о расчете вертикального градиента температуры воды в пресноводных и солоноватых водоемах.- Труды II конференции молодых ученых ЛПИ. Деп.рук., 1979, № 771-79, с.68-78.

46. Карлин Л.Н., Райгородский В.М. Трехмерная модель квазиизотермического слоя для периода охлаждения.- Труды IV конференции молодых ученых ИОАН СССР, 1980, Деп.рук. № 68-80, с.42-46.

47. Ключиков Е.Ю. и др. Моделирование термохалинного режима и процессов диффузии примеси в Балтийском море. / Ключиков Е.Ю., Макаров В.А., Мензин А.Б., Провоторов П.П., Сорокин Е.В., Сыроватко Н.А.- Труды XII конференции балтийских океанографов и II совещания экспертов по водному балансу Балтийского моря. Л.: Гидрометеиздат, 1981, с.290-295.

48. Корт В.Г., Павлова Ю.В. Структура поля мезомасштабных вихрей (по данным гидрологических съемок).- В кн.: Океанологические исследования. М., 1979, № 30, с.18-32.

49. Краснопевцев А.Ю., Виноградова К.Г., Кузьмина Н.П. О пространственной изменчивости поля температуры в поверхностном слое океана.- В кн.: Мезомасштабная изменчивость поля температуры в океане. М., ИОАН СССР, 1977, с.6-32.

50. Краснопевцев А.Ю., Федоров К.Н. О термохалинных неоднородностях пространственной структуры верхнего слоя океана.- В кн.: Исследование изменчивости физических процессов в океане / Под ред. К.Н.Федорова. М., 1978, с.59-73.

51. Кочергин В.П. Теория и методы расчета океанических течений.- М.: Наука, 1978. -127 с.

52. Кузнецов А.А. Верхний квазиоднородный слой Северной Атлантики.- Обнинск, 1982. -82 с.

53. Левиков С.П. О механизмах генерации турбулентности внутренними волнами в океане.- Труды ГОИН, 1980, № 154, с.105-118.

54. Линейкин П.С., Мадерич В.С. Теория океанического термоядерного фронта.- Л.: Гидрометеиздат, 1982. -271 с.

55. Лозоватский И.Д., Озмидов Р.В. Статистические характеристики локальной структуры развитой мелкомасштабной турбулентности в течении Куросио.- Океанология, 1979, т.15, вып.5, с.757-765.

56. Марчук Г.И. Численное решение задач динамики атмосферы и океана.- Л.: Гидрометеиздат, 1974.-303 с.

57. Миропольский Ю.З. Нестационарная модель слоя конвективно ветрового перемешивания в океане.- Изв.АН СССР, Физика атмосферы и океана, 1970, т.6, № 12, с.1284-1294.

58. Миропольский Ю.З., Филишкин Е.Н., Чернышков П.П. О параметрическом описании профилей температуры в деятельном слое океана.- Океанология, 1970, т.10, вып.6, с.1101-1106.

59. Моделирование и прогноз верхних слоев океана / Под ред. Э.Б.Крауса.- Л.: Гидрометеиздат, 1979. -367 с.

60. Монин А.С., Каменкович В.М., Корт В.Г. Изменчивость Мирового океана.- Л.: Гидрометеиздат, 1974. -262 с.

61. Монин А.С., Озмидов Р.В. Океанская турбулентность.- Л.: Гидрометеиздат, 1981. -429 с.

62. Муромцев А.М. Основные черты гидрологии Атлантического океана.- Л.: Гидрометеиздат, 1963. -835 с.

63. Некрасова В.А., Степанов В.Н. Типы изменения температуры воды по вертикали в Мировом океане.- ДАН СССР, 1962, т.143, № 3, с.713-716.

64. Нелезин А.Д. О вихревых образованиях в северной экваториальной области Тихого океана.- Труды ДВНИИГМИ, 1979, № 77, с.80-92.

65. Нелепо Б.А., Парамонов А.Н. Гидрологическая структура и особенности динамики синоптического вихря.- ДАН СССР, 1979, т.248, № 2, с.457-460.

