ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ СССР ПО ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИИ

ВСЕСОЮЗНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ГИДРОМЕТЕОРОЛОГИЧЕСКОЙ ИНФОРМАЦИИ — МИРОВОЙ ЦЕНТР ДАННЫХ

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РСФСР ленинградский гидрометеорологический институт

МЕЛКОМАСШТАБНАЯ СТРУКТУРА ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ОКЕАНА

Под редакцией д-ра физ.-мат. наук Ю. П. ДОРОНИНА и д-ра географ. наук В. Н. СТЕПАНОВА



МОСКВА • МОСКОВСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ ГИДРОМЕТЕОИЗДАТА - 1988

В работе рассмотрена изменчивость мелкомасштабной термоха линной структуры верхнего слоя океана. На линейной модели гравитационной конвекции проанализированы условия возникновения кон вективной неустойчивости с учетом эффектов Соре и Дюфо. На нелинейной модели конвекции исследованы закономерности развития конвективной неустойчивости в виде солевых пальцев и диффузионной конвекции. Сформулирована модель ступенчатой структуры термоклина, являющейся результатом дифференциально-диффузионной неустойчивости. Тестирование модели осуществлено по материалам натурных наблюдений. С помощью рассчитанных мелкомасштабных полей темпе ратуры и солености воды определены основные особенности мелкомасштабной структуры поля скорости звука. На простых моделях исс ледована тонкая термохалинная структура в пределах верхнего квазиоднородного слоя.

Работа рассчитана на специалистов, занимающихся вопросами физической океанологии.

1903030100 - 280 Б.О. К 069(02) - 88

C

Всесоюзный научно-исследовательский институт гидрометеорологической информации – Мировой центр данных, Ленинградский гидрометеорологический институт, 1988 г.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Основным источником тепла для океана является солнечная энергия. Под ее влиянием прогреваются поверхностные слои воды, что приводит к характерному вертикальному распределению температуры воды с уменьшением ее по мере увеличения глубины. Понижение температуры воды происходит, как правило, не монотонно, а в виде чередующихся участков с практически однородным и скачкообразным ее распределением. Последние называются термоклинами.

В верхнем слое океана различают три вида термоклинов. Главный тетмоклин. являющийся постоянной особенностью вол в стелних и низких широтах, связан со схемой общей циркуляции океана. Он располагается чаще всего в слое от 500 до IOOO м. нолнимаясь с удалением от экватора, выходит на поверхность на широтах около 60° и полностью отсутствует в более высоких широтах. Сезонный термоклин характерен в основном для умеренных широт. Он обусловлен сезонной изменчивостью интенсивности теплообмена межну океаном и атмосферой. образуется весной и летом в слое 50-200 м. Осенью и зимой он пол действием осенне-зимнего выхолаживания разрушается. Суточный термоклин может развиваться во всех климатических зонах при выраженном суточном ходе солнечной радиации. Он располагается на глубине не более IO - I5 м и имеет толщину около I м. Скачки температуры воды меньшей вертикальной протяженности называют высокоградиентными прослойками или просто прослойками. Их формирование связано с особенностями процессов мелкомасштабного перемешивания в стратифицированном океане. По аналогии скачки в распределении солености называют халоклинами, а плотности воды - пикноклинами.

Однородные слои, располагающиеся между тетмоклинами, могут вызываться различными причинами. Верхний квазиоднородный слой обязан своим существованием динамическому воздействию атмосферы и конвективному перемешиванию вследствие охлаждения поверхности океана или испарения с нее. Однородные слои в суточном, сезонном и главном тетмоклинах образуются в результате локальных источников перемешивания, которыми могут служить обрушение внутренних волн, неустойчивость вертикального градиента скорости течения,

дифференциально-диффузионная конвекция и др. Перечисленные осо бенности вертикального распределения температуры и солености имеют свои характерные горизонтальные размеры и времена сущест вования.

Таким образом, описывать неоднородности полей температуры и солености можно, используя три масштаба : горизонтальный, верти кальный и временной. При этом необходимо помнить, что для термохалинных неоднородностей имеет место приближенное постоянство отношений вертикального масштаба к горизонтальному, а характер ное время существования неоднородностей или временной масштаб находится в тесной связи с их пространственными масштабами. Достаточно полная классификация неоднородностей в распределении температуры и солености океана приводится в книге В.М.Каменковича, М.Н.Кошлякова, А.С.Монина [38]. Она включает в себя их следую щие виды :

I. МЕЛКОМАСШТАЕНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ. Эти неоднородности полей температуры и солености имеют вертикальный масштаб от миллимет ров до нескольких десятков метров. Им соответствуют горизонтальные размеры от сантиметров до десятков и сотен метров, а масштаб временной изменчивости составляет от долей секунды до десятков минут и часов. Они обусловлены мелкомасштабной турбулентностью, процессами, формирующими слоистую тонкую структуру.

2. МЕЗОМАСШТАЕНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ. Этому масштабу в изменчивости температуры и солености воды присущи вертикальные размеры от нескольких до десятков метров, горизонтальные - от сотен метров до километров. Временная изменчивость в этих масштабах составляет от часов до суток. Неоднородности этого типа порождаются движениями в океане инерционного и приливного происхождения, а также суточными колебаниями интенсивности термодинамического взаи модействия океана и атмосферы.

3. СИНОПТИЧЕСКИЕ НЕОДНОРОДНОСТИ. Их вертикальный масштаб составляет от десятков до сотен метров, горизонтальный - от десят ков до нескольких сотен километров. Временной масштаб - от нес кольких суток до месяцев. Такие неоднородности в распределении температуры и солености связаны с существованием вихревых обра зований в океане.

4. КРУПНОМАСШТАБНЫЕ НЕОДНОРОДНОСТИ. Для неоднородностей этого масштаба вертикальные размеры составляют десятки и сотни метров. Горизонтальные размеры - от нескольких сотен до тысяч километров. Для элементов крупномасштабной структуры полей температуры и солености характерны различные масштабы временной изменчивости : сезовный, междугодичный, междувековой.

В настоящее время можно считать доказанным факт взаимообус-

ловленности процессов формирования термохалинной структуры раз личных масштабов. В фундаментальном исследовании К.Н.Федорова [81] показано, как молекулярные процессы оказывают влияние на мезомасштабные и крупномасштабные структуры. Впоследствии к этой мысли неоднократно обращались и другие исследователи. Здесь уместно процитировать В.Н.Степанова: "... Процессы любого масштаба тесно связаны между собой, поскольку каждый цикл высшего порядка представляет собой результат развития процессов низшего порядка. Последовательная смена микропроцессов приводит к формированию определенной направленности мезопроцессов, которые в свою очередь обусловливают характер макропроцессов" [74]. В недавней работе E.S. Posmentier, A.D. Kirwan [121] приводится схема взаимодейст вия процессов формирования термохалинных структур различных масштабов от молекулярных до мезомасштабных (рисунок). Согласно /121/





картина процессов взаимодействия рассматриваемых масштабов может при определенных условиях выглядить следующим образом. Молекулярные процессы тепло- и солепереноса с пространственными масштабами меньше миллиметров вследствие двойной диффузии приводят к образованию солевых пальцев, имеющих вертикальные размеры до нес кольких сантиметров. Последние, с одной стороны, оказывают влияние на молекулярные процессы, с другой стороны, вследствие отрицательного потока плавучести, формируют перемешанные слои или, по терминологии авторов [I2I], двойные диффузионные прослойки толщиной до 10 м и более. На границах перемешанных слоев (加加) вновь создаются условия для развития солевых пальцев. Поток массы в ДШІ может способствовать поддержанию существующего уровня потенциальной энергии мезомасштабного образования с горизонтальными размерами порядка 100 км, например, теплого ринга, в котором могут создаваться условия для развития двойных лиййузионных прослоек.

В связи с тесной взаимообусловленностью явлений разных масштабов при их изучении и моделировании одной из важнейших становится проблема учета их взаимодействия. Наиболее эффективным путем ее разрешения служит разработка способов параметризации этого взаимодействия. Основой при этом могут служить модели термо халинной структуры в отдельных масштабах. Численные эксперименты на них должны способствовать пониманию закономерностей формирования термохалинной структуры в различных масштабах и их последующей параметризации. Эта методика ранее была использована авторами при разработке параметризации мезомасштабной и синоптической изменчивостей в модели сезонной эволюции термохалинной структуры верхнего слоя океана [43]. Здесь подобный прием распространен на мелкомасштабную структуру гидрофизических полей. В книге ис следуются различными методами закономерности формирования мелкомасштабной структуры гидрофизических полей в верхнем слое океана с учетом взаимообусловленности процессов различных масштабов. Методом математического моделирования изучаются закономерности неустойчивости вследствие дифференциально-диффузионной конвекции в виде солевых пальцев и диффузионной или послойной конвекции. Путем численных экспериментов показано, как эта неустойчивость вызывает конвекцию большего масштаба. Сформулирована модель конвекнии. в которой параметризовано влияние дифференциально-диффузионной неустойчивости. Эта модель воспроизводит ступенчатую структуру, характерную для слоев океана, расположенных ниже верхнего квазиоднородного слоя (ВКС). Где было возможным результаты модельных экспериментов сопоставлялись с данными натурных наблюдений, в основном полученных в ходе экспедиционных рейсов УЭС ЛГМИ "Профессор Сергей Дорофеев". Выводы и результаты расчетов по моделям легли в основу районирования Мирового океана по распространенности условий, благоприятных для проявления неустойчивости вследствие двойной диффузии. Исследуется мелкомасштабная структура ВКС, формирующаяся под действием специфических механизсов: объемного поглощения солнечной энергии, пространственной неоднородности в распределении осадков и др.

Мелкомасштабная структура температуры и солености порождает и тонкую структуру скорости звука. К настоящему времени установлены связи между пространственными размерами неоднородностей полей температуры, солености и характеристиками звуковых волн. Трансформируя ход звуковых лучей, мелкомасштабная термохалинная структура изменяет конфигурацию зон акустической освещенности и тени. Вместе с тем количество наблюдений за мелкомасштабной структурой скорости звука пока еще очень незначительно. В связи с этим в работе для характеристики мелкомасштабной структуры по-

ля скорости звука используется расчетный метод, основанный на связи между величинами температуры, солености, давления и ско рости звука.

Работа выполнялась на кафедре океанологии Ленинградского гидрометеорологического института, возглавляемой профессором Ю.П. Дорониным, к советам которого авторы постоянно обращались, а также во Всесоюзном научно-исследовательском институте гидроме – теорологической информации. При этом использовался банк данных мелкомасштабной термохалинной структуры последнего.

Разделы I.I.I.2 и 4.3 написаны Л.Н. Карлиным, Е.Ю.Клюйковым, В.Н. Стасенко, I.3 - В.П.Кутько, главы 2,6 раздел 4.1 написан Л.Н. Карлиным, разделы 3.1 и 4.4 - Л.Н. Карлиным и Е.Ю. Клюйко вым, 3.2,3.3 и 5.2 - Л.Н. Карлиным, Е.Ю. Клюйковым и В.П. Кутько, 4.2 - Л.Н. Карлиным и В.П. Кутько, 5.I,5.3 - Е.Ю. Клюйковым.

Авторы благодарны своим коллегам С.И. Виленкину, П.П. Про воторову, И.В. Шведовой и В.И. Куликову, которые оказали помощь в расчетах, обсуждении и оформлении рукописи.

Мы признательны профессорам Ю.П. Доронину и В.Н. Степанову за редактирование книги и доктору физико-математических наук Л.А. Тимохову за ее рецензирование.

Список обозначений

Т - температура морской воды.

S - соленость морской воды.

То - температура воды в перемешанном слое (ступеньке)

S₀ - соленость воды в перемешанном слое (ступеньке)

8 - температура воды в верхнем квазиоднородном слое

5 - соленость воды в верхнем квазиоднородном слое

Ти - температура воды в интрузии

Su - соленость воды в интрузии

С - скорость звука

Р - гидростатическое давление

р - плотность морской воды

р. - стандартная плотность морской воды

«с - коэффициент термического расширения

в - коэффициент соленостного скатия

К - коэффициент сжимаемости

V - удельный объем

с. - удельная теплоемкость морской воды при постоянном давлении

с, - удельная теплоемкость морской воды при постоянном объеме

//>
/ – энтропия

М - химический потенциал морской воды

Г7- вертикальный градиент температуры воды

Г⁸ - вертикальный градиент солености воды

∆S - разность солености

9⁷ - поток тепла через границу раздела при дифференциально-диффузионной конвекции

9⁸ - поток соли через границу раздела при дифференциально-диффузионной конвекции

Q⁷ - турбулентный поток тепла в пределах верхнего квазиоднородного слоя

Q^P - поток массы через поверхность океана

- скорость испарения

- П скорость выпадения осадков
- **q -** плотность молекулярного диффузионного потока тепла
- *і* плотность молекулярного диффузионного потока соли
- Л поток коротковолновой радиации
- у коэффициент ослабления солнечной энергии в морской воде
- С₇ отношение потоков плавучести за счеч потока тепла и потока соли через границу раздела при солевых пальцах
- С₅ отношение потоков плавучести за счет потока соли и потока тепла через границу раздела при диффузионной конвекции
- Н толщина интрузии
- t время
- 8 энергия турбулентных пульсаций
- Е СКОрость диссипации кинетической энергии турбулентности:
- **U₄ -** скорость трения в воде
- $\mathcal{X}, \mathcal{U}, \mathcal{Z}$ координатные оси

 $\mathcal{U}, \mathcal{V}, \mathcal{W}$ - составляющие скорости течения по осям $\mathfrak{x}, \mathcal{Y}, \mathfrak{X}$ соответственно

- ψ функция полного потока
- *v* вектор скорости течения
- L масштаб длины Озмидова
- N частота Вяйсяля
- **R** универсальная газовая постоянная
- У коэффициент молекулярного обмена количеством движения или вязкости
- у^т козффициент молекулярного обмена теплом
- **у⁵ -** коэффициент молекулярного обмена солых
- Pr число Прандтля
- С число Шмидта
- St коэффициент Соре
- К⁷ коэффициент обмена теплом в верхнем квазиоднородном слое
- К³ коэффициент обмена солых в верхнем квазиоднородном слое
- h толщина однородного слоя как элемент тонкой стратификации (ступеньки)
- ћ толщина верхнего квазиоднородного слоя
- е толщина высокоградиентной прослойки
- d характерный масштаб толщины слоя
- R плотностное отношение
- G продукция энергии турбулентности за счет динамического воздействия атмосферы
- W продукция энергии турбулентности за счет архимедовых сил при неустойчивой стратификации в пределах верхнего квазиоднородного слоя

D - диссипация энергии турбулентности в пределах верхнего ква эмоднородного слоя

Ra - число Релея

Rs - диффузионное число Релея

Ти - угол Тернера

 $\Delta - \text{ оператор Лапласа } \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ $\nabla - \text{дифференциальный опер} \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2}$ $\nabla = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial x}$

ТЛАВА І. ПРИРОДА МЕЛКОМАСШТАБНОЙ СТРУКТУРЫ ВЕРХНЕГО СЛОЯ ОКЕАНА

I.I. Элементы мелкомасштабной структуры температуры и солености воды в океане

Мелкомасштабные неоднородности в полях температуры и соле ности воды были открыты сравнительно недавно (в середине 60-х годов) с помощью малоинерционных зондирующих комплексов. Перво начально эти неоднородности стали называть микроструктурой океана. Впоследствии работами Gregg M.C. [106], К.Н.Федорова [81,82] в литературе утвердилось представление о необходимости различать неоднородности этого вида по масштабам. Теперь принято употреб лять название микроструктура для неоднородностей, связанных с мелкомасштабной турбулентностью, а тонкая структура для неодно родностей, характеризующих термохалинную стратификацию. Такое разделение обусловлено принципиальными отличиями тонкой и микроструктуры. Последняя характеризуется пространственной изотропностью и малой продолжительностью существования, составляющей не не более десятков секунд. Тонкая структура существенно анизотропна. Отношение вертикального масштаба к горизонтальному состав ляет 10⁻³, и она прослеживается при неоднократных зондированиях. Характерное время ее существования составляет часы [7,44,100,107].

В качестве границы между тонкой и микроструктурой принято использовать масштаб длины Озмидова (L) [57] :

$$L = N^{3/2} \varepsilon^{-1/2}, \qquad (I.I)$$

где \mathcal{E} - скорость диссипации кинетической энергии, отнесенная к единице массы.

Для типичных условий термоклина характерное значение масштаба Озмидова составляет менее I м. Это означает, что в стратифицированном океане не могут существовать мелкомасштабные тур булентные вихри с размерами больше I м.

В масштабе тонкой структуры на профилях гидрофизических полей чередуются участки с малыми и большими градиентами свойств.

океане. Последнее обусловлено тем, что условия термохалинной стратификации, необходимые для появления подобной неустойчивости (одновременное увеличение или уменьшение температуры и солености воды с глубиной). имеют место в океане довольно часто. В этом случае из-за различия коэффициентов молекулярной теплопроводности, диффузии соли в системе возникает конвективная неус тойчивость, происходит интенсивное перемешивание и образование квазиоднородных слоев, разделенных прослойками с резкими гра циентами свойств (Turner J.S. [130]). Эксперименты в океане показали, что при термохалинных условиях, благоприятных для развития дифференциально-диффузионной неустойчивости, акты перемешивания происходят в два раза чаще, чем при распределении тер мохалинных характеристик, не способствующих работе этого меха низма [99]. Следует также иметь в виду, что другие механизмы образования тонкой структуры (неустойчивость течений и внутренних волн) не только создают прослойки и слои, но и сами форми руют условия. при которых наблюдаются процессы дифференциальной диффузии. В поддержку этого механизма, как важного источника фотмирования тонкоструктурных неоднородностей, свидетельствуют результаты лабораторных и натурных исследований многих авторов (Федоров К.Н. [81,82], Gargett A.E., Schmitt R.W. [IOI], Mag nell B. [II4], Molcard R., Williams A.J. [II7], Toole J.M.. Georgi D.T. [129], Williams A.J. [136, 137]). В связи с этим дифференциально-диффузионной неустойчивости уделяется особое внимание как эффекту, способствующему ускоренному переносу тепла и соли без поступления энергии от внешних источников [27, 49, 84]. Этот механизм наблюдается, когда гралиенты температуры и солености волы вносят противоположные вклалы в вертикальный градиент плотности. Источником энергии перемешивания при этом яв ляется потенциальная энергия, обусловленная вертикальной стратификацией компоненты (температуры или солености), вносящей дестабилизирующий вклад в градиент плотности. Высвобождение заключенной энергии неустойчивости происходит вследствие неравенства коэффициентов молекулятного обмена теплом и солями. Последнее и дало основание Федорову [81] назвать данный механизм - дифференциально-диффузионная неустойчивость. В зарубежной литера туре ее часто называют двойной диффузией. Первое название более правильно отражает суть явления, поскольку морская вода не является бинарной смесыр, а содержит множество компонент, диффундирующих с различными скоростями. Дифференциально-диффузионная неустойчивость проявляется в режимах солевых пальцев и послойной или диффузионной конвекции.

Проиллюстрируем природу появления такой неустойчивости на

примере двухслойной гипростатически устойчивой бинарной (теплосоль) системе. В первом случае вверху располагается теплая и соленая жилкость, внизу холодная и менее соленая (рис. І.І а). Тогла любое возмушение границы раздела приводит к тому, что частипы волы из нижней части объема (холодные и менее соленые), оказавшиеся выше удовня невозмушенной границы раздела. вследствие лиффузии тепла начинают нагреваться. Соленость их при этом из за малой скорости лидоузии соли остается почти неизменной. В результате плотность волы таких частиц оказывается меньше плот ности окружающих вод и они поднимаются вверх (рис. I.I). Напро тив. частины волы сверху (теплые и соленые). попалая на усовни ниже положения невозмушенной границы раздела. охлаждаются пол нействием молекулярного теплообмена. Концентрация соли при этом остается практически той же. Вследствие этого плотность волы в таких частицах становится больше плотности окружающих вод и они погружаются (рис. І.І). Этот процесс имеет тенденцию к своему нарастанию. В результате развиваются попеременные проникновения менее соленой и холодной воды в верхний слой и соленой и теплой - в нижний.



Рис. І.І. Профили плотности (а) в начальный момент (І) и спустя некоторое время (2) в режиме солевых пальцев и схематическая картина режима солевых пальцев (б) /19/; пунктирные стрелки – тепл вой поток; сплошные стрелки – дифузин соли; точки – условная концентрация соли Во втором случае внизу располагается теплая и соленая вода, а вверху холодная и менее соленая (рис. I.2). При этом любое возмущение границы раздела приводит к тому, что частицы воды снизу (теплые и соленые), оказавшись в верхней части объема, охлаждаются под действием молекулярного теплопереноса, а соле ность их остается практически неизменной. В результате под действием архимедовых сил они возвращаются вниз, но, будучи уже охлажденными и более плотными, погружаются. Частицы воды, попавшие в нижнюю половину объема из верхней, нагреваются и, приобретая отрицательную плавучесть, под действием тех же процессов всплывают (рис. I.2). Этот процесс также постепенно развивается. В результате происходит интенсивное конвективное перемешивание в пределах каждого слоя.