66. Нестеров Е.С. Численный прогноз термических характеристик верхнего слоя океана в Северной Атлантике.- Труды ГИД СССР, 1978, вып.200, с.22-29.

67. Океанология. Физика океана. т. I. Гидрофизика океана.- М.: Наука, 1978. -456 с.

68. Петров А.Г. О движении рингов Гольфстрима.- Океанология, 1980, т.20, вып.6, с.965-973.

69. Поздынин В.Д. Некоторые статистические закономерности мелкомасштабной турбулентности.- Океанология, 1976, т.16, вып.5, с. 791-797.

70. Померанец К.С. Тепловой баланс Балтийского моря.- Труды ГОИН, 1964, № 82, с.87-109.

71. Провоторов П.П., Рассадников Ю.А. Некоторые возможности физической интерпритации результатов статистического анализа временных рядов океанографических элементов.- Труды ДВНИИГМИ, 1978, вып.70, с.3-22.

72. Райгородский В.М. Трехмерная модель непроникающей конвекции.- В межведомст. сб.: Исследование и освоение Мирового океана. Л., изд.ЛПИ, 1980, вып.71, с.83-92. (ЛГМИ).

73. Решетова О.В., Чаликов Д.В. Об универсальной структуре деятельного слоя океана.- Океанология, 1977, т.23, вып.5, с.774-777.

74. Саркисян А.С. Бароклинность жидкости и рельеф дна как основные факторы в теории полных потоков.- Морские гидрофизические исследования, Севастополь, 1975, № 4, с.5-14.

75. Саркисян А.С. Численный анализ и прогноз морских течений.- Л.: Гидрометеиздат, 1977. -182 с.

76. Синельников В.С. Ветровые течения со скольжением у дна в мелководных водоемах.- Метеорология и гидрология, 1972, № II, с.75-81.

77. Синоптические вихри в океане / Под ред. Б.А.Нелепо.- Киев: Наукова Думка, 1980. -288 с.

78. Смирнова А.И. Атлас изменений состояния системы океан-атмосфера в Северной Атлантике.- Л.: Гидрометеиздат, 1969, вып.4-5, -55 с.

79. Сорокин Е.В. О параметрическом описании профилей температуры и солености воды в главном термоклине.- В межведомст. сб.: Исследование и освоение Мирового океана. Л., изд.ЛПИ, 1982, вып.77, с.68-74. (ЛГМИ).

80. Сорокин Е.В. Применение упрощенной адвективно-диффузионной модели термоклина для расчета средних профилей температуры и солености.- Труды IV конференции молодых ученых ЛГМИ, 1979, Деп.рук. № 4195-79, с.88-97.

81. Степанов В.Н. Мировой океан.- М.: Знание, 1974, -254 с.

82. Степанов В.Н., Шагин В.А. Типы изменения солености воды по вертикали в Мировом океане.- ДАН СССР, 1961, т.136, № 4, с.927-930.

83. Степанов и др. Формирование и изменчивость гидрофизических полей северной части Тихого океана / Степанов В.Н., Галеркин Л.И., Кутько В.П., Моисеев Л.К., Олейников С.А., Панфилова С.Г., Филиппов Д.М., Щербинин А.Д.- М.: Гидрометеиздат, 1981 -168 с.

84. Степанов В.Н. и др. Климатолого-статистическое исследование термогалинных полей Северной Атлантики / Степанов В.Н., Галеркин Л.И., Кутько В.П., Олейников С.А., Панфилова С.Г., Щербинин А.Д.- М.: Гидрометеиздат, 1982, -163 с.

85. Степанов В.Н. и др. Сезонная и экстремальная изменчивость термогалинных полей Северной Атлантики / Степанов В.Н., Галеркин Л.И., Кутько В.П., Олейников С.А., Панфилова С.Г., Щербинин А.Д.- М.: Гидрометеиздат, 1983. -164 с.