Рис. 1.2. Профили плотности (а) в начальный момент (1) и спустя некоторое время (2) в режиме послойной конвекции и схематическая картина режима послойной конвекции (б) /19/: усл. обозначения см. рис. 1.1

Теоретические исследования конвективной неустойчивости жидкой смеси начались довольно давно и в настоящее время стали весьма популярными. Причем большая часть работ этого направления опубликована за рубежом. Довольно обстоятельный линейный анализ

конвективной неустойчивости бинарной смеси содержится в монографии Дж. Тернера [77], опубликованной в 1973 г. В этой книге при изложении обсуждаемого вопроса Тернер отсылает читате - лей к более ранним работам (Huppert H.E. [109], Turner J.S. [132], Stern M.E. [128], Veronis G. [135], Baines P.G., Gill A.E. [89]). К сожалению, из поля зрения Дж. Тернера совершенно выпали работы советских исследователей по данной проблеме, тем более что практически все результаты линейного анализа бинарной смеси, излагаемые Тернером в 1983 г., были получены советскими исследователями гораздо раньше. Здесь уместно назвать работу И.Г. Шапошникова [87], опубликованную ровно на 20 лет раньше монографии Тернера, а также статью Г.З.Гершуни и Е.М. Куховицкого, вышедшую в 1963 г. [15]. В последней работе получены практически все выводы относительно режимов конвективной неустойчивости в бинарной смеси, которые спустя IO лет обсуждаются в работе Тернера.

Прежде чем рассматривать степень влияния двойной диффузии на формирование тонкой термохалинной структурн вод в океане есть смыся несколько подробнее остановиться на результатах работ Гершуни и Жуховицкого.

В работах [14, 15] был проведен линейный анализ условий конвективной неустойчивости двухкомпонентной смеси в поле силы тя жести. При этом использовалась система уравнений конвекции смеси в двумерной вертикально расположенной плоскости. Эта система состоит из двух нелинейных уравнений движения, которые затем линеаризуются, уравнений молекулярной диффузии тепла и примеси, а также уравнений неразрывности и состояния смеси. Данная система интегрировалась методом возмущений. Мы здесь не будем останавливаться на методе решения системы уравнений, поскольку в следую щем разделе будут весьма подробно проделаны преобразования, с помощью которых при некоторых допущениях можно воспроизвести все обсуждаемые здесь выкладки. Остановимся лишь на основных результатах, полученных авторами [14, 15].

В бинарной смеси существуют возмущения двух видов : монотонно меняющиеся со временем возмущения и колебательные возмущения. Условия существования этих режимов определяются из диаграмм в плоскости [Ra, Rs], построенных авторами. При этом Ra - число Релея, равное

$$Ra = \frac{g \, \alpha \, \ell_o^4 \, \Gamma^7}{\gamma \, \gamma^7} \tag{I.4}$$

)

и диффузионное число Релея (Rs), равное

$$Rs = \frac{g_{j3}^{r} l_0^{r}}{v_0^{r}}$$
, (1.5)

где β - коэффициент расширения или скатия вследствие наличия примеси; ℓ_0 - характерный вертикальный масштаб.

Применительно к океанским условиям (Гершуни и Жуховицкий рассматривали влияние примеси, которая легче, чем вода) эта диаграмма будет иметь вид, изображенный на рис. І.З. Линия І на рис. 1.3 есть нейтральная линия для монотонных возмущений. Прямая 2 на рис. 1.3 изображает нейтральную линию для колебательных возмущений. Область устойчивости расположена ниже линий 1 и 2. При условиях стратификации, соответствующих на диаграмме областям ниже этих линий, все возмущения в среде затухают (моно тонно ниже линии I и в колебательном режиме ниже линии 2).



Рис. І.З. Лиаграмма конвективных режимов в бинарной смеси:

мов в оинарной смеси: I - граница монотонных растущих и затухающих возмущений, 2 - граница ко-лебательных растущих и затухающих возму-щений, 3 - граница статической устойчи-вости. Заштрихована область гидростати-ческой устойчивости, Правило знаков та-ково: Ra > 0 при $\Gamma > 0$ и Γ уменьша-ет Γ^{o} ; $R_{S} > 0$ при $\Gamma^{s} > 0$ и тогда Γ^{s} увеличивает Γ^{o}

Известно, что в воде, не содержащей примеси, неустойчивость возникает, если плотность воды убывает с глубиной и по величине градиент плотности превосходит определенное критическое значение. В морской воде дело обстоит иначе. Неустойчивость может иметь место и при росте плотности с глубиной. Таких областей на диаг рамме две. При Ra < 0 и Rs < 0 (температура и соленость воды убывают с глубиной) все возмущения в воде монотонно растут со

временем. Эта неустойчивость получила название неустойчивости в виде солевых пальцев. При *Ra* > 0 и *Rs* > 0 (температура и соле – ность воды увеличиваются с глубиной) возмущения в среде растут в колебательном режиме. Эту неустойчивость называют диффузионной или послойной конвекцией.

За рубежом в 1960 г. Stern M.E. опубликовал статью [128]. ПОЛОЖИВЩУЮ НАЧАЛО ТЕОРЕТИЧЕСКОМУ ИССЛЕДОВАНИЮ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В виде солевых пальцев. В дальнейшем было выполнено большое количество теоретических работ и лабораторных экспериментов по данной проблеме. В результате к середине 70-х годов были установ лены законометности развития неустойчивости наиболее быстро раступей моды. Итоги этих исследований были полвелены в моногра -Федорова [81] и Тернера [77]. В дальнейшем работы **MARXO** были направлены на изучение поведения слабо неустойчивых мол.на Установление пределов их роста. на учет взаимодействия разлии ных мол. Здесь следует отметить работу Joyce T.M. [III]. В ней рассматривается эволюция слабонеустойчивой молы. При этом огра-НИЧЕНИЕ СОСТА СОЛЕВЫХ ПАЛЬНЕВ ПОСТИГАЕТСЯ ЗА СЧЕТ УЧЕТА ИХ ВЗА-Имодействия с горизонтально осредненным полем солености.

Влияние на устойчивость двойной диффузии при горизонталь ной неоднородности рассматривалось в работе Holyer J.J. [108]. Было показано, что вследствие двойной диффузии при горизонтально однородном поле плотности и неоднородных, но взаимно скомпенсированных полях температуры и солености, конвективно неустойчивой является даже, очевидно, устойчивая стратификация с убиванием температуры и ростом солености по глубине. В этом случае неустойчивость возникает вследствие горизонтальных градиентос температуры и солености.

Фоновые условия в океане, способствующие возникновению солевых пальцев, наблюдаются, как будет показано ниже, практически по всей акватории Мирового океана. Поэтому в океане часто встре-

чаются либо сами солевые пальцы, либо результат их действия. Это объясняется также тем, что, во-первых, солевые пальцы являются в высшей степени сверхкритическими образованиями; во-вто – рых, в главном термоклине очень редко встречаются области с высоким уровнем турбулентности, в которых происходило бы их быстрое разрушение; и, наконец, наличие сдвигового течения в толще вод океана не только не препятствует существованию солевых пальцев, но и является дополнительным механизмом формирования условий для их образования (Schmitt R.W., Evans D.L. [I25]). Непосредственные наблюдения в океане, а также дабораторные опыты показали, что солевые пальцы представляют собой вытянутые в вертикальном направлении конвективные ячейки высотой не более 20-

25 см, имеющие квадратное поперечное сечение со стороной не более 6 мм [134].

Фоновая стратификация, способствующая развитию диффузион ной конвекции, в океанах встречается значительно реже. Исключе ние составляют лишь воды Северного Ледовитого океана и некото рые небольшие районы других океанов, где почти повсеместно существуют условия, благоприятные для диффузионной конвекции и образования тонкоструктурных неоднородностей. Это легко понять, так как в Северном Ледовитом океане под поверхностными холодными и пресными водами находятся атлантические теплые и более соленые воды. Лабораторные эксперименты по двойной диффузии показали, что вертикальные потоки тепла и соли, обусловленные солевыми пальцами, при прочих равных условиях больше, чем при диф фузионной конвекции (Turner J.S. [I3I, I33]).

К настоящему времени на основании проведенных исследований стала понятной большая роль дифференциально-диффузионной неустойчивости в формировании тонкой термохалинной структуры в океане, в относительно быстрых локальных изменениях стратификации и перемешивании вод (Stern M.B. [127]).

Многочисленные натурные наблюдения показали существование ярко выраженной тонкой структуры в областях, где возможна неустойчивость вследствие двойной дийдузии [69,136]. При генерации ступенчатой структуры этим механизмом выполняется соотношение

$$\frac{\ell}{h} \approx 0.1 \div 0.2$$
 (I.6)

Горизонтальная неоднородность гидрофизических полей

Одним из факторов, способствующих формированию тонкой структуры вод океана, является наличие интрузионных прослоек в толще вод океана, возникающих довольно часто во фронтальных зонах либо в результате коллапса перемешанных пятен в стратифицированной среде. Фронтальные интрузии имеют значительные градиенти на поверхностях раздела и могут способствовать возникновению на них солевых пальцев или диффузионной конвекции в зависимости от условий стратификации (Turner J.S. [I30], Williams A.J. [I38]). Вертикальные размеры интрузионных слоев во фронтальных областях колеблются от I м до нескольких сотен метров, а горизонтальные - от сотен метров до нескольких километров. При наличии горизонтальной неоднородности происходит адеекция тепла и соли, причем интенсивность ее неодинакова на различных глубинах. Следствием этого становятся скачки температуры и солености по вертикали, которые, в свою очередь, могут также создавать условия для диф-

ференциально - диффузионной неустойчивости. Частным случаем адвекции является коллапс объемов вод, которые перемешались под действием сдвиговой неустойчивости или двойной диффузии. Результатом подобного перемешивания становится горизонтальная неодно родность поля плотности и последующая адвекция.

До настоящего времени вопрос о вкладе каждого из перечис ленных механизмов в перемешивании в океане до конца не ясен.Видимо, все они при определенных условиях имеют место. Например, во фронтальных зонах большое распространение имеет интрузионное расслоение с последующей конвекцией из-за двойной дистузии. Всетаки следует признать, что элементы тонкой структуры океана значительных размеров формируются в результате дифференциально-диффузионной неустойчивости. Это подтверждают оценки А.Г. Зацепина и К.Н. Фелорова [29]. В этой работе показано. что при типичном для океана соотношении вертикальных и горизонтальных масштабов тонкой структуры, равном 10⁻³, для образования линзы однородной воды толщиной в 0,5 м и радиусом 0,25 км нужно, чтобы растекание началось с перемешанного объема ралиусом 29 м. Чтобы полностью перемещать такой объем воды в стратифицированном океаническом термоклине, необходимы большие затраты кинетической энергии для осуществления работы против архимедовых сил. Поэтому в океане путем коллапса перемешанных пятен, возникающих за счет обрушения внутренних волн, могут образоваться лишь стравнительно тонкие интрузионные слои толщиной не более 10-50 см. Более мошные по толшине линзы перемещанной жидкости образуются под действием дифференциально-диффузионной неустойчивости. В пользу этого ме ханизма свидетельствуют также и результаты Федорова [78.83]. Им показано, что любой кратковременный и локально действующий механизм генерации турбулентности вносит основной вклад в Изо пикническое (вдоль поверхностей равной плотности) перемешивание. а не в диапикническое, турбулентное (проникающее через изопикнические поверхности). При этом необходимо иметь в виду, что изо пикническое перемешивание не может осуществлять перенос массы. Тогда дифференциально-диффузионная неустойчивость остается главным, а может быть и единственным механизмом диапикнического пе ремешивания в стратифицированном океане.

I.3. Мелкомасштабная структура акустического поля в верхнем слое океана

Одним из главных вопросов акустики океана является проблема прохождения акустического сигнала. Это направление исследований устанавливает связь структуры акустического поля источника звука в океане с характеристиками пространственной неоднородности термохалинной структуры океана на пути распространения звука, а также временной изменчивостью этих характеристик в толще вод [2].

Распространение звука в воде происходит в виде продольных волн, представляющих собой периодические сжатия и разряжения воды. Скорость их распростренения и есть скорость звука (скорость продольных упругих возмущений). Процессы сжатия и разряжения можно рассматривать как изотермические (T = const) либо как адиабатические (т.е. без обмена теплом между выделенной массой воды и окружающей средой). Во втором случае изменение теплосодержания $c_{\rho}dT$ за счет работы расширения намного превышает приток тепла извне и поэтому последним можно пренебречь. При расчете скорости звука лучшие результаты получаются при рассмотрении адиабатичности процесса, поскольку при большой частоте разряже – ний тепло не успевает удаляться путем теплопороводности и лучеиспусканий. В этом случае практически каждая частица среды ведет себя так, как если бы ее запас тепла оставался постоянным [55].

Для научных и практических целей чаще всего необходимо знать распределение скорости звука по вертикали, что связано с ее определением на нескольких горизонтах или с непрерывным измерением по всей глубине. Определение скорости звука в море может осуществляться двумя способами : непосредственным измерением с помощью различных устройств ; с измерением температуры и солености, а также гидростатического давления (глубины), и дальнейшим вычислением скорости по ряду известных формул, т.е. косвенным путем.

Прямые измерения скорости звука стали проводиться сравни – тельно недавно. В настоящее время благодаря успехам в области разработки акустических измерителей [6] точность измерений абсолютных значений скорости звука возросла до сантиметров в секунду. Однако таких данных по общирным акваториям Мирового океана явно недостаточно.

Первую теоретическую формулу для расчета скорости звука предложил Ныютон. При этом он полагал, что изменение скорости звука происходит изотермически. Несколько позже Лаплас предложил модифицированную теоретическую формулу, но уже на основе учета адиабатичности процессов [55]. Эта формула получила наибольшее распространение под названием формулы Ньютона-Лапласа

$$c = \sqrt{\frac{V_{\mathcal{B}}^{T}}{\kappa}} , \qquad (1.7)$$

где $\gamma^T = c_{\rho} / c_{\nu}$ — отношение теплоемкости воды при постоянном давлении (c_{ρ}) к теплоемкости воды при постоянном объеме (c_{ν}); К — истинный коэффициент сжимаемости морской воды.

Для морской воды $y^{7} \approx I$ (точнее может изменяться от 0,923 до 1,005 в зависимости от значений температуры, солености и дав-

ления). Физически это означает. что апиабатическое распространение звука в воде близко к изотермическому. Известно, что удель ный объем и коэффициент слимаемости зависят от температуры. со лености и гидростатического давления, следовательно, и скорость звука зависит от тех'же характеристик. Так.при увеличении температуры удельный объем повышается, коэффициент сжимаемости уменьшается. Следовательно. с увеличением температуры скорость звука растет за счет увеличения удельного объема и уменьшения коэффи пиента сжимаемости. Изменения температуры воды оказывают на скорость звука наибольшее влияние по сравнению с другими факторами. Однако, как показано в [6], в области малых масштабов за счет меньших коэффициентов диффузии соли по сравнению с коэффициентами пиййузии тепла отмечается существенное влияние поля солености на формирование структуры поля скорости звука. В целом, чем ниже значение температуры, тем ее изменения больше влияют на скорость звука. С увеличением солености уменьшается удельный объем и коэфсжимаемости. В сумме это также дает повышение скорости Фициент звука, но намного меньшее, чем рост температуры. Увеличение гидростатического давления также уменьшает удельный объем и значе ние коэффициента сжимаемости, что приводит к увеличению скорости звука. Таким образом, скорость звука, равно как и плотность морской воды, есть функция параметров состояния волы.

Одним из наиболее точных эмпирических соотношений для расчета скорости звука принято считать формулу Вильсона в модификации Frye H.W., Pugh I.D. [98]. Стандартная погрешность при расчете по этой формуле относительно экспериментальных данных сос тавляет 0, I м. с⁻¹.

К настоящему времени в центрах сбора океанографических данных имеется большой массив данных по температуре и солености практически по всей акватории океанов. Расчет скорости звука по указанной выше эмпирической формуле на базе созданных массивов в различных пространственно-временных масштабах позволил получить результаты, которые были положены в основу исследований крупно масштабной изменчивости поля скорости звука [48].

В настоящей работе для оценки мелкомасштабной изменчивости скорости звука были использованы ее расчетные значения по непосредственным измерениям температуры и солености, полученным с помощью зондирующих комплексов с большой разрешающей способностью по вертикали, а также привлекались результаты численного моделирования термохалинной структуры.

Тонкур структуру акустического поля в океане можно представить в виде специфических горизонтальных неоднородностей скорости звука, у которых соотношение между толщиной и протиженноство локальных изменений поля сохраняется в определенных пределах пространственного и временного диапазонов. Исследования в океане

показали. что элементы тонкой термохалинной структуры оказывают. существенное влияние на рассеяние звука в сторону геометрической тени /767. На рис. 1.4 отмечено. что тонкая вертикальная структу-DA CKODOCTU SEVKA MOMET CVWCCTBOBATE B TEVCHUR HCCKOLEKUX MUHVT и нескольких суток в пределах горизонтальных масштабов от десятков метров до десятков километров. По данным экспедиционных наблюлений в Северной Атлантике, например, на вертикальных профилях скорости звука в пианазоне глубин 200-450 м была отмечена регулярная система, состоящая от 6 до 9 слоев с небольшими положительны-МИ ГОАЛИЕНТАМИ СКОРОСТИ ЗВУКА. РАЗЛЕЛЕННЫХ ТОНКИМИ ПЕРЕХОЛНЫМИ прослойками. гле наблюдались значительно большие отринательные градиенты. Внутри слоев градиенты колебались в пределах 0.0I-0.2 с⁻¹ и в среднем были близки к гипростатическому. равному 0.016-0.17 с⁻¹. что свидетельствует об однородности слоев по таким параметрам, как температура и соленость. Грациенты скорости звука в прослодках оказались гораздо большими - до 0.55 с⁻¹. Толшина квазиолнородных слоев колебалась в пределах 20-30 м и в среднем в пять раз превышала толшину разделяющих их прослоек /76/.



Примеры тонкой вертикальной структуры скорости звука приведены на рис. І.4. Отмечено, что последняя может существовать в течение нескольких минут и нескольких суток в пределах горизонтальных масштабов от десятков метров до десятков километров. По ланным экспелиционных наблюдений в Северной Атлантике. например. на вертикальных профилях скорости звука в диапазоне глубин 200-450 м была отмечена регулярная система, состоящая от 6 до 9 слоев с небольшими положительными градиентами скорости звука, разделенных тонкими переходными прослойками, где наблюдались значительно большие отрицательные градиенты. Внутри слоев гра лиенты колебались в пределах 0,0I - 0,2 с⁻¹ и в скеднем были близки к гидростатическому, равному 0,016 - 0,17 с⁻¹, что свидетельствует об однородности слоев по таким параметрам, как тем пература и соленость. Градиенты скорости звука в прослойках оказались гораздо большими - до 0,55 с⁻¹. Толщина квазиоднородных слоев колебалась в пределах 20-30 м и в среднем в пять раз превышала толщину разделяющих их прослоек [76].

ГЛАВА 2. ВЛИЯНИЕ ЭФФЕНТОВ СОРЕ И ДОФО НА

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ДИФФУЗИОННУЮ НЕУСТОИЧИВОСТЬ

B OKEAHE

2.1. Уравнения гидродинамики для морской воды

Ранее было показано, что больщую роль в формировании тонкой термохалинной структуры океана играет дифференциально-диффузионная неустойчивость. Последняя, в свою очередь, в значительной мере определяется процессами молекулярного обмена. В связи с этим при исследовании дифференциально-диффузионной неустойчивости необходимо тщательное описание процессов молекулярного теплои солепереноса. В последнее время появился целый ряд работ по изучению процессов молекулярного обмена теплом и солью в океанских условиях. В этой связи представляется целесообразным здесь кратко остановиться на некоторых из них, имеющих значение для рассматриваемой проблемы. С тем чтобы сделать их изложение более понятным, вначале приведем уравнения гидротермодинамики для морской воды.

Основными гидрофизическими характеристиками морской системы являются скорость движения воды, температура, концентрация при – месей и давление. В классических курсах гидродинамики приводятся уравнения, описывающие эволюцию перечисленных характеристик, которые выводятся из фундаментальных законов сохранения [52].

Для описания динамических характеристик используются урав нения движения в форме Навье-Стокса, в которых при рассмотрении процессов формирования тонкой структуры можно не принимать во внимание ускорение Кориолиса

$$\frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + (\nabla \vec{v})\vec{v} = -\frac{i}{\rho}\nabla P + v\Delta \vec{v} + \vec{q}, \qquad (2.1)$$

где \overline{v} - вектор скорости; P - давление в воде; p - плотность воды; \overline{g} - ускорение свободного падения; v - коэффициент молекулярной вязкости; t - время.

.25

Для замыкания (2.1) привлекается уравнение неразрывности, которое в приближении несжимаемой жидности, хорошо выполняющимся для морской воды. имеет вид

$$\operatorname{div} \overline{v} = 0. \tag{2.2}$$

Уравнение переноса соли для морской воды следует из основного закона сохранения массы

$$\rho\left(\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{v} \nabla S\right) = -\operatorname{div} i , \qquad (2.3)$$

где S - концентрация солей; i - плотность дисхузионного потока соли.

В этом случае предполагается, что морская вода представляет собой смесь с двумя компонентами: вода и растворенная в ней соль. В действительности известно, что морская вода - многокомпонентная система. В ней растворено большое количество солей. Используя предположение об едной растворенной компоненте, мы тем самым наделяем все растворенные соли одинаковыми свойствами. Можно надеяться, что подобное допущение не является слишком сильным, так как в состав морской воды входит доминирующая составляющая - NaCl, на долю которой приходится 86 % общей массы растворенных в морской воде солей. Поэтому в дальнейшем уравнением (2.3) будем описывать морскую воду с общей концентрацией соли - S.

Эволюционное уравнение для температуры можно получить из выражения изменения энтропии, которое согласно фундаментальному закону сохранения энергии имеет вид

$$\rho T\left(\frac{\partial \eta}{\partial t} + \overline{\vartheta} \nabla \eta\right) = \sigma_{j\kappa} \frac{\partial \vartheta_j}{\partial x_{\kappa}} - \operatorname{div}\left(q - i_{\mathcal{M}}\right) - i \nabla \mu, \qquad (2.4)$$

где G_{jk} - тензор напряжений в воде; \mathcal{M} - химический потенциал в морской воде, который определяется по разностям химических по тенциалов воды и солей ($\mathcal{M} = \frac{\mathcal{M}_1}{m_1} - \frac{\mathcal{M}_2}{m_2}$; \mathcal{M}_1 , m_1 - химический потенциал и относительная масса воды в исследуемой системе; \mathcal{M}_2 , m_2 химический потенциал и относительная масса солей в морской воде).

Изменение энтропии в морской воде при постоянном давлении обусловлено изменениями температуры и солености

$$d\eta = \left(\frac{\partial \eta}{\partial T}\right)_{sp} dT + \left(\frac{\partial \eta}{\partial S}\right)_{TP} dS. \qquad (2.5)$$

Из основных термодинамических соотношений известно, что

$$\left(\frac{\partial \varrho}{\partial T}\right)_{SP} = \frac{C_P}{T} , \quad \left(\frac{\partial \varrho}{\partial S}\right)_{TP} = -\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_{SP} , \quad (2.6)$$

Применив к уравнению (2.5) операторы $\frac{\partial}{\partial t}$ и ∇ , с учетом (2.6) получим

$$\frac{\partial q}{\partial t} = \frac{c_{\rho}}{T} \frac{\partial T}{\partial t} - \left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_{SP} \frac{\partial S}{\partial t} , \qquad (2.7)$$

$$\nabla \gamma = \frac{c_{\rho}}{T} \nabla T - \left(\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial T}\right)_{SP} \nabla S. \qquad (2.8)$$

Подставив (2.7) и (2.8) в (2.4) и пренебрегая в (2.4) диссипацией энергии в тепло благодаря вязкости, получим уравнение, описывающее эволюцию температуры морской воды

$$c_{\rho\rho}\left(\frac{\partial T}{\partial t} + \overline{v}\nabla T\right) = -T\left(\frac{\partial \mu}{\partial T}\right)_{s\rho} \operatorname{div} i - \operatorname{div} q + \operatorname{div} i\mu - i\nabla\mu . \quad (2.9)$$

Таким образом, уравнения Навье-Стокса, неразрывности, переноса соли и тепла образуют систему гидродинамических уравнений для морской воды. Однако эта система остается незамкнутой вследствие того, что в уравнения входят неопределенные пока потоки тепла и солей.

2.2. Молекулярные потоки тепла и соли в морской воде

Вывод выражений иля потоков тепла и других различных субстанций в жидкой смеси приводится в книге Л.Д. Ландау и Е.М. Лифпица [52]. Нам показалось целесообразным воспроизвести здесь его основные моменты в силу того, что эти выражения сравнительно редко употребляются в океанологической литературе.

На основании эмпирических результатов предполагается, что диффузионный поток соли определяется неравномерностью распреде – ления ее концентрации, которую можно характеризовать градиентом химического потенциала и градиентом температуры. Поток тепла обусловливается теплопроводностью, зависящей от градиента температуры; переносом тепла за счет диффузионной теплопроводности, характеризуемой градиентом химического потенциала и, наконец, переносом тепла за счет диффузии соли. Если градиенты температуры и концентрации соли невелики, то можно считать, что i и q являются линейными функциями от градиентов химического потенциала η_{M} и температуры воды σT . Тогда можно написать

$$i = -n_{t} \nabla M - n_{o} \nabla T, \qquad (2.10)$$

$$I = -n_{\pi} \nabla M - n_{\mu} \nabla T + iM, \qquad (2.11)$$

где n, , n, , n, , n, - коэффициенты пропорциональности.

- 27

С помощью принципа симметрии кинетических коэффициентов, содержание которого устанавливается в статистической физике [51], доказывается, что $n_{\pi} = n_{\pi}T$. Тогда можно записать

$$q = -n_2 T \nabla M - n_4 \nabla T + i M. \qquad (2.12)$$

Предположим, что градиент химического потенциала зависит от T, S и P. Тогда имеем

$$\nabla_{\mathcal{M}} = \left(\frac{\partial_{\mathcal{M}}}{\partial S}\right)_{TP} \nabla S + \left(\frac{\partial_{\mathcal{M}}}{\partial T}\right)_{SP} \nabla T + \left(\frac{\partial_{\mathcal{M}}}{\partial P}\right)_{TS} \nabla P. \qquad (2.13)$$

Введем следующие обозначения :

$$\beta^{s} = \frac{1}{\rho} n_{i} \left(\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial S} \right)_{TP} ; \qquad (2.14)$$

$$\kappa_{T} = \frac{7}{\rho v^{s}} \left[n_{2} + n_{f} \left(\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial T} \right)_{sp} \right]; \qquad (2.15)$$

$$\kappa_{\rho} = \frac{\rho}{\rho \gamma^{s}} n_{f} \left(\frac{\partial M}{\partial P} \right)_{TS} . \qquad (2.16)$$

С учетом соотношений (2.14), (2.15) и (2.16) выражение для потока соли будет иметь вид

$$i = -\rho \mathcal{V}^{s} \left(\nabla S + \frac{\kappa_{\tau}}{T} \nabla T + \frac{\kappa_{\rho}}{P} \nabla P \right), \qquad (2.17)$$

где К – коэффициент термодиффузии или термодиффузионное отношение: К_р – бародиффузионное отношение.

Первый член в (2.17) характеризует диффузионный перенос соли под действием градиента солености (концентрационная диффузия или закон диффузии Фика). Второй член ($\frac{K_T}{T} \nabla T$) является выражением закона термодиффузии. Он описывает перенос соли за счет термического градиента. Это явление впервые было исследовано Соре в 1879 г. и в настоящее время оно носит его имя (эффекта Соре). Последний член в выражении (2.17) характеризует бародиф фузию (диффузию соли под действием градиента давления).

Для преобразования уравнения потока тепла выразим **у**м из (2.10). Тогда равенство (2.11) можно переписать следующим обра зом :

$$q = \left(\mathcal{M} - \frac{n_2 T}{n_1}\right) i - \left(n_4 - \frac{n_2^2 T}{n_1}\right) \nabla T. \qquad (2.18)$$

Если предположить, что отсутствует диффузионный поток соли, т.е. *i* = 0, то из (2.18) следует, что

$$q = -\left(n_4 - \frac{n_2^2 T}{n_f}\right) \nabla T = - \sqrt[4]{} \nabla T. \qquad (2.19)$$

Из последнего выражения видно, что $\gamma^{T} = (n_4 - \frac{n_2^2 T}{n_1})$ - обычный коэффициент молекулярной теплопроводности. Выразив n_4 и n_4 через коэффициенты диффузии и термодиффузии с помощью (2.14) и (2.15), будем иметь



Подставив полученные соотношения в (2.12), окончательно получим выражение для потока тепла

$$q = \left[\kappa_{\tau} \left(\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial S}\right)_{TP} - T \left(\frac{\partial \mathcal{M}}{\partial T}\right)_{SP} + \mathcal{M}\right] i - \mathcal{V}^{T} \nabla T. \quad (2.20)$$

Формула (2.20) показывает, что перенос тепла в жидкой смеси обусловлен помимо градиента температуры еще и переносом солей. При этом перенос тепла может осуществляться при наличии градиента концентрации соли даже в термически однородной жидкости. Это явление получило название эффекта Дюфо.

Полученные выражения для потоков тепла и соли в смеси ука зывают на более тесное взаимодействие полей температуры и соле ности на молекулярном уровне, чем это традиционно предполагалось ранее.

Учет бародиффузии необходим, как правило, лишь при наличии в жидкости существенных градиентов давления, вызванных, например, внешним воздействием. Поскольку далее подобные задачи не рассматриваются, бародиффузией будем пренебрегать.

Введя обозначения

$$\lambda = \frac{\kappa_{\tau}}{T} \quad , \; N' = \rho \Big[\mu - T \Big(\frac{\partial \mu}{\partial T} \Big)_{SP} + \kappa_{\tau} \Big(\frac{\partial \mu}{\partial S} \Big)_{TP} \Big] \; ,$$

окончательно записываем для потоков тепла и соли

$$i = -\rho \vartheta^{s} (\nabla S + \lambda \nabla T), \qquad (2.21)$$

$$q = -(\gamma^T + \lambda \gamma^S N') \nabla T - \gamma^S N' \nabla S . \qquad (2.22)$$

Коэффициент молекулярной теплопроводности является функцией от температуры и солености. Так, из таблицы, приведенной в спра - вочном руководстве Н.И. Попова, К.Н. Федорова, В.М. Орлова [68], следует, что γ^7 увеличивается с увеличением температуры воды.

Например, при атмосферном давлении и $T = 0^{\circ}C$, $S = 0^{\circ}/\infty$

 y^{T} = 0,5667 Вт.мк⁻¹ ≈ I,36·IO⁻³ кал.с⁻¹. см⁻¹. °С⁻¹, а при $T = 40^{\circ}$ С, S = 0%о

 $y^{7} = 0,627 \text{ BT-MK}^{-1} \approx 1,50 \cdot 10^{-3} \text{ kar-c}^{-1} \cdot cm^{-1} \cdot 0C^{-1}$

Зависимость от солености выражена меньше. Так, при 7 =40°С и S = 35%00

 $v^{T} = 0,6235 \text{ BT } \text{mk}^{-1} \approx 1,49 \cdot 10^{-3} \text{ kas} \cdot \text{c}^{-1} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{°C}^{-1}$.

С увеличением давления v^{τ} медленно увеличивается. На глубине IO км v^{τ} на 5% больше, чем на поверхности.

Коэффициент молекулярной диффузии соли в растворах океани ческой концентрации зависит от температуры воды. Для 0,5 нормального раствора NaCl, что близко по составу к морской воде, в ра боте D.R. Caldwell [92] экспериментально была получена для диапазона температур от 16 до 39°С зависимость

 $v^{s} = 10^{-5} [0,44 + 0,0423 T] cm^{2} \cdot c^{-4} . (2.23)$

Кроме того, v^s зависит также от концентрации соли. С ее уменьшением в смеси v^s увеличивается.

Однако известно, что различные ионы, еходящие в состав морской воды, имеют различные коэффициенты диффузии. Так, из справочного руководства [68] следует, что при $T = 5^{\circ}$ С и S = 35%о катионы K⁺ имеют коэффициент диффузии, равный II,4·IO⁻⁶ см²·c⁻¹, катионы Na⁺ - 8,0·IO⁻⁶ см²·c⁻¹. При тех же условиях анионы Cl⁻ имеют коэффициент диффузии, равный II,5·IO⁻⁶ см²·c⁻¹, а анионы SO₄⁻ - 5,8·IO⁻⁶ см²·c⁻¹. Как видим, колебания довольно значи - тельные. Влияние сложного состава морской воды на эффективный коэффициент диффузии солей требует дальнейшего исследования.

Еще менее изучен вклад эффектов Соре и Дюфо в молекулярные потоки тепла и соли. Так, в книге В.М. Каменковича [37] отмеча – лось, что количественные вклады эффектов Соре и Дюфо для морской воды неизвестны. Однако впоследствии вопрос об этих коэффициентах неоднократно привлекал внимание ученых. Здесь прежде всего следует отметить цикл работ D.R. Caldwell по экспериментальному определению интенсивности Соре-переноса [90 - 92].

При анализе результатов <u>290 – 92</u> следует иметь в виду, что за рубежом вместо (2.2I) принято использовать подобное ему выражение

$$i = -\rho v^{s} (\nabla S + St \cdot S(1-S) \nabla T), \qquad (2.24)$$

где St - коэффициент Соре.

Соотношение для потока соли в виде (2.24) введено в работе [22]. Сравнивая (2.21) и (2.24), получаем, что

$$\lambda = St \cdot S(I-S).$$

Путем тщательных лабораторных экспериментов D.R. Caldwell установил, что St может быть как положительным, так и отрица – тельным. Для 0,5 нормального раствора NaCl получено, что при температуре воды выше 12° C соль перемещается Соре-переносом от более теплой воды к более холодной. В этом случае St положителен. При $7 < 12^{\circ}$ C соль переносится Соре-переносом от холодной жидкости к теплой, St при этом отрицателен [92]. На основании обработки данных лабораторных экспериментов D.R.Caldwell получил зависимость коэффициента Соре от температуры воды в диапазоне температур от I,7 до 46° C (для 0,5N раствора NaCl):

$$St = 10^{-3} (-1.232 + 0.11287 - 0.0008707^2). (2.25)$$

Из выражения (2.25) следует, что St меняет знак при темпе ратуре воды 12° C, а типичное значение St для океанских условий составляет $10^{-3} \, ^{\circ}$ C⁻¹. Подставив это значение в выражение для λ , и полагая $S \approx 0.035$, получим, что $\lambda \approx 3.5 \cdot 10^{-5} \, ^{\circ}$ C⁻¹. Эта оценка попадает в диапазон изменения $\lambda \approx 10^{-3} \div 10^{-5} \, ^{\circ}$ C⁻¹ для жидких смесей, указанный в [22]. Имея подобную оценку, можно сравнить величину Соре-переноса и обычного фиковского переноса. Из (2.21) следует, что отношение потока соли Соре к диффузионному потоку фика есть величина (F_{a}), равная

$$F_{f} = \frac{\lambda \nabla T}{\nabla S} \quad (2.26)$$

Для получения количественной оценки отношения (2.26) прив лечем данные наблюдений, полученные Г.А. Моисеевым [56] в ходе экспедиции 28-го рейса НИС "Академик Вернадский". Им в качестве типичных значений прирадений температуры и солености на расстоянии 6,2 см, полученных с помощью зонда МГИ-8IOI на Амазонском полигоне, приводятся величины 6 $\pm 8 \cdot 10^{-20}$ С и 1,5 $\pm 2,0 \cdot 10^{-2}$ % о для высокоградиентной прослойки и 10^{-20} С и 0,7 $\cdot 10^{-2}$ % о для спокойных участков профилей температуры и солености воды. Подставив приведенные величины в (2.26), получим, что Соре-перенос соли составляет для высокоградиентной прослойки 15 - 20 % фиковского переноса. Для спокойных участков профилей вклад эффекта Соре меньше и составляет менее 5 % от вклада переноса Фика. По лучег ые оценки эффекта Соре, видимо, характерны для океана. Действи эльно, выражение (2.26) можно переписать в виде

$$F_{i} = \lambda \frac{\beta}{\alpha} R$$
,

где R - плотностное отношение, равное $d \nabla T/\beta \nabla S$.

Типичное значение *R* для главного термоклина определяется равным двум [125]. Тогда из (2.27) следует, что вклад эффекта Соре составляет не менее 20 % величины переноса соли по Фику.

В работе M.C. Gregg [105] были проанализированы отношения потоков соли Соре и Фика для различных океанских условий. Им было установлено, что при сильно выраженной термической и слабой соленостной стратификаций поток Соре может более чем в 15 раз превосходить перенос соли по Фику. Такое сочетание часто имеет место в сезонном термоклине.

Оценку влияния эффекта Дюфо на перенос тепла на молекуляр ном уровне удобнее сделать, предварительно подставив (2.21) и (2.22) в уравнение переноса тепла (2.9). Тогда

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \nabla T = (\gamma^{T} + \lambda^{2} \gamma^{S} N_{o}) \Delta T + \lambda \gamma^{S} N_{o} \Delta S, \qquad (2.28)$$

где $N_0 = \frac{T}{C_p} \left(\frac{\partial M}{\partial S} \right)_{TP}$ - термодинамический параметр. Обычно его рассчитывают при средних значениях температуры и концентрации соли. Заметим, что поскольку $\left(\frac{\partial M}{\partial S} \right)_{TP} > 0$ [52], параметр N_0 всегда положителен.

Теперь видно, что учет влияния перекрестных эффектов привел к появлению в уравнении переноса тепла дополнительных слагаемых. Во-первых, перекрестные эффекты усиливают молекулярный перенос тепла вследствие пространственного градиента температуры. Об этом усилении можно утверждать с уверенностью, так как в скобках выражения (2.28) добавка к молекулярному коэффициенту теплопроводности всегда положительна, поскольку $\left(\frac{\partial \kappa}{\partial S}\right)_{7P} > 0$ и y^{s} также больше нуля.

Пространственная неравномерность поля солености может при – водить как к увеличению температуры воды, так и к ее уменьшению, в зависимости от комбинации знаков λ и ΔS . Поскольку значение λ было определено ранее, осталось получить оценку для N_0 , что не представляет большого затруднения. Химический потенциал для разбавленных растворов, которым является морская вода, определяется выражением [47]:

$$\boldsymbol{M} = \boldsymbol{M}_{o} + \boldsymbol{R}_{o} T \ln \boldsymbol{S} , \qquad (2.29)$$

где \mathcal{M}_o не зависит от R_o .

Из (2.29) следует, что

$$\left(\frac{\partial M}{\partial S}\right)_{TP} = \frac{R_0 T}{S}$$

и тогда

$$N_0 = \frac{R_0 T^2}{c_0 S}$$
 (2.31)

(2.30)

Подставив в (2.31) характерные известные значения ($R_0 = 460 \text{ Дж} \cdot \text{кr}^{-1} \text{ K}^{-4}$, $T \approx 300 \text{ K}$, $c_\rho = 4,2 \cdot 10^3 \text{ Дж} \cdot \text{кr}^{-1} \text{ K}^{-1}$, $S \approx 0,035$), получаем, что $N_0 \approx 3 \cdot 10^5 \text{ K}^2$. Степень увеличения молекулярного переноса тепла по градиенту температуры, т.е. отношение $\lambda^2 \gamma^5 N_0 / \gamma^7$, примерно равна $4 \cdot 10^{-6}$. Отсюда видно, что уве личение потока тепла по градиенту температуры за счет учета перекрестных эффектов крайне незначительно. Теперь найдем отношение потока тепла по градиенту солености к обычному потоку тепла по закону Фика (F_0):

$$F_2 = \frac{\lambda v^s N_0 \Delta S}{v^T \Delta T} . \qquad (2.32)$$

В уравнении (2.32) все коэффициенты были определены ранее. Таким образом, для получения оценки этой величины осталось найти оценку отношения $\Delta S / \Delta T$. Из теории [21] следует, что $O(\Delta S / \Delta T) - \nabla S / \nabla T$. Тогда из (2.32) получаем отношение для оценки по рядка величины эффекта Дюфо :

$$F_2 = \frac{\lambda v^S N_0}{v^T} \frac{v S}{v T} . \qquad (2.33)$$

Подставив в (2.33) характерные значения ∇S и ∇T (те же, которые были использованы ранее при оценке эффекта Соре), получаем, что вклад эффекта Дюфо и для высокоградиентных прослоек, и для спокойных участков профилей составляет около 10^{-3} и меньше от обычного переноса тепла по Фику. Несколько большее значение было получено в уже упоминавшейся работе M.C.Gregg [105]. В ней в качестве максимального значения отношения Дюфо-переноса к переносу Фика для океанских условий дается величина 7.10⁻³. Такое отношение наблюдается в сильных халоклинах со слабо выраженной термической стратифика – цией. Приведенные оценки свидетельствуют о малом вкладе Дюфо – переноса и в связи с этим кажется на первый взгляд возможным им пренебрегать для океанских условий. Однако следует иметь в виду установленный экспериментально и подтвержденный теоретичес-

,33

ки факт значительно большей изрезанности профилей солености по сравнению с профилями температуры [81]. Поэтому в океане дово – льно часто можно наблюдать ситуацию с практически однородным распределением температуры и наличием скачков солености. Тогда из (2.32) следует, что при таких условиях Дюфо-переносом осу – цествляется большая часть теплопередачи и его учет делается необходим. Из выражения (2.28) можно получить характерный вер – тикальный градиент температуры воды, который может быть вызван Дюфо-переносом тепла. Предположим, что условия стратификации конвективно устойчивые, т.е. отсутствуют движения воды. Тогда для установившегося горизонтально однородного состояния из (2.28) имеем

$$\gamma^{T} \Delta T + \lambda \gamma^{S} N \Delta S = 0. \qquad (2.34)$$

Из (2.34) следует, что

$$(\nabla_{z}T) = \lambda \frac{\gamma^{\delta}}{\gamma^{7}} N_{0} \nabla_{z} S , \qquad (2.35)$$

где $\nabla_z T$, $\nabla_z S$ - вертикальные градиенты температуры и солености воды.

В уравнении (2.35) значение λ может быть отрицательным и положительным в зависимости от температуры воды). Тогда из (2.35) следует, что при $\nabla_{z}S > 0$ (устойчивая стратификация, ось z направлена вниз, соленость увеличивается с глубиной) Дюфоперенос при $T < I2^{\circ}C$ ($\lambda < 0$) ведет к инверсионному распределе – нию температуры, а при $T > I2^{\circ}C$ Дюфо-перенос приводит к образованию устойчивого градиента температуры. Подставив в (2.35) характерные значения, найдем оценку градиента температуры воды, образованного только Дюфо-переносом :

 $(v_{\rm H}T) \approx 2 \cdot 10^{-6} \, {}^{\circ}{\rm C} \cdot {\rm cm}^{-1}$.

Полученная оценка сопоставима со значением адиабатического градиента температуры воды.