86. Сутырин Г.Г., Хаин А.Н., Агренич Е.А. Взаимодействие пограничных слоев океана и атмосферы в тропическом циклоне.- Метеорология и гидрология, 1979, № 2, с.45-56.

87. Суховей В.Ф. Изменчивость гидрологических условий Атлантического океана.- Киев: Наукова Думка, 1977. -215 с.

88. Тамсалу Р.Э. Моделирование динамики и структуры вод Балтийского моря.- Рига: изд.БалтНИИРХ, 1979. - 152 с.

89. Танцора А.И. О течениях в Баренцевом море.- Труды ПИНРО, 1959, вып.ХІ, с.35-53.

90. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкостях.- М.: Мир, 1977. -431 с.

91. Тренин В.П. Верхний изотермический слой воды в Северной Атлантике.- Труды ГОИН, 1970, № 100, с.47-67.

92. Тютнев Я.А. Упрощенный метод расчета теплового баланса поверхности моря.- Метеорология и гидрология, 1961, № 2, с.36-40.

93. Федоров К.Н. Тонкая термохалинная структура вод океана.- Л.: Гидрометеиздат, 1976. -183 с.

94. Федоров К.Н. Физическая природа и структура океанических фронтов.- Л.: Гидрометеиздат, 1983. -296 с.

95. Федоров К.Н., Гинзбург А.И., Зацепин А.Г. О термохалинных возмущениях, сопровождающих вихри в Саргассовом море.- В кн.: Исследование изменчивости физических процессов в океане / Под ред. К.Н.Федорова. М., 1978, с.8-34.

96. Федоров К.Н., Кузьмина Н.П. Фронты в океане.- В кн.: Мезомасштабная изменчивость поля температуры в океане. М., ИОАН, 1977, с.33-53.

97. Фельзенбаум А.И. Об одном методе расчета полей скорости течения, температуры и солености в океане.- ДАН СССР, 1974, т.217, № 1, с.79-82.

98. Филиппов Д.Н., Навроцкая С.Е., Матвеева З.Н. О глубине осенне-зимней конвекции в Северной Атлантике по средним многолетним данным.- Океанология, 1968, т.8, вып.1, с.26-37.

99. Цикунов В.А. Об одном методе расчета толщины слоя, охваченного конвективно-ветровым перемешиванием.- Труды ГОИН, 1953, № 23/35, с.35-41.

100. Шапиро Н.Б., Михайлова Э.Н. Параметризация полей плотности и скорости течения на синоптических масштабах.- Морские гидрофизические исследования, Севастополь, 1979, № 2, с.175-183.

101. Яковлев В.Н. и др. Пространственно-временная изменчивость верхнего изотермического слоя и геострофическая циркуляция вод Северной Атлантики / Яковлев В.Н., Баринов А.А., Зубин А.Б., Федосеев А.Ф.- В сб.: Анализ гидрометеорологических процессов и долгосрочные прогнозы в Северной Атлантике, 1975, вып.60, с.90-116.

102. Elsberry R., Camp N. Oceanic thermal response to strong atmospheric forcing. I. Characteristics of forcing events.- J. Phys. Oceanogr., 1978, Vol.8, No.2, p.206-214.
103. Elsberry R.I., Garwood R.W., Jr. Numerical ocean prediction models-coal for the 1980s.- Bull. Amer. Meteorol. Soc., 1980, Vol.61, No.12, p.1556-1566.
104. Gargett A.E. An investigation of the occurrence of oceanic turbulence with respect to finestructure.- J. Phys. Oceanogr., 1976, Vol.6, p.139-156.
105. Gargett A.E., Schmitt R.W. Observations of salt fingers in the antral waters of the Eastern North Pacific.- J. Geophys. Res., 1982, 83, No.10, p.8017-8029.
106. Garret C. On the parameterization of diapycnal fluxes due to double-diffusive intrusions.- J. Phys. Oceanogr., 1982, Vol.12, No.9, p.952-959.
107. Csanady G.T. The birth and death of warm core ring.- J. Geophys. Res., 1979, Vol.84, No.2, p.777-780.
108. Gibson C.H. Fossil temperature, salinity and vorticity turbulence in the ocean.- Mar. Turbul. Proc. Int. Colloq. Ocean Hydrodyn. Lilge, Amsterdam e.a., 1980, No.154, p.105-108.
109. Gibson C.H. Fossil turbulence and internal waves.- Non-linear Prop. Intern. Waves Workshop, San Diego, Calif., Febr. 27-29, 1981, New York, 1981, p.159-179.
110. Gill A.E., Niller P.P. The theory of seasonal variability in the ocean.- Deep-Sea Res., 1973, 20, p.144-177.
111. Grant H.L., Hughes B.a., Vogel W.M., Moillet A. The spectrum of temperature fluctuations is turbulent flow.- J. Fluid Mech., 1968, Vol.34, p.423-442.
112. Gregg M. Finestructure: Oceanic kinks and wiggles.- Nav. Res. Rev., 1982, Vol.34, No.3, p.52-72.
113. Gregg M. The three-dimensional mapping of small thermohaline intrusion.- J. Phys. Oceanogr., 1980, Vol.10, No.9, p.1468-1492.