Таким образом, можно считать установленным, что при исследовании процессов обмена теплом и солями на молекулярном уровне для океанских условий часто бывает необходимым учитывать перекрестные эффекты, т.е. вклады потоков Соре и Дюфо. В связи с этим представляется целесообразным изучить влияние диффузионной теплопроводности и термодиффузии на конвективную устойчивость в океане.

2.3. Влияние термодий фузии и дий узионной теплопроводности на конвективную устойчивость в океане

Впервые вопрос о влиянии термодийдузии и диффузионной теплопроводности на конвективную устойчивость в бинарной смеси был исследован в 1963 г. Гершуни и Жуховицким [15]. Было показано, что ситуация, описанная в 1.2, в общем сохраняется и при учете эффектов Соре и Дюфо. Однако расположение линий в плоскости [Ra, Rs], разделяющих различные конвективные режимы, при учете термодиффузии и диффузионной теплопроводности может меняться. При этом следует иметь в виду, что Гершуни и Жуховицкий рассматривали условия устойчивости смеси с растворенной компонентой легче воды. За рубежом цикл исследований по данной проблеме открыла в 1971 г. работа D.T.J. Hurle, E. Jake – man [IIO]. Они рассмотрели влияние эффекта Соре на конвективную устойчивость водно-метановой смеси в рамках классической теории Релея.

В работах J.U.Platten,G.Chavepever , итоги которых под ведены в [120], решена линейная задача об устойчивости нагреваемой снизу двухкомпонентной жидкости с учетом эффекта Соре. При этом компонента примеси более тяжелая, чем сама жидкость. Числа Прандтля и Шмидта в этом случае были близки к океанским услови ям. В результате было получено, что при положительном коэффициенте Соре термодиффузия способствует развитию конвективной неус тойчивости, критическое число Релея уменьшается. Отрицательный коэффициент Соре производит обратное действие.

В 1983 г., спустя 20 лет после опубликования работы Гершуни и Туховицкого [15], т.J. McDougall [116] прак – тически повторил линейный анализ устойчивости бинарной смеси с учетом термодиффузии и диффузионной теплопроводности. Влияние перекрестных эффектов на турбулентную диффузию тепла и солей исследовалось в работе [20].

Целью настоящего анализа является определение влияния эффектов Соре и Дюфо на конвективную устойчивость применительно к океанским условиям с учетом новых данных о коэффициентах Соре и Дюфо. Без существенной потери общности ограничимся двумерной областью (в плоскости [x, x], где x - горизонталь ная, x - вертикальная координаты). Исследование будем проводить для слоя жидкости толщиной d, заключенного между двумя горизонтальными границами бесконечной протяженности.

Для описания эволюции температуры морской воды привлечем выведенное ранее уравнение переноса тепла (2.28)

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \vec{v} \nabla T = (v^{T} + \lambda^{2} v^{S} N_{o}) \Delta T + \lambda v^{S} N_{o} \Delta S . \qquad (2.36)$$

Уравнение переноса соли получим, подставив выражение для потока соли (2.21) в (2.3). Тогда будем иметь

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \vec{v} v S = \gamma^{s} \Delta S + \lambda \gamma^{s} \Delta T . \qquad (2.37)$$

Уравнения гидродинамики смеси в линейном приближении с учетом несжимаемости жидкости запишем в виде

$$\frac{du}{dt} = \gamma \Delta u - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} , \qquad (2.38)$$

$$\frac{dw}{dt} = \sqrt[4]{\Delta w} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{g\rho}{\rho_0} , \qquad (2.39)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 . \qquad (2.40)$$

При этом пренебрегается ускорением Кориолиса, в силу малости пространственных масштабов изучаемого явления.

Замыкается данная система уравнением состояния морской воды в линейном приближении :

$$\rho = \rho_0 (1 - dT + \beta S). \qquad (2.41)$$

Определим условия равновесия в такой системе. Для этого положим в (2.36) и (2.37) скорость, равную нулю, а также примем, что временные изменения температуры и солености отсутствуют. Тогда имеем

$$(\gamma^{T} + \lambda^{2} \gamma^{S} N_{o}) \Delta T + \lambda \gamma^{S} N_{o} \Delta S = 0, \qquad (2.42)$$

 $\gamma^{s} \Delta S + \lambda \gamma^{s} \Delta T = 0. \qquad (2.43)$

Домножим (2.43) на λN_o и вычтем полученное выражение из (2.42). Тогда для равновесной температуры имеем

$$\Delta \tilde{T} = 0, \qquad (2.44)$$

где **7** - равновесная температура воды.

Для получения уравнения равновесного распределения концентрации соли выражение (2.42) домножим на $\lambda \gamma^{s}$, а (2.43) – на $(\gamma^{7} + \lambda^{2} \gamma^{s} N_{o})$ и из (2.43), умноженного на $(\gamma^{7} + \lambda^{2} \gamma^{s} N_{o})$, вычтем (2.42), умноженное на $\lambda \gamma^{s}$. В итоге получаем

$$\Delta \tilde{S} = 0, \qquad (2.45)$$

где S - равновесная концентрация соли.

Представим значения температуры и солености воды в виде суммы равновесного значения и отклонения от него, т.е.

$$T = \tilde{T} + T', \qquad (2.46)$$
$$S = \tilde{S} + S', \qquad (2.47)$$

где T' и S' - отклонения значений температуры и солености от равновесного состояния.

Подстановка (2.46) и (2.47) в уравнения (2.36) и (2.37) в пренебрежении величинами второго порядка малости, т.е. произве – дениями конвективной скорости (которая является отклонением от неподвижного равновесного состояния) на величину градиента отк – лонения температуры или солености от равновесного состояния, приводит к уравнениям

$$\frac{\partial T'}{\partial t} + w \frac{\partial \tilde{T}}{\partial g} = (v^{T} + \lambda^{2} v^{S} N_{o}) \Delta T' + \lambda v^{S} N_{o} \Delta S', \qquad (2.48)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \psi \frac{\partial S}{\partial g} = \vartheta^{s} \Delta S' + \lambda \vartheta^{s} \Delta T'. \qquad (2.49)$$

В уравнениях движения (2.38), (2.39) также пренебрежем членами второго порядка малости, т.е. произведениями конвективной скорости на ее градиент. Тогда имеем

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \sqrt[3]{\Delta u} - \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} , \qquad (2.50)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} = \sqrt{\Delta} w - \frac{i}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{g\rho}{\rho_0} . \qquad (2.51)$$

Применим к последним двум уравнениям операцию вихря и вве – дем вспомогательную функцию, подчиняющуюся правилу, которое удовлетворяет уравнению неразрывности (2.2):

$$\mathcal{U} = -\frac{\partial \psi}{\partial z} , \quad \mathcal{W} = \frac{\partial \psi}{\partial x} .$$

Тогда получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \psi = \sqrt[3]{\Delta^2} \psi + \frac{g}{\rho_a} \frac{\partial \rho}{\partial x} . \qquad (2.52)$$

Градиент плотности воды в правой части (2.52) выразим через градиенты температуры и солености, используя уравнение состояния (2.41):

$$\frac{\partial \rho}{\partial x} = -\rho_0 \ll \frac{\partial T}{\partial x} + \rho_0 \beta \frac{\partial S}{\partial x} .$$

В последнее выражение подставим значения температуры и со лености, представленные в виде суммы равновесных значений и отклонений от них (2.46) и (2.47). При этом ограничимся случаем горизонтально однородных равновесных полей температуры и солености воды. Тогда (2.52) можно записать в следующем виде :

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \psi = v \Delta^2 \psi - g \mathcal{L} \frac{\partial T'}{\partial x} + g \beta \frac{\partial S'}{\partial x} . \qquad (2.53)$$

Произведем обезразмеривание системы уравнений. При этом будем использовать характерные масштабы, обозначая их теми же символами, что и размерные величины, но придавая им индекс o (нап – ример, для отклонений температуры характерный масштаб T'_o , для отклонения солености – S'_o , функции тока – ψ_o , времени – t_o и т.д.). Безразмерные переменные (с индексом •) будут выражаться по правилу

$$T_{\bullet} = \frac{T'}{T_0'}$$
, $S_{\bullet} = \frac{S'}{S_0'}$, $t_{\bullet} = \frac{t}{t_0}$, $\psi_{\bullet} = \frac{\psi}{\psi_0}$

Для горизонтальных и вертикальных пространственных переменных выберем одинаковый масштаб, равный **d**.

Равновесные градиенты температуры $\frac{\partial \overline{T}}{\partial z}$ и солености $\frac{\partial \overline{S}}{\partial z}$, как следует из (2.44) и (2.45), являются константами, не зависящими от вертикальной координаты. Выразим их через разности температуры ($\delta \overline{T}$) и солености ($\delta \overline{S}$) на верхней и нижней границах слоя толщиной d. Тогда можно записать

$$\frac{\partial \widetilde{T}}{\partial z} = \frac{\delta \widetilde{T}}{d} \quad , \qquad \frac{\partial \widetilde{S}}{\partial z} = \frac{\delta \widetilde{S}}{d}$$

За масштаб времени примем величину, равную $t_0 = \frac{d^2}{\gamma T}$, а за масштаб $\Psi_0 - \gamma^T$. Тогда уравнения (2.48), (2.49) и (2.53) можно переписать следующим образом :

$$\frac{\delta \widetilde{T} \sqrt{T}}{d^2} \frac{\partial T_{\bullet}}{\partial t_{\bullet}} - (\sqrt{T} + \lambda^2 \sqrt{s} N_0) \frac{\delta \widetilde{T}}{d^2} \Delta T_{\bullet} -$$

$$- \lambda \sqrt{s} N_0 \frac{\delta \widetilde{S}}{d^2} \Delta S_{\bullet} = -\frac{\sqrt{T}}{d^2} \delta \widetilde{T} \frac{\partial \psi_{\bullet}}{\partial x_{\bullet}}, \qquad (2.54)$$

$$\frac{\delta \widetilde{S} \sqrt{T}}{d^2} \frac{\partial S_{\bullet}}{\partial t_{\bullet}} - \frac{\sqrt{s} \delta \widetilde{S}}{d^2} \Delta S_{\bullet} - \frac{\lambda \sqrt{s} \delta \widetilde{T}}{d^2} \Delta T_{\bullet} =$$

$$= -\frac{\sqrt{T}}{d^2} \delta \widetilde{S} \frac{\partial \psi_{\bullet}}{\partial x_{\bullet}}, \qquad (2.55)$$
$$\frac{\sqrt[3]{v}}{d^4}\frac{\partial}{\partial t_{\bullet}}\Delta\psi_{\bullet} = \frac{\sqrt[3]{v}}{d^4}\Delta^2\psi_{\bullet} - g\alpha \frac{\delta\widetilde{T}}{d}\frac{\partial T_{\bullet}}{\partial x_{\bullet}} + g\beta \frac{\delta\widetilde{S}}{d}\frac{\partial S_{\bullet}}{\partial x_{\bullet}} \quad (2.56)$$

Индексом • здесь обозначены безразмерные переменные. Дом ножив (2.54) на $(d^2/\delta \tilde{T} v^T)$, (2.55) - на $(d^2/\delta \tilde{S} v^T)$, а (2.56) на (d^4/vv^T) , получим в безразмерном виде

$$\frac{\partial T}{\partial t} - (1 + \lambda^2 \tau N_0) \Delta T - \lambda \tau N_0 \Delta S \quad \frac{\delta \widetilde{S}}{\delta \widetilde{T}} = -\frac{\partial \psi}{\partial x} \quad , \qquad (2.57)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} - \tau \Delta S - \lambda \tau \frac{\delta \tilde{\tau}}{\delta \tilde{S}} \Delta \tau = -\frac{\partial \psi}{\partial x} , \qquad (2.58)$$

$$\frac{1}{Pr}\frac{\partial}{\partial t}\Delta\psi = \Delta^2\psi - Ra\frac{\partial T}{\partial x} + Rs\frac{\partial S}{\partial x} \quad . \tag{2.59}$$

В последних трех уравнениях и далее индексы (-) у безраз мерных переменных для упрощения записи опущены. В этих уравнениях введены следующие обозначения:

$$Ra = \frac{g \alpha d^3 \delta \widetilde{T}}{\gamma \gamma^{\tau}} , \quad Rs = \frac{g \beta d^3 \delta \widetilde{S}}{\gamma \gamma^{\tau}} ,$$

В качестве граничных условий для системы уравнений (2.57), (2.58) и (2.59) на верхней и нижней поверхностях области будем использовать

$$\psi = 0$$
, $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0$, $T = S = 0$. (2.60)

Вид таких граничных условий позволяет искать решения сис темы в следующем виде :

$$\psi \sim e^{\rho t} \sin \pi a x \sin \pi n z$$
, (2.61)

$$T, S \sim e^{\rho t} \cos \pi a x \sin \pi n z , \qquad (2.62)$$

где *Ка* и *Кп* - горизонтальные и вертикальные волновые числа. Из (2.61) и (2.62) следуют соотношения :

$$\Delta T = -\kappa^{2} T, \quad \Delta S = -\kappa^{2} S,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \rho T, \quad \frac{\partial S}{\partial t} = \rho S, \quad \frac{\partial \psi}{\partial t} = \rho \psi,$$

$$\frac{\partial^{2} \psi}{\partial x^{2}} = -\mathcal{R}^{2} \alpha^{2} \psi, \quad \Delta \psi = -\kappa^{2} \psi,$$

$$\Delta^{2} \psi = \kappa^{4} \psi, \quad \kappa^{2} = \mathcal{R}^{2} (\alpha^{2} + n^{2}).$$

$$(2.63)$$

Подставив соответствующие соотношения из (2.63) в уравнения (2.57) и (2.58), получаем

$$\rho T + (1 + \lambda^2 \tau N_0) \kappa^2 T + \lambda \tau N_0 \frac{\delta S}{\delta T} \kappa^2 S = -\frac{\partial \psi}{\partial x} , \qquad (2.64)$$

$$\rho S + \tau \kappa^2 S + \lambda \tau \frac{\delta \widetilde{T}}{\delta \widetilde{S}} \kappa^2 \tau = -\frac{\partial \psi}{\partial x} . \qquad (2.65)$$

Из уравнений (2.64) и (2.65) находим, что

$$S = T \frac{\rho + (I + \lambda^2 \tau N_0) \kappa^2 - \lambda \tau \frac{\delta \tilde{T}}{\delta \tilde{S}} \kappa^2}{\rho + \tau \kappa^2 - \lambda \tau N_0 \frac{\delta \tilde{S}}{\delta \tilde{T}} \kappa^2} . \quad (2.66)$$

Продмфференцируем (2.64) по косрдинате x, предварительно подставив в него выражение для S в виде (2.66). Тогда с учетом выражения для $\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2}$ из (2.63) получаем, что

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \pi^2 \alpha^2 \psi \frac{p + \tau \kappa^2 - \lambda \tau N_0 \frac{\delta \tilde{S}}{\delta \tilde{T}} \kappa^2}{p^2 + p \kappa^2 (1 + \tau + \lambda^2 \tau N_0) + \tau \kappa^4} . \quad (2.67)$$

Дифференцируя формулу (2.66) по х , неходим, что

$$\frac{\partial S}{\partial x} = \pi^2 \alpha^2 \psi \frac{\rho + (1 + \lambda^2 \tau N_o) \kappa^2 - \lambda \tau \frac{\delta \overline{\tau}}{\delta \overline{S}} \kappa^2}{\rho^2 + \rho \kappa^2 (1 + \tau + \lambda^2 \tau N_o) + \tau \kappa^4}.$$
 (2.68)

Подставим теперь выражения для градиентов температуры и солености (2.67) и (2.68), а также необходимые соотношения из (2.63) в уравнение (2.59), получим характеристическое уравнение для ρ :

$$p^{3} + p^{2}\kappa^{2}(1 + \tau + Pr + \lambda^{2}\tau N_{0}) +$$

$$+ p \left[\kappa^{4}(\tau + Pr + \tau Pr + \lambda^{2}\tau N_{0}Pr) - Pr \frac{\pi^{2}\alpha^{2}}{\kappa^{2}}(R\alpha - Rs)\right] +$$

$$+ Pr\kappa^{5}\tau + Pr\pi^{2}\alpha^{2} \left[Rs(1 + \lambda^{2}\tau N_{0} - \lambda\tau \frac{\delta\widetilde{T}}{\delta\widetilde{S}}) - R\alpha\tau(1 - \lambda N_{0}\frac{\delta\widetilde{S}}{\delta\widetilde{T}})\right] . \qquad (2.69)$$
BBedem cherrymmue обозначения :

$$\begin{aligned} -B &= \kappa^2 \left(1 + \mathcal{T} + Pr + \lambda^2 \tau N_o \right) , \\ C &= \kappa^4 \left(\mathcal{T} + Pr + \tau Pr + \lambda \tau N_o Pr \right) - Pr \frac{\pi^2 \alpha^2}{\kappa^2} \left(R\alpha - Rs \right) \end{aligned}$$

$$D = Pr\kappa^{6}\tau + Pr\pi^{2}a^{2}\left[Rs(1+\lambda^{2}\tau N_{o}-\lambda\tau\frac{\delta\widetilde{T}}{\delta\widetilde{S}}) - Ra\tau(1-\lambda N_{o}\frac{\delta\widetilde{S}}{\delta\widetilde{T}})\right] \,.$$

Тогда выражение (2.69) перепишется так:

$$p^3 + Bp^2 + Cp + D = 0. (2.70)$$

Очевидно, *р* может принимать вещественные и мнимые значения. тогда *р* можно искать в виде

$$p = p_1 + ip_2$$
, (2.71)

где ρ_i - вещественная часть ρ ; ρ_2 - мнимая часть ρ . Знак ве щественной части указывает на то, будут ли монотонные возмущения расти во времени или затухать, поскольку ρ_i является показателем степени для экспоненты, характеризующей поведение возмущений во времени (см. формулы (2.61) и (2.62). Мнимая часть (ρ_2) харак теризует частоту колебательных возмущений.

Подстановка (2.71) в характеристическое уравнение (2.70) дает нам систему из двух уравнений :

$$\rho_i^3 + B\rho_i^2 - 3\rho_2^2 \rho_i - B\rho_2^2 + C\rho_i + D = 0, \qquad (2.72)$$

$$\rho_{g}(3\rho_{c}^{2} - \rho_{g}^{2} + 2B\rho_{s} + C) = 0. \qquad (2.73)$$

В том случае, если мнимая часть корня уравнения равна нулю $(\rho_2 = 0)$, то возмущения носят монотонный характер. Если $\rho_4 > 0$, то эти возмущения растут монотонно, а если $\rho_4 < 0$, тогда они за - тухают монотонно. Из уравнения (2.72) получим условие, которое разделяет растущие и затухающие монотонные колебания. Поскольку на границе $\rho_4 = 0$, то из (2.72) в этом случае следует, что величина D должна быть равной нулю. Тогда имеем

$$\frac{\kappa^{\delta}t}{\pi^{2}a^{2}} + Rs\left(1 + \lambda^{2}tN_{o} - \lambda t \frac{\delta\widetilde{T}}{\delta\widetilde{S}}\right) - Rat\left(1 - \lambda N_{o}\frac{\delta\widetilde{S}}{\delta\widetilde{T}}\right) = 0. \quad (2.74)$$

Для упрощения анализа этого уравнения выразим отношения $\frac{\delta \tilde{S}}{\delta \tilde{T}}$ и $\frac{\delta \tilde{T}}{\delta \tilde{S}}$ через *Ra* и *Rs* :

$$\frac{\delta \tilde{T}}{\delta \tilde{S}} = \frac{\beta}{c} \frac{Ra}{Rs} , \qquad (2.75)$$

$$\frac{\delta \tilde{S}}{\delta \tilde{7}} = \frac{\alpha}{\beta} \frac{Rs}{Ra} \qquad (2.76)$$

Подставив последние два соотношения в (2.74), окончательно получим

 $Ra = \frac{Rs}{\tau} \frac{1 + \lambda^2 \tau N_0 + \lambda \tau N_0 \frac{d}{\beta}}{1 + \lambda \frac{\beta}{d}} + \frac{\kappa^6}{\pi^2 a^2 (1 + \lambda \frac{\beta}{d})} .$

Это условие в плоскости [Ra, Rs] устанавливает границу, разделяющую затухающие и растущие монотонные возмущения.

Определим границу, разделяющую затухающие и растущие колебательные возмущения. В этом случае $\rho_2 \neq 0$. Тогда уравнение (2.73) дает условие

$$\rho_2^2 = 3\rho_i^2 + 2B\rho_i + C \quad (2.78)$$

(2.77)

Подставим (2.78) в уравнение (2.72):

$\rho_i^3 + B\rho_i^2 - 3\rho_i(3\rho_i^2 + 2B\rho_i + C) - B(3\rho_i^2 + 2B\rho_i + C) + C\rho_i + D = 0.$

Из последнего равенства с учетом того, что на границе ус тойчивости $\rho_i = 0$, имеем условие для определения нейтральной линии, разделяющей растущие и затухающие колебательные возмущения:

$$BC-D=0$$
 .

Подставив в это условие введенные ранее обозначения для

В, С, D, получим уравнение границы в плоскости [Ra, Rs] для колебательных возмущений:

$$\kappa^{2}(1+t+Pr+\lambda^{2}tN_{0})\left[\kappa^{4}(t+Pr+tPr+tPr+tPr\lambda^{2}N_{0})-Pr\frac{\pi^{2}a^{2}}{\kappa^{2}}(Ra-Rs)\right] - Pr\kappa^{6}t - Pr\pi^{2}a^{2}\left[Rs(1+\lambda^{2}tN_{0}-\lambda t\frac{\delta\widetilde{T}}{\delta\widetilde{S}})-Rat(1-\lambda N_{0}\frac{\delta\widetilde{S}}{\delta\widetilde{T}})\right] = 0.$$

$$(2.79)$$

Преобразуя это уравнение, находим

$$Ra = Rs \frac{\tau + Pr + \lambda \tau \frac{\delta \tilde{T}}{\delta \tilde{S}}}{1 + Pr + \lambda \tau N_o(\lambda + \frac{\delta \tilde{S}}{\delta \tilde{T}})} +$$

$$+\frac{\kappa^{\delta}}{Pr \pi^{2} \alpha^{2}} \frac{(1+\tau+\tau\lambda^{2}N_{o})\left[(1+Pr)(\tau+Pr)+\tau Pr\lambda^{2}N_{o}\right]}{1+Pr+\lambda \tau N_{o} \left(\lambda+\frac{\delta \widetilde{S}}{\delta \widetilde{T}}\right)} \quad (2.80).$$

Используя равенства (2.75) и (2.76), окончательно получаем

$$Ra = Rs \frac{t + Pr - \lambda t N_0 \frac{\alpha}{\beta}}{1 + Pr + \lambda^2 t N_0 - \lambda t \frac{\beta}{\alpha}} +$$





Рис. 2.1. Граница режимов конвективной устойчивости для различных значений температуры и солености 5°/оо(2)25°/оо(5), 37°/оо(6): 1, 2, 3 - 0, 12, 20°С соответственно для монотон-ных возмущений и 4 - 0, 12, 20°С для колеоательных воз-мущений без учета перекрестных эффектов; 1', 2', 3'-при тех же значениях температуры для монотонных возму-щений и 4' - при тех же значениях температуры для коле-оательных возмущений с учетом перекрестных эффектов

Условия (2.77) и (2.81) устанавливают границы, разделяющие все виды возмущений в исследуемой конвективной системе.

С помощью полученных соотношений были рассчитаны границы, разделяющие режимы конвективной устойчивости, для различных океанских условий. Вначале установим степень влияния перекрест ных эффектов на положение этих границ. Для этого напомним, что в соответствии с выводами, полученными ранее, основной вклад в перекрестные эффекты вносит термодиффузия, которая осуществляет перенос соли от холодных областей к теплым при температуре меньше 12°С. При температуре воды более 12°С термодиффузия, наоборот, обеспечивает перенос соли от теплых вод к холодным. В соответствии с этим влияние перекрестных эффектов проявляется неодинаково в различных океанских условиях. Оказалось, что перекрестные эффекты очень мало влияют на колебательные возмущения. Их учет приводит к изменению значений критических чисел *Ra* не более





Рис. 2.2. Граница редимов конвективной устойчивости для различных значений температуры и солености: а. 50/00, б - 100/00, в - 150/00, г - 250/00, д - 300/00, е - 370/00; 1, 2, 3, 4, 5 - 0, 5, 12, 15, 20°С соответственно для монотонных возмущений; 6 -0, 5, 12, 15, 20°С для колесательных возмущений

чем на 0,1 при низких температурах и на несколько сотых - при высоких температурах (рис. 2.1). Значительно сильней проявляется вклад перекрестных эффектов при определении границ монотонных раступих и затухающих возмущений. В левой верхней четверти (температура воды увеличивается с глубиной, а соленость уменьшается) перекрестные эффекты переносят соль снизу вверх при $T > 12^{\circ}$ С, способствуя тем самым дестабилизации жидкости. Поэтому при $T > 12^{\circ}$ С область неустойчивости в левой верхней четверти больше при учете эффектов Соре и Дюфо, чем без них (рис. 2.1). Напротив, при $7 < 12^{\circ}$ С учет этих эффектов приводит к стабилизации жидкости и увеличению области конвективной устойчивости (рис. 2.1). Иная картина набиодается в левой нижней четверти (температура и соленость воды убывают с глубиной). Здесь при $7 > 12^{\circ}$ С перенос Соре транспортирует соль сверху вниз, способствуя стабилизиции воды. Поэтому при $7 > 12^{\circ}$ С область неустойчивости в виде моно тонных возмущений, рассчитанная по полной формуле (2.77), имеет меньшее распространение, чем если в ней положить $\lambda = 0$ (рис.2.1). Наоборот, при $7 < 12^{\circ}$ С перенос соли Соре осуществляется снизу вверх, способствуя дестабилизации жидкости. Тогда область неус тойчивости, определенная с учетом перекрестных эффектов, больше, чем полученная в пренебрежении ими (рис. 2.1).

Отмеченные зависимости распространения зон конвективной устойчивости от температуры воды практически не наблюдаются при малых значениях солености. Это обусловлено тем, что при неболь – ших концентрациях соли в морской воде эффект Соре проявляется в незначительной степени.

Теперь обратимся к анализу влияния температуры и солености морской воды на положение границ между режимами конвективной устойчивости. Это влияние проявляется вследствие зависимости чисел Прандтля (Pr) и Пмидта (τ), коэффициентов α , β , λ и N_{ρ} от указанных характеристик. Значения параметров задавались по [63, 68] с учетом результатов, изложенных в 2.2. Расчеты показали. что степень влияния температуры и солености на положение колебательных возмущений очень мала. Значения критических чисел Ra и Rs отличаются при разных 7 и S не более чем на несколько единиц (рис. 2.2). Иначе обстоит дело при определении границ монотонных возмущений. В этом случае распространенность неустойчивости увеличивается по мере уменьшения температуры воды при всех значениях солености (рис. 2.2). Особенно интересный эффект наб людается при температуре около 0°C и солености 25% о. При этих условиях конвективная неустойчивость в виде монотонных возмуще ний имеет место в правой нижней четверти, в которой температура убывает с глубиной, а соленость растет (рис. 2.2). Эти условия ранее привычно относили к абсолютно устойчивым. На самом деле оказывается, что даже когда вертикальное распределение обеих характеристик (температуры и солености) вносит стабилизирующий вклад в вертикальный градиент плотности, за счет перекрестных эффектов при низких температурах воды могут иметь место растущие монотонные возмущения (врезка на рис. 2.2). Для водно-метановых смесей подобное явление наблюдалось в лабораторных условиях [II6].

Особенно наглядно отмеченные эффекты можно проиллюстриро вать, если построить зависимости значений критического числа *Ra* при Rs = 0 для монотонных возмущений от температуры и солености (рис. 2.3). Очевидно, влияние перекрестных эффектов больше всего проявляется при низких температурах, минимально при $T = 12^{\circ}$ С и постепенно увеличивается при росте температуры (рис. 2.3).



Рис. 2.3. Зависимость критического числа Релея от температури (а) и солености (б) для монотонных возмущений ($R_s = 0$): I, 2, 3, 4, 5 - 5, IQ, I5, 25, 37% соответственно; 6, 7, 8, 9, I0 - 0,5; I2; I5; 2% соответственно

Эффекты Соре и Дюфо сказываются наиболее значительно на конвективную устойчивость вод при солености около 25 - 26% оо. По мере роста и убывания солености вкдад этих эффектов убывает.

ГЛАВА З. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ ВСЛЕДСТВИЕ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ДИФФУЗИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ

3.1. Нелинейная модель конвекции, формирующейся в результате дифференциально-диффузионной неустойчивости

Основные выводы о закономерностях развития конвекции вследствие двойной диффузии, упоминавшиеся в предыдущих разделах, получены большей частью в линейном приближении. Поэтому они носят в значительной мере качественный характер и применимы лишь в условиях малой надкритичности. В связи с этим дальнейшим развитием исследований естественно стало построение нелинейных моделей конвекции. Краткий обзор подобных моделей можно найти в работе Piacsek S.A., Toomre J. [II9]. Здесь же излатаются результаты моделирования нелинейной эволюции и структуры солевых пальцев. Последние нуждаются в более подробном изложении.

Основу модели составляют двумерные уравнения конвекции, включающие в себя уравнения движения, уравнения тепло- и солепереноса, неразрывности и состояния. Путем применения стандартной операции из уравнений движения получено уравнения переноса вихря. Расчеты по этой модели производились на сетке с шагом 0.02 см в вертикальном и горизонтальном направлениях. Размеры сетки были × 2,50 см и 2,50 × 5,00 см, а количество узлов сетки I.25 составляло 64 × 128 и 128 × 256. Начальное состояние в системе представляло собой два однородных по температуре и солености слоя, располагающихся один над другим. При этом в верхнем слое вода была более теплой и соленой, чем в нижнем. Таким образом, на чальные условия были благоприятными для развития солевых пальцев на границе раздела. Кроме того, в начальный момент на поля температуры и солености накладывались возмущения, состоящие из одной или нескольких волн. Целью моделирования было изучение роста солевых пальцев в двухслойной системе. В описанном случае вследствие неравенства коэффициентов обмена теплом и солью начи-

нают формироваться конвективные движения, принимающие форму со левых пальцев. По мере их роста на концах солевых пальцев развиваются каплевидные образования, отделяющиеся от пальцев и движущиеся впереди них. Рост пальцев прекращался при достижении ими границ расчетной области (т.е. их длина не могла превышать 5 см). Были исследованы также отношения потоков плавучести через границу раздела за счет потоков тепла и соли. Эти отношения анализировались отдельно для суммарных потоков, обусловленных молекулярным обменом и конвекцией и только для конвективных. Было обнаружено существенное расхождение с данными лабораторных экс периментов. В частности, оказалось, что отношение конвективного потока плавучести за счет потока тепла к потоку плавучести за счет потока соли растет с увеличением плотностного отношения. В лабораторных же опытах наблюдалось обратное явление. Таким образом, в этой работе получены весьма интересные и спорные результаты. Вместе с тем следует иметь в виду, что полученные выводы в основном касаются начальной сталии развития солевых пальцев. Расчетный период составлял несколько минут. Ріасвек S.A., Toom re J. ограничились также большей частью качественными выводами. Сопоставление с данными дабораторных экспериментов проведено липь по отношению потоков плавучеств.

Еще менее изученными остаются закономерности нелинейной диффузионной конвекции. По сути, нам не удалось познакомиться ни с одной работой по этой проблеме. Отмеченные обстоятельства стимулировали наш интерес к проблеме моделирования нелинейной кон векции вследствие дифференциально-диффузионной неустойчивости.

Основу нашей модели также составили уравнения конвекции, представляющие собой уравнения движения в форме Навье-Стокса и уравнения тепло- и солепереноса [42]. При этом использовалось приближение Буссинеска. Основным моментом в этом приближении является предположение о том, что рассматривается слабая конвекция, т.е. считается, что вызванные неоднородностью температуры и солености отклонения плотности от среднего значения настолько малы, что ими можно пренебречь во всех уравнениях, кроме урав нения движения, описывающего эволюцию вертикальной составляющей скорости, где эти отклонения учитываются лишь в члене, описывающем архимедово ускорение. Применимость приближения Буссинеска для океанских условий неоднократно доказывалась в литературе (например, [39]).

Результаты лабораторных экспериментов конвективных движе ний свидетельствуют, что они, как правило, являются осесиммет ричными. В связи с этим возможен их анализ в двумерной вертикально расположенной плоскости [x, x].

С учетом этих предварительных замечаний система уравнений конвекции, подлежащая анализу, выглядит следующим образом :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial x} + \partial \Delta u , \qquad (3.1)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{i}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial z} + v_{\Delta} w + \frac{g\rho}{\rho_0} , \qquad (3.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + w \frac{\partial T}{\partial z} = v^{T} \Delta T, \qquad (3.3)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + w \frac{\partial S}{\partial x} = \gamma^{\delta} \Delta S , \qquad (3.4)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad , \tag{3.5}$$

где u, w - составляющие конвективных скоростей (горизонтальная и вертикальная).

К уравнениям (3.1) и (3.2) применим операцию вихря и введем функцию тока так, что

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z}$$
, $w = -\frac{\partial \psi}{\partial x}$. (3.6)

В результате получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \psi + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \Delta \psi - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \Delta \psi = \partial \Delta \psi + \frac{g}{\rho_0} \frac{\partial g}{\partial x} . \quad (3.7)$$

Введем обозначение в (3.7) :

$$\Delta \psi = -\psi. \tag{3.8}$$

Таким образом, окончательно получаем систему уравнений, описывающих свободную двумерную конвекцию [40,41]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} = \sqrt[3]{}^{T} \Delta T , \qquad (3.9)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial \psi}{\partial z} \frac{\partial S}{\partial x} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial S}{\partial z} = \dot{\gamma}^{s} \Delta S , \qquad (3.10)$$

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \vartheta \Delta \psi - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} - \frac{g}{\rho_{o}} \frac{\partial g}{\partial x} . \qquad (3.11)$$

Система уравнений (3.9) - (3.11) замыкается уравнением сос - тояния

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha T + \beta S) . \qquad (3.12)$$

На границах области задаются следующие условия: при **2** = 0 (нижняя горизонтальная граница области) и **2** = H (верхняя горизонтальная граница области)

$$\psi = \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0$$
, $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial S}{\partial z} = 0$; (3.13)

при **x** = 0 (левая вертикальная граница) и **x** = **X** (правая вертикальная граница области)

$$\psi = \frac{\partial \psi}{\partial x} = 0$$
, $\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial S}{\partial x} = 0$. (3.14)

Эти условия определяют, что все моделируемые процессы происходят внутри расчетной области. Если задать ее геометрические размеры значительно большие, чем масштабы изучаемых явлений, то можно надеяться, что влияние границ не будет катастрофически сказываться на результаты расчетов.

Уравнения модели аппроксимировались конечными разностями. При этом использовался метод направленных разностей. Для интег рирования уравнения (3.8) применялся метод Либмана [70].

Последовательность реализации модели следующая. По началь – ным полям температуры и солености рассчитывается поле плотности в рассматриваемом объеме жидкости по уравнению состояния (3.12). По полю плотности на один временной шаг интегрируется уравнение (3.11). Затем на этот же временной шаг рассчитывается поле ψ по уравнению (3.8). По найденным значениям ψ по (3.9) и (3.10) рассчитываются изменения температуры и солености в выделенном объеме за один временной шаг. После определения поля плотности начинается расчет следующего временного шага. Дальнейшие детали численной реализации будут изложены по мере необходимости при описании конкретных численных экспериментов.

З.2. Моделирование конвекции в виде солевых пальцев

Одна из проблем при численной реализации модели состояла в определении разумного компромиссного соотношения между необходимыми для разрешения моделируемого явления величинами шагов раз ностной сетки и тесно связанным с этим объемом вычислений.

Выше уже отмечалось, что солевые пальцы в океане могут

иметь высоту более 20 см и квадратное поперечное сечение со стороной до I см. Чтобы не сделать объем вычислений чрезмерным и в то же время иметь возможность хотя бы грубо воспроизвести соле – вые пальцы, основные численные эксперименты производились на сетке 22*22 с шагами 0,25 см по горизонтали и I,0 см по вертикали. Из соображений сходимости шаг по времени был определен рав – ным I с.

Численные эксперименты проводились при начальных горизон – тально однородных полях температуры и солености с различными видами их вертикального распределения. Начальная стратификация плотности при этом всегда была гидростатически устойчивой. Это обеспечивалось стабилизирующим вкладом в вертикальный градиент плотности градиента температуры. В качестве возмущения задавался весьма слабый и небольшой вихрь (охватывающий пять расчетных точек) в центре моделируемой области. При задании коэффициентов молекулярного обмена теплом и солями одинаковыми ($\sqrt[3]{T} = \sqrt[3]{S}$) этот вихрь при любом начальном вертикальном распределении температуры и солености (гидростатически устойчивам) с течением времени за тухал под действием молекулярной вязкости. Температура и соле – ность воды, вследствие молекулярного обмена, медленно выравнивались.

Иначе происходит развитие процесса при задании у и у характерных для океанических условий (напомним, что тогда) *>). В этом случае молекулярное перемешивание теплом происходит зна чительно быстрее, чем солью. Имеет место пифференциальная пифйузия. Под действием последней на некоторых участках профиля плот-•ности образуются области с ее инверсионным распределением. Место появления инверсий плотности и время, необходимое для их образования. Зависят от вида начальных полей температуры и солености волы. а также от степени стратифицированности вод. Например. при начальных температуре и солености, как представлено на рис. З.І. отчетливо выраженные инверсии плотности появляются спустя IO³ с. Эти инверсии имеют вертикальный размер в несколько сантиметров, (рис. 3.I). Отметим, что начальная стратификация температуры и солености была такова, что на всех уровнях величина R = 2 (гидростатическая устойчивость). Инверсии плотности после достижения системой условий надкритичности обусловливают образование кон вективных ячеек. Горизонтальная однородность полей температуры и солености нарушается и увеличивается скорость перемешивания.

Основные эксперименты проводились с двухслойной начальной стратификацией. При этом варьировались разности солености и температуры воды на границе раздела, а следовательно, и плотностного отношения. Общие закономерности развития сохраня -

лись при всех вариантах задания начальных условий. Сперва возмущающий вихрь затухает под действием молекулярной вязкости. Молекулярная диййузия тепла в это время уменьшает разность температуры воды на границе. При этом вертикальное распределение плот – ности вблизи границы раздела приобретает сложный вид. Характеристики основных частей верхнего и нижнего слоев остаются неизменными. Сверху от границы раздела образуется локальный максимум



Рис. 3.I. Температура (а), соленость (б) и плотность (в) воды: I – начальное распределение; 2 – распределение на момент времени спустя 10³ с от начала расчетов

плотности, а снизу от границы-локальный минимум плотности (рис. 3.2). Под действием диффузии тепла система подволится к критическому состоянию. После достижения последнего возмущающий вихрь начинает интенсифицировать, и, спустя некоторое время, в объеме жидкости формируются конвективные ячейки (рис. 3.3. 3.4). Это две соседствующие между собой симметричные ячейки, вытянутые в вертикальном направлении. Циркуляция в них такова, что волизи их общей вертикальной границы в одной ячейке осуществляется вынос воды снизу вверх, а с другой, наоборот, сверху вниз. В результате в полях температуры и солености образуются структуры, представляющие собой вытянутые, также в вертикальном направлении. столбики. Их высота достигает IO см и более, а поперечное сече ние около I см. Эти конвективные ячейки, проявляющиеся в распределении температуры и солености воды, воспроизведенные моделью. являются неоднородностями типа солевых пальцев. На вершине паль-



цев с течением времени образуются утолщения, которые особенно четко проявляются в поле солености воды (рис. 3.5). В дальнейшем эти утолщения обособляются от основных конвективных ячеек, при -



Рис. 3.5. Температура (а), соленость (б) и функция тока (в) (Ψ · 10⁴ см⁻² с⁻¹) через 4000 с от начала расчетов при начальном R = 2. Режим солевых пальцев

нимают вид капель и проникают в невозмущенную область. Такова наблюдаемая картина в целом. Количественные ее характеристики : время достижения условий критичности, интенсивность конвективных движений, конвективные ячейки и другие зависят от начальных условий.

В ходе численных экспериментов контролировались величины температуры и солености воды на различных уровнях рассматривае мого объема жидкости, потоки тепла и солей через границу раздела, соотношение этих потоков. Используя их, можно придать описанным процессам количественную характеристику.

Температура воды на прилегающих сверху и снизу к границе раздела уровнях, осредненная по каждому из них (\overline{T}), первое время изменяется под действием молекулярного переноса тепла. При этом, естественно, что на верхнем пограничном уровне она умень шается, а на нижнем увеличивается (рис. 3.6). В соответствии с этим скачок температуры воды на границе раздела постепенно уменьшается. Скорость изменения температуры воды пропорциональ на первоначальному скачку температуры. Скачок температуры уменьшается на порядок при условиях наших экспериментов спустя 2000 с.

Иначе ведет себя соленость на этих уровнях (также осредненная по горизонталям). В силу неэффективности молекулярного обмена солью соленость воды на пограничных горизонтах первое время практически не меняется (рис. 3.7). Затем после достижения сис – темой условий критичности и начала конвекции солеобмен значи – тельно усиливается, соленость воды на границах начинает меняться, скачок солености уменьшается. При начальных R = 1,5, $\Delta S = 0,02\%$ о усиление солеобмена, а значит развитая конвекция, начинается спустя 500 с от начала расчетов; при R = 2, $\Delta S = 0,02\%$ о о но наблюдается спустя 700 с; при R = 5,0, $\Delta S = 0,015\%$ оо – спустя 900 - 1000 с от начала расчетов. Уменьшение скачка солености на порядок происходит так же, как и для скачка температуры при всех условиях наших экспериментов к моменту времени спустя 2000 с от начала расчетов.