114. Gregg M.C. Variations in the intensity of small-scale mixing in the main thermocline.- J. Phys. Oceanogr., 1977, Vol.7, No.3, p.436-454.
115. Gregg M.C., Cox C.S. The vertical microstructure of temperature and salinity.- Deep-Sea Res., 1972, 9, p.355-376.
116. Huang J.C.K. A mesoscale synoptic heat budget study in the North Pacific ocean.- Bull. Amer. Meteor. Soc., 1975, 54, p.1104.
117. Lai D.J., Richardson P.L. Distribution and movement of Gulf Stream rings.- J. Phys. Oceanogr., 1977, Vol.7, No.5, p.670-683.
118. Lens W. Monatskarten der Temperature der Ostsee dargestellt für verschiedene Tiefenhorizonten.- H.J., Hamburg, 1968, -98 s.
119. McDougall T.J. Double-diffusive convection caused by coupled molecular diffusion.- J. Fluid Mech., 1983, Vol.126, p.379-397.
120. Monatskarten der Dichte des Wassers in den Ostsee Ergänzungsheft zur Deutschen Hydrographischen Zeitschrift Reine.- 1971, Bd.4, No.13.
121. Monatskarten der Salzgehalt des Wassers in der Ostsee dargestellt für verschiedene Tiefenhorizonten.- Deutsches Hydrographisches Institut Hamburg., 1971. -148 s.
122. Nasmyth P.W. Oceanic Turbulence.- Ph. D. thesis, University of British Columbia., 1970. -69 s.
123. Oakey N.S., Elliott J.A. The variability of temperature gradient microstructure observed in the Denmark Strait.- J. Geophys. Res., 1980, Vol.85, No.4, p.1933-1944.
124. Schitt R.W., Georgi D.T. Finestructures and microstructure in the North Atlantic Current.- J. Mar. Res., 1982, 40, p.695-705.
125. Тоба И. Изменчивость океана в плане взаимодействия атмосферы и океана.- Кисе кенкю Ното, 1981, № 141, с.73-82.

126. Usitalo S. About bottom friction caused by an alternating wind.- *Geophysica*, 1973, Vol.12, No.2, p.189-194.

127. Van Aken H.M. The density ratio of frontal intrusions in the North Rockall Trough.- *J. Phys. Oceanogr.*, 1982, Vol.12, No.11, p.1318-1323.

128. Varma K.K. Double-diffusion and the fine structures in the sea.- *Mahasagar-Bulletin of the National Institute of Oceanography*, 1979, Vol.2, No.3, p.141-148.

129. Woods J.D. Diurnal and seasonal variation of convection in the wind-mixed layer of ocean.- *Quart. J. Roy. Meteorol.Soc.*, 1980, Vol.106, No.449, p.379-393.

130. Wu J. Mixed region collapse with internal wave generation in a density stratified medium.- *J. Fluid Mech.*, 1969, Vol.35, No.3, p.531-544.