Температура и соленость воды на самом верхнем и самом ниж – нем уровнях начинают меняться во времени, когда до этих уровней проникают конвективные движения. Это происходит спустя 2300 с при начальных R = 5,0 и $\Delta S = 0,015^{\circ}/00$ и 3000 с при начальных R = 2,0 и $\Delta S = 0,02^{\circ}/00$. С этого момента температура и соленость воды начинают быстро выравниваться по всему объему. Дальнейшее развитие процессов для наших целей не представляет особенного интереса, поскольку чистота экспериментов нарушается влиянием границ. Следует отметить, что моделируемая конвекция имеет колебательный характер. Это подтверждает эволюция температуры и со-



Рис. 3.6. Температура воды на прилегающих к границе раздела горизонтах для режима солевых пальцев при начальных условиях: a - R = I,5; 6 - R = 2,0; B - R = 5,0;

а - R = I,5; 6 - R = 2,0; в - R = 5,0; I - температура воды на горизонте выше границы раздела, осредненная по всем точкам горизонта; 2 - температура воды на горизонте ниже границы раздела, осредненная по всем точкам горизонта; 3 - разность осредненных значений температуры на горизонтах выше и ниже границы раздела

лености воды на отдельных горизонтах. Эти характеристики (рис. 3.8, 3.9) обнаруживают во временном ходе четко выраженные колебания. Их период составляет около 200 с при всех усло виях экспериментов. Отмеченная периодичность хорошо также прос леживается и в потоках тепла и соли через горизонт, делящий



Рис. 3.7. Соленость води на прилегающих к границе раздела горизонтах для режима соленых пальцев при начальных условиях:

а - R = I,5; 6 - R = 2,0; в - R = 5,0; I - соленость воды на горизонте выше границы раздела, осредненная по всем точкам горизонта; 2 - соленость воды на горизонте ниже границы раздела, осредненных по всем точкам горизонта; 3 - разность осредненных значений солености на горизонтах выше и ниже границы раздела

объем на две части (рис. 3.10). Эти потоки рассчитывались в ходе численных экспериментов по изменению тепло- и солесодержания верхней и нижней половин моделируемой области. Амплитуда колебаний потоков тепла и солей увеличивается с ростом плотностного отношения. Эти колебания вызываются, по-видимому, влиянием верхней и нижней границ расчетной области. По мере



Рис. 3.8. Температура воды в различных точках моделиру емого объема жидкости для режима солевых пальцев при

емого объема жидкости для режима солевых нальцев при начальных условиях: а - R = I,5; б - R = 2,0; В - R = 5,0; I - в средней точке на нижней границе объема, 2 - в средней точке на горизонте, прилегающем снизу к границе раз-дела, 3 - слева от средней точки на горизонте, приле-гающем сверху к границе раздела; 4 - в средней точке на горизонте, прилегающем сверху к границе раздела, 5 - в средней точке на верхней границе объема





затухания конвекции они также ослабевают. Последнее дает основание говорить, что воспроизведенный колебательный режим не связан с вычислительной неустойчивостью. Подобный периодический режим конвекции отмечался также D.R. Caldwell [90] при лабораторном моделировании конвекции. При близком совпадении геометрических размеров лабораторной установки D.R. Caldwell и нашей расчетной области периоды колебаний оказались весьма близкими.

Представляет интерес произвести сопоставление рассчитанных в ходе численных экспериментов потоков тепла и солей с зависи мостями, найденными при лабораторных экспериментах. Анализ таких



Рис. 3.10. Рассчитанные потоки тепла Q'(1) и соли $q^{5}(2)$ через границу раздела двухслойной жидкости для режима солевых пальцев при начальных условиях: а - R = 1,5; 6 - R = 2,0; B - R = 5,0. Потоки тепла и соли нормированы на $C_{\rho}\rho_{o}$ и ρ_{o} соответственно

зависимостей приводится в работе. R.W.Schmitt [I24]. В ней путем обобщения выполненных к тому времени экспериментов Stern M.E. (1976), Linden P.E. (1973), Turner J.S. (1969), Lam bert R.B., Sturges W.E. (1977), Schmitt R.W., Evans D.L. (1978), а также оригинальных установлено, что при солевых пальцах в двухслойной жидкости имеет место зависимость

$$q^{S}_{\beta} = c(q^{\gamma^{T}})^{\sqrt{3}}(\beta \Delta S)^{\frac{4}{3}},$$
 (3.15)

где Q°- поток соли через границу раздела жидкостей; AS - скачок солености на границе раздела; С - некоторый коэффициент, являющийся функцией величины плотностного отношения.

Вид зависимости коэффициента С от плотностного отношения установлен таким. что при R - I значение с больше 0.I (около 0,12) при $R \approx 2$, c = 0,1, по мере роста R cуменьшается и. начиная с $R \gg 3.5$, коэффициент C остается почти постоянным и равным около 0.05. В формулу (3.15) были подставлены значения перепалов солености на верхней и нижней границах расчетной области по ланным наших численных экспериментов. Значения коэфициента C выбирались в зависимости от А , которое также определялось по перепаду температуры и солености на верхней и нижней границах области. Рассчитанные таким образом потоки соли сопоставлялись с опрепеленными в холе численных экспериментов (рис. 3.10). При этом последние осреднялись по времени. Период осреднения выбирался таким. чтобы он охватывал промежуток времени от начала развитой конвекшии и по момента достижения верхней и нижней границ области конвективными движениями. Ограничение периода осреднения моментом постижения конвективных движений границ области было продиктовано необходимостью исключить из рассмотрения процессы, искаженные влиянием границ моделируемого объема жицкости. Результаты сопоставления потоков соли, рассчитанных обоими способами, представлены в табл. З.І.

Таблина З.Т

(3.15) и по изменению солесодержания верхней и нижней половин моделируемой области по данным численных экспериментов омер римента В 0, по (3.15) Период осред- 9⁵ по изменения, по изменения

Потоки соли (⁰/оо.см.с⁻¹), рассчитанные по формуле

Номер эксперимента	R	∆\$ ⁰/00	9 ^{,5} по (3.15)	Период осред- нения, с	95 по изменению солесодержания	
I	I,5	0,02	6,05·10 ⁻⁵	1000-2200	6,82·I0 ⁻⁵	
Π	2,0	0,02	5,04·10 ⁻⁵	1000-3000	5,47·10 ⁻⁵	
Ш	5,0	0,015	1,72·10 ⁻⁵	1220-2060	5,36•10 ⁻⁵	
			· · · · · ·			

Дадим некоторне комментарии к табл. З.І. В целом наши расчети довольно хорошо укладываются в зависимость для потока соли, определенную по дабораторным опытам. Расхождение между потоками g^s , рассчитанными по (3.15) и по модели в I и П экспериментах (при малых значениях A), составляет около 10%. Несколько хуже

согласие при большой величине A = 5,0 (Ш эксперимент). Здесь разность достигает одного порядка со значением самого потока соли. Однако к данным эксперимента Ш следует подходить с некоторой осторожностью. Дело в том, что при большом A колебательный характер конвекции проявляется очень сильно. Амплитуда колебаний потока соли на границе раздела на 3-4 порядка превосходит среднее значение самого потока. Это означает, что при больших значениях A на границе раздела преобладают волновые движения. Конвективный поток соли мал. Он представляет собой, по сути, малую разность больших величин. Это может быть причиной больших погрешностей в определении осредненного потока соли.

Особый интерес имеет изучение отношения потоков плавучести на границе раздела за счет потоков тепла и соли

 $c_r = \frac{dQ}{gQ^3}$ (где Q^7 - поток тепла через границу раздела в двухслойной жидкости при солевых пальцах, нормированный на $c_p g_0$). По данным лабораторных экспериментов, обобщения которых сделаны в уже упоминавшейся работе R.W. Schmitt [124], это отношение яв ляется функцией R. При R < 2,5 величина $c_r \approx 0,7$, при 2,5 < R < < 4,0 $c_r \approx 0,58$, а при R > 6 отношение $c_r \approx 0,3$. Наблодается явная тенденция к уменьшению c_r по мере роста R. Совершенно противоположная картина была получена в уже цитировавшейся работе Piacsek S.A., тооште J. [II9]. Они обнаружили практически линейный рост отношения c_r с увеличение R.

В этой связи особый интерес представляют новые независимые данные численного моделирования. Здесь следует дать некоторые пояснения относительно роли молекулярного потока тепла через границу раздела. Наши эксперименты проводились в диапазоне измене ний температуры воды между верхней и нижней частями моделируемой области от 0,16 до 0,30°C. Начало периода осреднения задавалось как время начала развитой конвекции. К этому моменту пере пад температуры воды на границе раздела уже значительно умень шался по сравнению с первоначально заданным (рис. 3.6) и, следовательно, уменьшалась и молекулярная диффузия тепла. С учетом отмеченных обстоятельств молекулярный поток тепла в наших экспериментах был на два порядка меньше конвективного (рис. 3.10). Вклад молекулярной диффузии соли еще меньше. В связи с этим при определении q⁷ и q⁵ через границу раздела молекулярные потоки тепла и соли не выделялись.

Обратимся теперь к результатам сопоставления рассчитанных различными способами отношений с, (табл. 3.2). При условиях I и П · сленных экспериментов Cr , определенное по нашим рес этам, хорошо согласуется с результатами лабораторных эксперя: нтов R.W. Schmitt [124]. При увеличении отношения R (усло -

вия III эксперимента) отмечается, в отличие от лабораторных данных, рост C_{T} . Причем C_{T} становится больше I при R > 3. Таким образом, при R > 3 поток отрицательной плавучести у нас не имеет места. Интересно, что полученное нами увеличение C_{T} при росте R совпадает с результатами численных экспериментов [II9]. В этой работе наблюдалось практически линейное увеличение

с увеличением плотностного отношения *R*. Однако численные значения *C*, в наших экспериментах оказались в несколько раз больше, чем в [119]. При этом надо иметь в виду большке

Таблина 3.2

Номер эксперимента	R	Ст по данным /124/ при аначениях в наших численных эксперимен тах	Ст по панным /119/ при значения в наших чис- ленных экс- периментах	9.7 по данным численного эксперимен та, °С.см.с-I	Ст, рассчитан- ное в наших численных эксперимен- тах
I	I,5	0,7	0,16	0,25·10 ⁻⁸	0,91
Π	2,0	0,7	0,28	0,18.10-3	0,82
Ш	5,0	0,4	0,30	0,9I.I0 ⁻³	4,26

Отношение C_T по данным лабораторных и численных. Экспериментов

погрешности в определении потоков при больших *R* вследствие упомянутых выше колебательных явлений на границе раздела. Причиной расхождений может также служить то, что Piacsek S.A., Тооште J. моделировали условия слабой конвекции. Молекулярные потоки тепла у них были одного порядка с конвективными. Наши эксперименты проводились с развитой конвекцией, когда молекулярной диффузией можно было пренебречь.

Наличие образований типа солевых пальцев приводит к трансформации полей температуры и солености. Последние в свою оче редь обусловливают наличие мелкомасштабных особенностей в поле скорости звука. Для исследования мелкомасштабных неоднородностей в распределении скорости звука по вертикали результаты моделирования полей температуры и солености были использованы для расчета характеристик звукового поля в солевых пальцах.

Скорость звука определялась по температуре и солености по формуле Вильсона в модификации [98]. В вертикальном распределении скорости звука в солевых пальцах имеется ряд особенностей. С глубиной скорость звука в солевых пальцах убывает. В зоне формирования каплевидных образований на вершинах солевых пальцев наблюдаются скачки в распределении скорости звука, обусловленные скачками температуры и солености воды. В области с восходящими конвективными движениями наблюдается подьем скачков температуры, солености и скорости звука (рис. З.II а). Напротив, нисходящие



Рис. 3.II. Скорость звука (а) и ее градиент (б), определенные по значениям температуры и солености воды:

I - В Области С восходящими конвективними движениями, 2 - В области С нискодящими конвективными движениями

конвективные движения обусловливают опускание скачков температуры, солености и скорости звука. В зоне солевых пальцев имеет место один ярко выраженный максимум градиента скорости звука (рис. 3.11 б). Его величина определяется степенью стратифициро ванности вод в солевом пальце.

3.3. Моделирование диффузионной конвекции

При численном моделировании диффузионной конвекции, так же как и при моделировании солевых пальцев, встала проблема выбора величины шагов разностной сетки. Решение ее было затруднено тем, что этот вид конвекции практически не исследовался на численных моделях. В связи с этим было проведено несколько экспериментов с

различными шагами по пространству. В результате было установлено. что при величине шагов $\Delta x = 0.25$ см и $\Delta z = I$ см удается воспро извести характерные конвективные ячейки. Основные расчеты проводились на сетке 22 × 22 и с шагом по времени I с. Начальные про фили температуры и солености на всех вертикалях расчетной области задавались одинаковыми, а вид их варьировался в зависимости от задач того или другого эксперимента. Начальная стратификация плотности всегда была гидростатически устойчивой. Последнее обеспечивалось стабилизирующим вкладом вертикального градиента со лености в градиент плотности. В качестве начального возмущения задавался весьма слабый и небольшой вихрь в центре расчетной области, занимающий пять расчетных точек. При задании коэффициентов молекулярного обмена теплом и солями одинаковыми ($y^{T} = y^{S}$) поведение системы при любом начальном гидростатически устойчивом плотностном распределении было одинаковым. Внесенное в систему возмущение (вихрь в центре области) с течением времени под действием молекулярной вязкости постепенно затухал. Температура и соленость волы вследствие молекулятного обмена медленно выравнивались. Иначе обстояло дело при задании y^7 и y^s , характерных для условий в океане ($y^7 = 1.4 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2 \cdot \text{c}^{-1}$, $y^3 = 1.3 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2 \cdot \text{c}^{-1}$). В этом случае молекулярный обмен теплом и солью происходит с различными скоростями. Имеет место дифференциальная диффузия. В результате спустя некоторое время под ее действием на отдельных участках профилей плотности образуются зоны с ее инверсионным распределением. Место появления инверсий плотности и время их формирования зависят от вида начального вертикального распределения температуры и солености воды, а также от степени устойчивости вод. Так, например, при задании начальных значений температуры и солености воды, как на рис. З.І2, отчетливо выраженные инверсии плотности появляются спустя 10³ с от начала расчетов. Они занимают области, имеющие вертикальную протяженность несколько сантиметров (рис. 3.12). При этом следует иметь в виду, что начальное задание профилей температуры и солености было таким, что на всех уровнях моделируемой области значение плотностного отношения равнялось двум (R = 2). Это свидетельствует о довольно значи тельной начальной устойчивости вод. Появление неустойчивостей приводит к формированию конвективных движений, принимающих фор му двух ячеек с вертикальными размерами в несколько сантиметров. Горизонтальная однородность полей температуры и солености при конвекции нарушается. Скорость переноса тепла и соли резко уве личивается.

Количественный анализ результатов моделирования наиболее просто выполнить при двухслойном начальном распределении темпе - ратуры и солености воды. В связи с этим рассмотрим более подробно результаты расчетов с такими начальными условиями. Перепады температуры и солености воды на границе раздела варьировались в широких пределах. Это позволило исследовать диффузионную конвекцию в широком спектре изменчивости определяющих ее факторов.



Рис. 3.12. Температура (а), соленость (о) и плотность (в) воды:

I - начальное распределение; 2 - распределение на момент времени спустя IO³ с от начала расчетов

Общие закономерности конвекции сохранялись при всех вариантах задания начальных условий. С первых секунд развития процесса начинается молекулярный теплообмен. Диффузия соли при этом практически не играет никакой роли в силу ее малой скорости. Вследствие выравнивания температуры воды под действием молекулярного обмена при неизменном вертикальном распределении солености воды вблизи границы раздела начинают формироваться две области с ин версионным распределением плотности воды. Ниже границы раздела появляется слой воды толщиной несколько сантиметров с плотно стью больше нижележащих вод, а выше границы раздела симметричный ему слой с плотностью воды меньше, чем в вышележащем слое воды. По мере развития процесса эти слои расширяются в вертикальном нап равлении, а значения инверсионных градиентов плотности возраста-

ют (рис. 3.13). Первоначально заданный вихрь вначале затухает, а спустя 2 – 3 мин, когда система достигает условий надкритичности, появляются конвективные движения. Образуется одна ячейка

Рис. 3.13. Плотность воды при начальном значении R = 2: I – начальное распределение, 2 – распределение на момент времени спустя 1000 с от начала расчетов. Режим дируузионной конвекции



в верхней части моделируемого объема и одна в нижней. Движения в этих ячейках постепенно интенсифицируются (рис. 3.14). В течение длительного времени вертикальные размеры конвективных ячеек меньше половины высоты расчетной области. В отличие от солевых пальцев горизонтальные размеры конвективных ячеек при диффузионной конвекции близки к вертикальным, и сами ячейки имеют форму.





близкую к окружности. Значительное время по обе стороны от границы раздела ячейки существуют практически обособленно. Их размеры по горизонтали и вертикали одного порядка и составляют несколько сантиметров (не более IO см). Существование подобной ячеистой структуры при диффузионной конвекции подтверждают также лабораторные опыты T.G.L. Schirtcliffe [I23].

Подобная циркуляция приводит к весьма своеобразному формированию термохалинной структуры в моделируемой области. От границы раздела распространяются языки холодной и пресной воды в нижней части объема, теплой и соленой воды в верхней его части. Эти языки имеют на концах характерные расширения (рис. 3.14). В дальнейшем последние отделяются от языков и образуются капли воды с термохалинными характеристиками, отличающимися от окружающих их вод. Значения температуры и солености в этих каплях та ковы, что плотность воды в верхней капле меньше, чем в окружающей ее жидкости, а плотность воды в капле, располагающейся в нижней части объема, больше, чем плотность окружающих ее вод.

В качестве примера рассмотрим характеристики капель в на чальной стадии образования по данным эксперимента, результаты которого изображены на рис. 3.14. В данном эксперименте капли имеют средние характеристики : образующиеся в верхней части объема - $T = II,862^{\circ}C$, $S = 34,923^{\circ}/00$; образующиеся в нижней части объема - $T = II,978^{\circ}C$, $S = 34,997^{\circ}/00$. При этом отношения плотностей воды в них к соответствующим плотностям воды в окружающей жидкости составляют : в верхней половине 0,999998; в нижней половине I,00000I. Отсюда следует, что капли имеют отрица тельную плавучесть, под действием которой капля в верхней половине объема дрейфует вверх, а в нижней опускается. Таким обра зом осуществляется перенос отрицательной плавучести при диффувионной конвекции. Этот поток обусловливает развитие конвекции большего масштаба, которую данная модель не описывает.

Временной ход температуры и солености в отдельных характерных точках расчетной области позволяет судить о некоторых особенностях исследуемого процесса. Температура воды на горизонтах, прилегающих сверху и снизу к границе раздела, плавно изменяется в течение всего времени развития процесса. Эти изменения обус ловлены вначале молекулярным механизмом, а затем конвекцией. Скорость изменения температуры воды тем больше, чем больше на чальный скачок температуры (рис. 3.15). Иначе ведет себя соле ность воды на пограничных горизонтах. В начальный период она остается практически неизменной вследствие малости молекулярной диффузии соли. После достижения системой условий надкритичности и начала конвекции наблюдается скачкообразное увеличение скорости изменения солености воды (рис. 3.16). Начало конвекции насту-



Рис. 3.15. Температура води на прилегающих к границе раздела горизонтах для режима диффузионной конвекции при начальных условиях:

не рисцена торизонта: до рисцена дажу оконной кон векции при начальных условиях: а - R = I,5; б - R = 5,0; I - температура воды на горизонте выше границы раздела, осредненная по всем точкам горизонта; 2 - температура воды на горизонте ниже границы раздела, осредненных значений температуры (ΔT) на горизонтах выше и ниже границы раздела



Рис. 3.16. Соленость воды на прилегающих к границе раздела горизонтах для режима дифрузионной конвекции при начальных условиях:

а – Я = 1,5; 6 – Я = 5,0; I – соленость воды на горизонте выше границы раздела, осредненная по всем точкам горизонта, 2 – соленость воды на горизонте ниже границы раздела, осредненная по всем точкам горизонта, 3 – разность обредненных значений солености на горизонтах выше и ниже границы раздела

паст тем раньше, чем меньше величина задаваемого плотностного отношения в момент времени t = 0. Так. при R = 1.5 ($\Delta T = 0.08^{\circ}$ C. $AS = 0.03^{\circ}/00$) конвекция становится развитой спустя около 1000 с от начала расчетов. При R = 2.0 ($\Delta T = 0.04$ °C. $\Delta S = 0.02 \% 0$) - CHVCTH I300 C. A HOM $R = 5.0 (\Delta T = 0.04 \% C.$ $\Delta S = 0.05 \circ 0/00$) - CHVCTH 2100 C. CHEROBATERAHO, YEM CONSULT RED воначальная плотностная стратифицированность вол. тем медленнее происхопит развитие конвекции. По изменениям температуры и солености волы на верхней и нижней границах моделируемой области можно судить о времени достижения их конвективными движениями (рис. 3.17, 3.18). Лишь после этого на границах наблюдаются значимые изменения этих характеристик. Чем меньше величина первоначально заданного плотностного отношения. тем интенсивней идет конвекция. и она быстрее проникает до границ области. При R = 1.5 конвекция достигает границ за 5-6 мин модельного времени, при значении плотностного отношения, равного 2, за IO мин, а при R = 5.0 - за I5-I6 мин модельного времени. Эти оценки показывают, что вертикальное развитие конвективных ячеек при пифйузионном режиме происходит медленнее, чем при солевых пальцах при одинаковых значениях плотностного отношения. Временной ход температуры и солености на отдельных горизонтах имеет вид практи чески правильных синусоидальных колебаний (рис. 3.17. 3.18). Причем их амплитуда тем больше, чем больше величина плотностного отношения R. Природа этих колебаний, видимо, та же. что и при солевых пальцах - наличие границ области сверху и снизу.

Потоки тепла и соли через границу раздела рассчитывались как и при солевых пальцах по изменению тепло- и солесодержания верхней и нижней половин моделируемой области. Их эволюция при различных значениях плотностного отношения В имеет одинаковне черты. Вначале потоки тепла и соли обусловлены молекулятным переносом. Поток соли при этом вследствие своей малости практически не имеет значения (рис. 3.19). С момента развития конвекции наблюдается резкое увеличение потоков тепла и соли. При всех ЧИСЛЕННЫХ ЭКСПЕрИМЕНТАХ ВО Временном ходе потоков тепла и соли ОТ НАЧАЛА КОНВЕКЦИИ ДО МОМЕНТА ДОСТИЖЕНИЯ СО ВЕРХНЕЙ И НИЖНЕЙ границ области наблюдается увеличение потоков. Затем начинает сказываться влияние границ, и характер тепло- и солеобмена межпу верхней и нижней чистями моделируемого объема приобретает колебательный характер. При этом амплитуда колебаний вначале уве чинвается, а затем уменьшается. По мере выравнивания температусолености волы в объеме жидкости потоки тепла и соли стре -

> * интерес представляет сопоставление количествентеристик молекулярного процесса с результатами



Рис. 3.17. Температура воды в различных точках моделируемого объема жидкости для режима дифузионной

иврусмого объема андности для режима димуровонной конвекции при начальных условиях: а $-R = I,5; \delta -R = 2,0; B - R = 5,0; I -$ в средней точке на нижней границе объема, 2 - в сред-ней точке на горизонте, прилегающем снизу к границе раздела; 3 - слева от средней точки на горизонте, прилегающем сверху к границе раздела; 4 - в средней точке на горизонте, прилегающем сверху к границе точке на горизонте, прилегающем сверху к границе раздела; 5 - в средней точке на верхней границе объема

лабораторных опытов. Последние дают для потока тепла при диффу зионной конвекции зависимость [115]

$$q^{T} = 0,085 f(R) \sqrt{T} \left(\frac{g\alpha}{\sqrt{T_{y}}}\right)^{1/3} \Delta T^{4/3}, \qquad (3.16)$$

где f(R) - отношение потока тепла через жидкую повел дела к потоку тепла через твердую теплопроводящую



Рис. 3.18. Соленость воды в различных точках моделируемого объема жидкости для режима дифрузионной конвекции при начальных условиях: Усл. обозначения см. рис. 3.17

одном и том же перепаде температуры ΔT между прилегающими к ним слоями.

Выражение для f(R) в лабораторных условиях было получено G.O. Marmorino, D.R. Caldwell [115]:

$$f(R) = 0,101 \exp \left\{4,6 \exp[-0,54(R-1)]\right\}.$$
 (3.17)



Рис. 3.19. Рассчитанные потоки тепла $q^r(1)$ и соли $q^5(2)$ через границу раздела двухслойной жидкости для режима диффузионной конвекции при начальных условиях: а $-R = 1.5; \ 6 - R = 2.0; \ B - R = 5.0.$ Потоки тепла и соли нормированы на $c_{\rho} \rho_{0}$ и ρ_{c} соответственно

Результаты сопоставления рассчитанных по эмпирической зависимости (3.16) потоков тепла при условиях численных эксперимен – тов с потоками, определенными по изменению теплосодержания верхней и нижней частей моделируемой области, сведены в табл. 3.3.
Таблица 3.3

Поток тепла ($^{\circ}$ с см c^{-1}), рассчитанный по завиоимостям, полученным из лабораторных опытов и определенных в ходе наших численных

экспериментов

0	
Период оореднения,	
φ^{r} IIO (3.I6) Upm 3adgahra Ilapa- Merpos, Kak B Hamax численних akonepramentax	
<i>_– (R)</i> по (3.17)	
^7 0 ⁰ C	
е г	
Номер акоперимента	

2,40.I0 ⁻⁴	0.90.I0 ⁴	0,16.10 ⁴	•.
2,66.10 ⁻⁴ .	,I,I0.I0 ⁴	0,29.I0 ⁴	
I000 - I200	006I - 00EI	2100 - 3100	
3,34.I0 ⁻⁴	0,58.I0 ⁴	0,07.I0 ⁻⁴	
3,38	I,47	0,17	
0,08	0,04	0,04	
Ι,5	2,0	5,0	
, H	Ш	H	

В анализируемых численных экспериментах результирующие потоки тепла через диффузионную границу раздела достаточно малы и сопоставимы с потоками молекулярного характера. Поэтому в табл. З.З приведены значения суммарного потока тепла и только конвективного, вычисленного как разность между суммарным потоком и молекулярным.

Из табл. 3.3 следует, что в целом получены результаты, сопоставимые с данными лабораторных опытов. Расхождения возрас – тают по мере увеличения плотностного отношения R. При этом следует иметь в виду, что в III эксперименте при R = 5,0 очень сильно выражен колебательный характер конвекции. Амплитуда колебаний теплового потока более чем на порядок превосходит его осредненное значение. Это обстоятельство неизбежно при – водит к большим погрешностям в определении q^{T} , поскольку он находится как малая разность больших величин.

Важной характеристикой изучаемого процесса служит отношение потоков плавучести за счет потока соли к потоку тепла. Лабора – торные эксперименты, сводка которых приведена в [82], показы – вают, что целессообразно различать для режима конвекции : постоянный, когда

$$c_s = \beta q^s / \alpha q^T = 0.15$$
, (3.18)

и который наблюдается при величине плотностного отношения R > 2и переменный при I < R < 2, когда

$$c_{s} = 1,85 - 0,85R$$
 (3.19)

Сопоставление данных, подученных в наших численных экспериментах. с расчетами по зависимостям (3.18) и (3.19) представлено в табл. 3.4. Из нее следует, что при R = 1.5 имеет место почти точное совпадение значений коэффициента Ся по лабораторным и численным экспериментам. Однако зависимость с, от R, полученная в численных экспериментах, полностью противоположна найденной в лабораторных условиях. Численные эксперименты дали вне завиувеличение коэффициента Сс по мере роста R симости от того, учитывается молекулярный поток тепла или нет. При малых значениях R влияние последнего на величину сд незнапотоки молекулярного и конвекчительно. При больших R. тивного тепла сопоставимы. Отношение С. , рассчитанное с учетом молекулярного потока тепла, меньше, чем определенное без его учета. Сравнительно быстрый с ростом плотностного отношения R переход значений с, через единицу, несмотря на расхождение с данными лабораторных опытов, не является неожиданным результа -

Таблица 3.4

(3.20)

Отношение потоков плавучести за счет потоков тепла и слои (C_S)

Номер эксперимента	R ·	Сс по (3.18) или (3.19)	9 ⁸ по данным численных эксперимен- тов, 0/00.см.с-I	$C_S = \beta q^S / \sigma$ по результат экспе (q^T с учетом молекулярно- го потока тепла)	С. С. Т ам численного римента (С. Т. Сез уче- та молекуляр- ного потока тепла)
I	I,5	0,58	4,08·10 ⁻⁵	0,61	0,68
П	2,0	0,15	2,27.10-5	0,82	I,00
Ш	5,0	0,15	2,75·10 ⁻⁵	3,77	6,80

том. Дело в том, что при развитой диффузионной конвекции конвективные потоки имеют преобладающее значение в потоке плавучести. Тогда отношение конвективного потока плавучести за счет потока соли к потоку за счет потока тепла на границе раздела имеет вид

$$c_{s} = \frac{\beta \Delta \overline{S}}{\alpha \Delta \overline{T}}$$

Чем больше начальная величина плотностного отношения R, тем позднее начинается конвекция (рис. 3.16, 3.17). В связи с Этим к моменту развития конвекции разность температуры при боль – ших R успевает выравняться за счет молекулярного теплообмена, а разность солености остается к этому времени практически неизменной. В этих условиях относительный вклад потока плавучести за счет потока соли увеличивается по сравнению с вкладом за счет потока тепла. Поэтому увеличение c_s по мере возрастания R в моделируемой системе представляется вполне естественным.

Таким образом, наши численные эксперименты подтвердили зависимости, полученные в лабораторных условиях, для потока тепла на границе раздела в двухслойной жидкости. Они также позволили установить новый вид связи между потоками плавучести за счет потока соли и потока тепла в зависимости от плотностного отношения.

Рассмотренные мелкомасштабные особенности термохалинной структуры вызывают появление мелкомасштабной структуры поля скорости звука. Результаты моделирования температуры и солености

воды при диффузионной конвекции были использованы для расчета особенностей поля скорости звука в подобных образованиях. Мелкомасштабная структура поля скорости звука, формирующаяся при диффузионной конвекции, отличается от структуры при солевых паль – цах. Скорость звука растет с глубиной (рис. 3.20 а). Максималь –



Рис. 3.20. Скорость звука (а) и ее градиент (б) при дифузионной конвекции, определенные по рассчитанным значениям температуры и солености воды

ный скачок градиента скорости звука наблюдается на поверхности раздела, от которой развивается конвекция (рис. 3.20 б). Помимо этого скачка конвективные движения обусловливают формирование еще двух экстремумов скорости звука, располагающихся выше и ниже основного скачка (рис. 3.20 б). Эти экстремумы свидетельствуют о наличии максимума скорости звука выше границы раздела и минимума ниже нее.

ГЛАВА 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ СТУПЕНЧАТОЙ СТРУКТУРЫ ТЕРМОКЛИНА

4.1. Модель формирования ступенчатой структуры в результате дифференциально-диффузионной конвекции

Наблюдения за вертикальным распределением температуры и солености воды, выполненные в последние годы, показали, что в океаническом термоклине часто встречается ступенчатая структура, т.е. чередование однородных слоев и высокоградиентных прослоек. Как правило, такая ступенчатая структура характерна для районов, в которых распределение температуры и солености воды способствует развитию неустойчивости вследствие двойной диффузии. Расслоение стратифицированной жидкости при солевых пальцах и диффузионной конвекции подтверждают и многочисленные лабораторные экспе рименты, анализ которых с прекрасными иллюстрациями можно найти в книгах Дж. Тернера [77], К.Н. Федорова [81], а также в коллективной монографии известных физиков и гидромехаников США, Англии и Канады, недавно переведенной на русский язык [16].

Вертикальные размеры конвективных ячеек при солевых пальцах и диффузионной конвекции имеют порядок 10⁻¹ м. Размеры же одно родных слоев, наблюдаемых в океане, могут достигать нескольких десятков метров. Отсюда следует, что должен существовать механизм преобразования потенциальной энергии, высвобождаемой солевыми пальцами и циффузионной конвекцией в энергию перемешивания, способную сформировать однородные слои такой толщины. Некоторую основу для понимания этого механизма дают численные эксперименты с моделью конвекции, проанализированные в третьей главе. В частности, при анализе экспериментов обращалось внимание на то, что при развитии диффузионной конвекции и солевых пальцев у вершин конвективных ячеек образуются каплеобразные формирования. имею цие отрицательную плавучесть. По мере развития процесса последние обособляются от конвективных ячеек и начинают дрейфовать под дейс зием сил плавучести от границы раздела вверх и вниз. Таким обу ом осуществляется перенос отрицательной плавучести через

границу раздела. При этом поток отрицательной плавучести, как показывают лабораторные и численные эксперименты, довольно велик и сопоставим с потоком плавучести на поверхности океана при умеренном охлаждении. Тогда по аналогии с приповерхностным слоем от зоны пальцеобразования и дифузионной поверхности следует ожидать развития перемешанного (конвективного происхождения) ква зиоднородного по температуре и солености слоя. Вертикальный масштаб его может варьироваться в зависимости от потока плавучести и условий стратификации в пределах I - IO м [45,85].

С учетом отмеченных фактов формирование ступенчатой струк туры океана схематически можно представить следующим образом (рис. 4.1). Вначале под действием одной из перечисленных в пер вой главе причин в стратифицированном океане образуются скачки температуры и солености воды. Если условия стратификации на скачках складываются благоприятными для развития дифференциальноциффузионной неустойчивости, то на уровнях расположения скачков и в прилегающих областях формируются зоны образования солевых пальцев или диффузионной конвекции. В процессе развития конвекции от конвективных ячеек отделяются капли, имеющие отрицательную плавучесть. В результате вблизи зон пальцеобразования и диффу зионной конвекции образуются пограничные слои, в которых дрей фуют эти капли. Таким путем через пограничные слои осуществляется поток отрицательной плавучести. Последний вызывает конвекцию более крупного масштаба, которая ведет к перемешиванию и вырав ниванию профилей температуры и солености. По мере развития кон векции перемешанные слои расширяются. На их подвижной границе вследствие вовлечения невозмущенной жидкости происходит образо вание новых скачков температуры и солености воды. На них также склалываются условия для формирования либо солевых пальцев, либо цифузионной конвекции. В результате от новых зон пальцеобразования или диффузионной конвекции развиваются новые конвективные перемешанные слои. Так этот процесс может повторяться многократно. Итогом его будет раздробление первоначальной двухслойной жидкости на множество однородных слоев и высокоградиентных прослоек.

Первоначальная двухслойная жидкость не является обязатель ным условием для последующего расслоения. Появление зон неустойчивости, а следовательно, пальцеобразования или диффузионной конвекции, как показали наши численные эксперименты, возможно и при непрерывных профилях температуры и солености. От этих зон за солевыми пальцами или диффузионной конвекцией должны возникнуть конвективные перемешанные слои, на подвижной границе которых вследствие вовлечения также будут формироваться скачки темпера туры и солености. Последние будут обусловливать новые перемешанные слои и т.д. В этом случае наличие фоновой стратификации тем-



пературы и солености не меняет картину процесса принципиально, но обусловливает величины скачков свойств на границах слоев и размеры однородных слоев.

Linden P.F. [II3] предложил простую модель расслоения пер воначально линейно стратифицированного по содержанию сахара и соли слоя жидкости. В работе рассматривалась система сахар-соль, компоненты которой также имеют различные коэффициенты молекулярного обмена. Для такой системы эмпирические зависимости, полу ченные в лабораторных условиях, являются более надежными, чем для системы тепло-соль.

В модели предполагалось, что на некотором горизонте z = 0 существуют постоянные во времени потоки соли и сахара, которые залаются такими, что поток плавучести вызывает образование кон вективного слоя. Основу модели составляли уравнения баланса са хара и соли квазиоднородного слоя конвективного происхождения. В балансовых уравнениях учитываются изменения содержания сахара и соли только за счет задаваемых потоков и перемешивания слоя. Для замыкания системы используется зависимость между изменениями содержания во времени в квазиоднородном слое сахара и соли. уста новленная эмпирически в лабораторных условиях. В результате получены формулы для скорости роста перемешанного слоя, его предельной толшины. В этой модели имеется ряд довольно сильных допуше ний. Это прежде всего формальное задание потоков сахара и соли не изменяющимися во времени. В балансовых уравнениях пренебрегается изменениями содержания компонентов за счет вовлечения невоз мущенной жидкости и за счет формирования новых зон неустойчивости на подвижной границе конвективного слоя. Кроме того, сущест вует довольно большая неопределенность в задании коэффициента в формуле, учитывающей связь между изменениями содержания компонентов в квазиоднородном слое. По данным лабораторных опытов он меняется в значительных пределах от 1/3 до I [113]. Наконец, следует иметь в виду. что P.F. Linden сформулировал свою модель для системы сахар-соль. Поэтому для получения количественных оценок в океанских условиях ее необходимо существенно трансформировать. Отмеченные обстоятельства мы стремились учесть при построении модели формирования в океане ступенчатой структуры вследствие дифференциально-диффузионной неустойчивости.

Преположим, что некоторый слой океана, располагающийся в зоне термоклина, линейно стратифицирован по температуре и соле ности, вертикальные градиенты которых имеют одинаковые знаки, а профиль плотности при этом гидростатически устойчив. В данном случае вертикальное распределение одной из компонент обеспечи вает некоторый запас энергии неустойчивости. При этом возможны две ситуации : I. Температура и соленость убывают с глубиной.

Тогда запас энергии неустойчивости обусловлен вертикальным распределением солености (рис. 4.2 а). 2. Температура и соленость увеличиваются с глубиной. Тогда запас энергии неустойчивости обусловлен вертикальным распределением температуры (рис. 4.2 б).

Теперь допустим, что в результате какого-нибудь механизма на некоторой глубине произошла интрузия вод с отличными от окружающей жидкости характеристиками. Ее температура - Т,, , а соле ность - S₁₁. Мощность интрузии, т.е. ее вертикальный размер -Н. В этом случае на верхней и нижней границах интрузии в вер тикальном распределении температуры и солености воды образуются скачки (ΔT_{4} , ΔS_{4} - на верхней границе и ΔT_{5} , ΔS_{5} - на нижней границе, рис. 4.2).



Рис. 4.2. Тип термохалинной стратифика-ции, возникающий при интрузии: а – при убнвании температуры (Т) и солености (S) с глубиной до интрузион-ного расслоения; б – при увеличении тем-пературы и солености с глубиной до интру-зионного расслоения; а – I тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; П тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; Ш тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; б – I тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; П тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; Ш тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; П тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; П тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; П тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; П тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; П тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; П тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; П тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; П тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; П тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; П тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; П тип – ΔT_4 -О и ΔT_2 -О; П го распределения солености. При определе-нии знаков предполагалось, что ось ž направлена вверх

С тем чтобы упростить дальнейшее изложение, условимся о следующем. Если на поверхности раздела термохалинные условия такие, что возможно пальцеобразование, будем ее называть пальцевой поверхностью (как это принято в отечественной литературе) или, как принято в зарубежной литературе, finger-surface (FS). При условиях на поверхности раздела, благоприятных для развития диффузионной конвекции, будем называть эту поверхность диффузионной, или diffusion-surface (DS). Если на поверхности раздела перепады и температуры и солености вносят стабилизирующий вклад в пе репад плотности, будем называть эту поверхность устойчивой, или stability-surface (SS). И наконец, если перепады и температуры, и солености оказывают дестабилизирующее влияние, то эту поверх ность будем называть неустойчивой, или unsteady-surface (US). Она быстро разрушается под действием обычной конвекции.

При рассматриваемых условиях стратификации в зависимости от величин вертикальных градиентов фонового распределения темпера – туры и солености, а также T_{u} и S_{u} границы интрузии могут образовывать любые из перечисленных поверхностей. Вид поверхностей на верхней и нижней границах может не совпадать. При этом могут образовываться их различные сочетания (табл. 4.1, рис. 4.2).

Таблица 4.1

Сочетание типов стратификации по температуре и солености, воз- никающих при ин- трузии (рис.4.2)	Фоновая стратификация			
	с убыванием глуб	ати S с биной	с ростом Т	и Sсглуби- ной
	верхняя граница	нижняя граница	верхняя граница	нижняя граница
I – I	FS	FS	DS	DS
I - II	FS	55	DS	US
I – III	SS	FS	US	DŚ
II – I	FS	US	DS	SS
II – II	FS	DS ·	DS	FS
II = III	55 °	US	US	SS
III - I	US	FS	55	DS
III – II	US	SS	55	U,S
III - III	DS	FS	FS	DS

Тип поверхности раздела на границах интрузии

Очевидно, не все типы термохалинной стратификации могут существовать в океане длительное время, поскольку иногда образуются гидростатически неустойчивые поверхности. В остальных слу чаях обмен теплом и солями через поверхность раздела обусловлен молекулярной диффузией (на SS), солевыми пальцами (на FS) или диффузионной конвекцией (на DS). На FS и DS развиваются про цессы, изображенные на рис. 4.1. Поэтому от них должно начаться расслоение в вертикальном распределении температуры и солености



ĩ

стратификации O DMIT DOBRID-KHTPY3HA: e I азования при интрузии емпературн и солености води пр R COLEHOCTE: 2 OHOBO TeMIEDaTYPH C TUYONHOR ератури и сомености в результате структурооб - начальние профили Рис. 4.3. Формирование ступенчатого распределения стратификации с убиванием Т T THOM I C C C VBCINTERIA шиеся профили

a)

воды. Для исследования этого процесса сформулируем одномерную нестационарную модель [42]. Она является существенной модернизацией модели, изложенной в работе [II3].

Вначале рассмотрим процессы на верхней границе интрузии, которую образует либо *FS* (рис. 4.3 а), либо *DS* (рис. 4.3 б). Внутренняя структура этих поверхностей не рассматривается, а толщина их полагается бесконечно малой. Поток плавучести на этих поверхностях вызывает конвекцию по обе стороны от них. Предполагаем, что интенсивность турбулентности одинакова сверху и снизу от *FS* или *DS*. Тогда сама поверхность, ограничивающая интрузию, остается неподвижной. Структурообразование внутри интрузии не моделируется. Интенсивность перемешивания в слое конвекции, об разованном потоком отрицательной плавучести на границе интрузии, столь велика, что он однороден в вертикальном направлении по температуре и солености. Тогда уравнения тепло- и солепереноса, проинтегрированные в его пределах, имеют вид

$$\frac{\partial T_o}{\partial t}h = q_o^T - q_h^T , \qquad (4.1)$$

$$\frac{\partial S_o}{\partial t}h = q_o^S - q_h^S , \qquad (4.2)$$

где T_0 , S_0 - температура и соленость воды в перемешанном слое конвективного происхождения; h - толщина перемешанного слоя; q_0^7 , q_0^S - потоки тепла и соли на верхней границе интрузии; q_h^T , q_h^S - потоки тепла и соли на верхней границе перемешанного слоя. Потоки тепла и соли на верхней границе перемешанного слоя.

Потоки тепла и соли на верхней границе интрузии можно определить по разностям температуры (ΔT_4 на DS) или солености (ΔS_4 на FS) воды в перемешанном слое и в интрузии. При эволюции пе ремешанного слоя происходит вовлечение невозмущенной жидкости в него. Следствием этого становится образование перед однородным слоем скачков температуры и солености воды. Существование таких скачков обусловливает формирование на подвижной границе или FSили DS, на которых имеют место потоки тепла и соли за счет дифференциально-диффузионной конвекции. С учетом этого потоки тепла и соли через подвижную границу перемешанного слоя можно представить в виде суммы двух потоков : за счет вовлечения и за счет дифференциально-диффузионной конвекции, т.е.

$$q_{h}^{T} = q_{h_{1}}^{T} + q_{h_{2}}^{T} , \qquad (4.3)$$

$$q_{h}^{s} = q_{h_{1}}^{s} + q_{h_{2}}^{s}$$
, (4.4)

где $q_{h_2}^7$, $q_{h_2}^5$ - потоки тепла и соли за счет вовлечения; $q_{h_2}^7$, $q_{h_2}^8$ - потоки тепла и соли за счет дифференциально-диффузионной конвекции. Потоки тепла и соли за счет вовлечения можно определить, используя традиционные соотношения :

$$g_{h_1}^T = -\frac{\partial h}{\partial t} \Delta T_3 , \qquad (4.5)$$

$$q_{h_1}^{S} = -\frac{\partial h}{\partial t} \Delta S_3 , \qquad (4.6)$$

где ΔT_3 , ΔS_3 - скачки температуры и солености на подвижной границе перемешанного слоя.

При определении ΔT_3 , ΔS_3 необходимо иметь в виду следующее. Эти скачки температуры и солености определяют существование *FS* или *DS*, от которых развивается второй перемешанный слой. Ско – рость его роста может быть меньше скорости увеличения первого однородного слоя. Тогда второй слой поглощается первым, а скачки температуры и солености ΔT_3 и ΔS_3 находятся как разность температуры и солености воды на уровне x = h в невозмущенной жидкости и температурой и соленостью в перемешанном слое, т.е.

$$\Delta T_3 = T_h - T_0 , \qquad (4.7)$$

$$\Delta S_{x} = S_{h} - S_{0}$$

Будем считать, что температура и соленость воды в невозму щенной среде, то есть выше перемещанного слоя, не изменяются во времени. При сделанном допущений о том, что профили температуры и солености линейны, а градиенты этих характеристик (Γ^{T}) и (Γ^{S}) являются известными константами, имеют место соотношения

$$T_h = T_0(0) + \Gamma^T h$$
, (4.8)

$$S_h = S_0(0) + \Gamma^s h$$
, (4.9)

где $T_0(0)$ и $S_0(0)$ - температура и соленость воды на уровне z = 0 в начальный момент времени (начало координат помещено на границе интрузии, а вертикальная ось направлена вверх).

Если же скорость роста второго перемешанного слоя больше, чем у первого, то ΔT_3 и ΔS_3 находятся как разности температуры и солености воды во втором и первом квазиоднородных слоях. т.е.

$$\Delta T_{3} = T_{0}^{2} - T_{0} , \qquad (4.10)$$

$$\Delta S_{3} = S_{0}^{2} - S_{0} .$$

Потоки тепла и соли за счет солевых пальцев и диффузионной конвекции на FS или DS определяются по приведенным ранее соотношениям.

Подставив выражения для потоков (4.5), (4.6) в (4.1) и (4.2), получим

$$\frac{\partial T_0}{\partial t} = \frac{q_0^T}{h} - \frac{q_{A_z}^T}{h} + \frac{\partial h}{\partial t} \frac{\Delta T_3}{h} , \qquad (4.11)$$

$$\frac{\partial S_1}{\partial S_2} = q^S - q^S$$

$$\frac{S_0}{t} = \frac{q_0}{h} - \frac{q_{hg}}{h} + \frac{\partial h}{\partial t} \frac{\Delta S_g}{h} . \qquad (4.12)$$

Для замыкания системы необходимо привлечь дополнительное условие. При формулировке последнего можно исходить из того, что конвекция в квазиоднородном слое за счет потока отрицательной плавучести имеет турбулентный характер. Тогда для границы расши – ряющейся турбулентной области, т.е. уровня **x** = h, можно написать уравнение баланса энергии турбулентности [32,35]:

$$\frac{\partial \delta}{\partial t} - Diff + Diss + g(-\alpha q_h^T + \beta q_h^S) = 0, \qquad (4.13)$$

где 6- энергия турбулентных пульсаций в перемешанном слое.

В уравнении (4.13) первый член – изменение интенсивности турбулентных пульсаций со временем. Второй член – диффузия турбулентной энергии. Третий член – диссипация турбулентной энергии. Последнее слагаемое в (4.13) учитывает влияние архимедовых сил на скорость изменения интенсивности турбулентных пульсаций.

При параметризации диффузии энергии турбулентности на уровне $\mathbf{g} = \mathbf{h}$ будем исходить из следующих соображений. Диффузия турбулентной энергии здесь происходит вследствие неравенства уровней турбулентной энергии в квазиоднородном слое и в слоях воды выше него. При этом следует рассматривать те же две ситуации, что и при оп ределении ΔT_3 и ΔS_3 . Если скорость расширения второго однородного слоя больше скорости первого, то скорость диффузии энергии турбулентности на уровне $\mathbf{g} = \mathbf{h}$ определяется разностью значений энергии турбулентности в нижнем и верхнем квазиоднородных слоях. Если скорость расширения второго перемешанного слоя меньше, чем у первого, то выше последнего слоя располагается невозмущенная жид кость с нулевым уровнем энергии турбулентности. Тогда, используя представление диффузии энергии турбулентности в виде, предложенном в [32], получаем, что

$$Diff = c_{f} \left[\frac{\beta^{3/2}}{h} - \frac{\beta_{2}^{3/2}}{h_{2}} \right] , \qquad (4.14)$$

где h_2 и b_2 - толщина вышележащего второго перемешанного слоя и энергия турбулентности в нем; c_1 - эмпирическая константа.

Диссипацию турбулентной энергии учтем традиционным выраже нием :

$$Diss = c_s \frac{\delta^{\sqrt{2}}}{h} \tag{4.15}$$

где С. - эмпирическая константа.

Для получения оценки величины энергии турбулентных пульса – ций предполагается, что источником турбулентности в перемешанном слое является поток отрицательной плавучести, вызывающий конвекцию. Тогда используя оценку, приведенную в [59], имеем :

Подставив в (4.13) выражения для потоков (4.3) и (4.4) с учетом (4.14),(4.15) и (4.16), после несложных преобразований получаем эволюционное уравнение для толщины первого перемешанного слоя:

$\frac{dh^{\frac{2}{3}}}{dt} = \frac{2}{3} \frac{-g(c_{t}-c_{5})c_{4}^{\frac{3}{2}}(-\alpha q_{0}^{T}+\beta q_{0}^{s})+g[(-\alpha q_{h_{2}}^{T}+\beta q_{h_{2}}^{s})(c_{t}c_{4}^{\frac{3}{2}}-1)]}{\frac{2}{3}c_{4}g^{\frac{2}{3}}(-\alpha q_{0}^{T}+\beta q_{0}^{s})^{\frac{2}{3}}+g^{\sqrt{h}}(\alpha \Delta T-\beta \Delta S)} \cdot (4.17)$

Потоки q_0^{τ} , q_0^{s} , $q_{h_2}^{\tau}$, $q_{h_2}^{s}$ на границах перемешанного слоя рассчитываются в зависимости от вида поверхностей, их образующих. При *FS* вначале рассчиываются потоки соли по (3.15). Для нижней поверхности используется ΔS_i , а для верхней - ΔS_3 . Затем по q^{s} и c_{τ} определяется поток тепла. При *DS* вначале рассчитываются потоки тепла по (3.16). Для нижней поверхности используется ΔT_i , а для верхней - ΔT_3 . Затем по q^{τ} и c_s определяется поток соли.

Таким образом, система уравнений (4.II), (4.I2) и (4.I7) позволяет воспроизводить эволюцию температуры и солености воды перемешанного слоя и его толщину. При этом нужно иметь в виду, что существование первого конвективного слоя создает условия для образования второго, а существование второго - для третьего и т.д. Одновременно может развиваться несколько слоев. Они расширяются с разными скоростями, догоняют друг друга, следствием чего становится поглощение медленно растущих слоев более быстрыми. В связи с этим приведенные формулы необходимо выписывать для каждого вновь образующегося слоя, используя соответствующие скачки температуры и солености волы на границах (рис.4.3). Аналогичные процессы происходят и на нижней границе интрузии. Поэтому формулы (4.II). (4.12) и (4.17) применимы также для расчета конвективных слоев и их характеристик ниже интрузии. Только вместо ΔТ, , Δ S, необходимо использовать ΔT_2 , ΔS_2 , а вместо ΔT_3 , $\Delta S_3 - \Delta T_4$, ΔS_4 и т.д., вместо q_0^{T} и q_0^{S} , q_h^{T} и q_h^{S} - \dot{q}_0^{T} , \dot{q}_0^{S} , \dot{q}_h^{T} и \dot{q}_h^{S} соответственно. В этом случае начало координат помещается на нижней границе интрузии.

Потоки тепла и соли через верхнюю и нижнюю границы интрузии должны изменять характеристики самой интрузии. При этом скорость их изменений тем больше, чем меньше толщина интрузии и больше разность между характеристиками ее и окружающих вод. Приращения температуры и солености (ΔT_{μ} , ΔS_{μ}) в интрузии находятся следующим образом :

где g_0^T , \dot{g}_0^T - потоки тепла через верхнюю и нижнюю границы интрузии; g_0^S , \dot{g}_0^S - потоки соли через верхнюю и нижнюю границы интрузии (рис. 4.3); t - текущее время.

 $\Delta T_{H} = \frac{\dot{q}_{0}^{T} - \dot{q}_{0}^{T}}{H} ,$

 $\Delta S_{\mu} = \frac{q_0^S - \dot{q}_0^S}{\mu} ,$

Использование формул для расчета характеристик интрузии подразумевает, что турбулентность в ней, вызванная потоком отрицательной плавучести на границе, столь велика, что в самой интрузии происходит полное выравнивание температуры и солености воды.

Реализация приведенного алгоритма представляет собой довольно громоздную задачу, однако некоторые качественные выводы можно сделать из простого анализа системы уравнений. Очевидно, что в начальный период развития процесса скачки температуры и солености воды ΔT_3 и ΔS_3 малы, вследствие чего потоки $q_{A_2}^T$, $q_{A_2}^S$ тоже малы. Тогда для начальной стадии из (4.17) при h(o) = 0 получим:

$$h(t) = (c_4 - c_5)^{\frac{3}{2}} g^{\frac{1}{2}} (\left| -\alpha q_0^T + \beta q_0^S \right|)^{\frac{1}{2}} t^{\frac{3}{2}} c_4^{\frac{3}{4}}.$$
(4.20)

Из (4.20) следует, что на начальной стадии толщина конвек тивного слоя увеличивается пропорционально корню квадратному из потока отрицительной плавучести и времени в степени 3/2.

Из (4.17) также следует, что толщина перемешанного слоя имеет свое предельное значение. Потоки плавучести на верхней и нижней границах однородного слоя имеют одинаковые знаки - минус. Вначале поток на нижней границе, входящий в числитель (4.17) со знаком минус, преобладает, и числитель имеет знак плюс. По мере роста конвективного слоя скачки на его подвижной границе увеличиваются, вслед за ними увеличивается обусловленный ими поток плавучести. Абсолютная величина числителя уменьшается, скорость изменения **h** также уменьшается. Наконец, при выполнении условия

$$\frac{-\alpha q_{h_2}^{T} + \beta q_{h_2}^{S}}{-\alpha q_0^{T} + \beta q_0^{S}} = \frac{(c_i - c_s)c_i^{3/2}}{c_i c_i^{3/2} - 1}$$
(4.21)

скорость увеличения толщины конвективного слоя становится рав ной нулю, а толщина слоя перемешивания достигает максимального развития. Величины констант c_{i} , c_{i} , c_{g} можно задавать, используя оценки, приведенные в [32].

Дальнейшие выводы о закономерностях формирования ступенча-

той структуры в стратифицированной жидкости будут приведены при анализе результатов, полученных путем численной реализации сформулированной модели.

4,2. Численное моделирование ступенчатой структуры океана

Изложенная выше модель была использована для исследования закономерностей формирования ступенчатой структуры океана. Оп ределения зависимости интенсивности структурообразования от фоновой стратификации и возмущений, накладываемых на нее. В качестве последних могут служить скачки температуры и солености, вызванные различными причинами, например, интрузионными процессами, обрушением внутренних волн, сдвиговой неустойчивостью и т.д. Вначале рассмотрим структурообразование при интрузионных процессах. Пусть фоновые температура и соленость увеличиваются с глубиной, а на некоторой глубине имеется интрузия. Как было показано выше. При этом возможны различные сочетания условий на границах интрузии. Для определенности рассмотрим случай, когда верхняя граница интрузии является DS, а толщина интрузии нас только велика. что можно пренебречь изменениями ее тепло- и солесодержания. Тогда в результате диффузионной конвекции от верхней границы интрузии образуется перемешанный слой, который со временем увеличивает свою толщину. На его подвижной границе формируется еще один слой и т.д. В результате первоначально гладкие профили температуры и солености дробятся на большое количество слоев, разделенных высокоградиентными прослойками. Как правило, толщина слоев уменьшается по мере удаления от интрузии. С течением времени система достигает установившегося состояния (рис. 4.4). Интенсивность структурообразования при этом определяется величиной скачка температуры на верхней границе интрузии и фоновой стратификацией полей температуры и солености воды. Суммарная толщина слоя воды, в котором происходит формирование тонкой структуры (h.) тем больше, чем больше первоначальный скачок температуры на границе интрузии. Эту зависимость приближенно можно аппроксимировать линейной функцией (рис. 4.5). При одинаковом ΔТ, слой, охваченный структурообразованием, тем меньше, чем сильнее выражена фоновая стратификация (рис. 4.5). Средняя толщина перемешанных слоев ($ar{h}$) в слое структурообразования также линейно зависит от начального ΔT_{t} , и она тем больше, чем меньше первоначально стратифицирован слой (рис. 4.6). Время достижения установившегося состояния определяется толщиной форми рующегося слоя структурообразования и оно тем больше, чем боль -



Рис. 4.4. Температура (а) и соленость (б) водн (*R* , рассчитанное по фоновни Г' и Г³, стремится к I, *Δ*Т₄ = 0,48°С): І - начальный профиль при наличии интрузии; 2 - установившееся состояние, достигнутое спустя I84 ч от начального момента).



Рис. 4.5. Суммарная толщина слоя, охваченного структурообразованием (h_{Σ}) в зависимости от скачка температуры (ΔT_{4}) на верхней границе теплой соленой интрузии: I - R = 2; 2 - R - I; x рассчитанные значения при R = 2;- рассчитанные значения при R - I

ше толщина этого слоя. Эта зависимость также выражается линейной функцией (рис. 4.7). Причем наклон прямой неодинаков при различной фоновой стратификации. Хорошо выражена тенденция увеличения необходимого времени для образования ступенчатой структуры оди наковой толщины с увеличением фоновой стратифицированности вод (рис. 4.7).

С противоположной нижней границы интрузии также формируется пограничный слой с тонкой термохалинной структурой. Характерис -

Рис. 4.6. Средняя толщина (\hbar) перемешанного слоя конвективного происхождения в зоне структурообразования в зависимости от скачка температуры (ΔT_4) на верхней границе теплой соленой интрузии: Усл. обозначения см. рис. 4.5





Рис. 4.7. Время достижения установившегося состояния в зависимости от h_x при диффузионной конвекции: $1 - R \rightarrow 1; 2 - R = 2; * - рассчи$ танные значения при <math>R = 2; - pacсчитанные значения при $R \rightarrow 1$.

тики тонкой структуры в нем зависят от первоначального скачка температуры на границе интрузии, если она образована DS, и солености, если она является FS, а также от фоновой стратификации вод ниже интрузии. При этом количественные закономерности про цесса формирования тонкой структуры от нижней границы интрузии остаются такими же, как и от верхней границы.

Теперь рассмотрим случай интрузии, сформировавшейся в ре зультате локального перемешивания некоторого стратифицированного объема воды и последующего его растекания под действием архиме довых сил. В этом случае скачки температуры и солености на верхней и нижней границах интрузии одинаковы и равны соответственно $\Delta T = \frac{H}{2} \Gamma^{T}$, а $\Delta S = \frac{H}{2} \Gamma^{S}$. Такая ситуация приводит при использова - нии линейного уравнения состояния в формированию ступенчатой структуры от верхней границы интрузии и симметричной ей структуры от нижней границы интрузии (рис. 4.8). При этом интенсивность структурообразования не зависит от толщины интрузии, а количественные характеристики возникающей тонкой структуры остаются та кими же, какие были получены при интрузии бесконечной толщины. В том случае, если учитывать нелинейность уравнения состояния, характеристики тонкой структуры, формирующейся от верхней и нижней границ интрузии, несимметричны. При большой толщине интрузии и сильной стратифицированности вод нелинейность уравнения состоя ния сказывается в наибольшей степени.



Рис. 4.8. Температура (а) и соленость (б) волн (R, рассчитанное по фоновым Γ^{T} и Γ^{S} , стремится к I, $\Delta T_{f} = \Delta T_{Z} =$ 0,16 C): .I – начальный профиль (пунктир – состояние до локального перемешивания);

2 - установивлесся состояние, достигнутое спустя 62 ч от начального момента

Если структурообразование происходит от интрузии инородного происхождения, скачки температуры на ее верхней и нижней грани – цах могут быть неодинаковы. Тогда формирование ступенчатой структуры происходит с разной интенсивностью по обе стороны от интрузии. При этом количественные характеристики структурообразования определяются теми же зависимостями, которые изображены на рис. 4.5-4.7.

Рассмотрим далее ситуацию при фоновой стратификации с убы ванием температуры и солености воды по глубине. Пусть на некоторой глубине существует интрузия. Из всех возможных вариантов вначале проанализируем случай, когда верхнюю границу интрузии образует *FS*, а толщина интрузии настолько велика, что можно пренебречь изменениями тепло- и солесодержания в ней. Теперь сту пенчатая структура выше границы интрузии будет формироваться за счет потока отрицательной плавучести, вызванного солевыми паль цами. По мере удаления от интрузии толщины слоев скачки темпе ратуры и солености в прослойках уменьшаются (рис. 4.9). Толщина



Рис. 4.9. Температура (а) и соленость (б) воды (A, рассчитанное но фоновым Г 7 и Γ^{S} , стремится к I, ΔS_{4} = 0,16 /00)

области, охваченной структурообразованием (h_{Σ}), тем больше, чем больше скачок солености на границе интрузии (рис. 4.10). В отличие от конвекции, вызванной диффузионной неустойчивостью, вели – чина h_{Σ} не является линейной функцией скачка солености, определяющего интенсивность процесса. Особенно сильная нелинейность име т место при больших ΔS . При больших скачках солености (по – ря/ а 1%) значение h_{Σ} достигает сотни метров и более. При у. личении фоновой стратифицированности вод толшина области с тонкой структурой уменьшается (рис. 4.10). Зависимость средней толщины однородного слоя в зоне структурообразования \tilde{h} сохра – няется линейной при больших, нежели для h_{Σ} , значениях скачка солености ΔS . Это связано с нелинейной зависимостью количества перемешанных слоев от ΔS . Средняя толщина образующегося при солевых пальцах перемешанного слоя уменьшается по мере увеличения



Рис. 4.10. Суммарная толщина слоя, охваченного структурообразованием (h_{Σ}), в зависимости от скачка солености (ΔS_4) на верхней границе холодной пресной интрузии: Усл.обозначения см. рис. 4.5

стратифицированности вод (рис. 4.11). Установившееся состояние достигается за промежуток времени, величина которого линейно зависит от толщины зоны структурообразования. Чем больше последняя, тем больше времени требуется, чтобы система пришла к установив -



Рис. 4.II. Средняя толщина перемешанного слоя в зоне структурообразования в зависимости от скачка солености на верхней границе холодной пресной интрузия: усл.обозначения см. рис. 4.5

шемуся состоянию (рис. 4.12). При этом процессы образования тонкой структуры при одинаковых h_{z} идут тем медленней, чем сильней выражена фоновая стратифицированность вод (рис. 4.12).

При интрузии, сформировавшейся в результате локального пе ремешивания стратифицированного объема воды и последующего его растекания под действием архимедовых сил, скачки температуры и солености одинаковы на верхней и нижней границах интрузии. Это при использовании линейного уравнения состояния приводит к образованию симметричной картины тонкой структуры с двух сторон интрузии (рис. 4.13). Как и при диффузионной конвекции.интенсив - ность структурообразования в этом случае не зависит от толщины интрузии, а для характеристик интенсивности процесса структуро образования сохраняются количественные зависимости, изображенные на рис. 4.10 - 4.12. Нелинейность уравнения состояния нарушает

Рис. 4.12. Время достижения установившегося ступенчатого состояния в зависимости от h_{Σ} при солевых пальцах:

Уел.обозначения см. рис. 4.7





Рис. 4.13. Температура (а) и соленость (б) во-ди (R, рассчитанное по фоновым Г' и Г; стремится к I, $\Delta S_1 = 0, 16^{\circ}/00$): I - начальный пробиль (нунктир - состояние до локального перемешивания); 2 - установивше-еся состояние, достигнутое спустя 18 ч от начального момента

симметричность профилей температуры и солености. Эти нарушения тем больше, чем сильней стратифицированность вод и больше толщина интрузии. Однако локальное перемешивание в океане может наблюдаться лишь в сравнительно небольших по размеру объемах воды. Причины этому назывались во введении (глава I), т.е. ограниченный запас энергии у источников, которые могут обусловливать локальное перемешивание. В связи с этим нелинейность уравнения состояния практически слабо влияет на моделируемые процессы.

Интрузии вод инородного происхождения могут приводить к неодинаковым скачкам температуры и солености на верхней и нижней границах интрузии, что обусловливает неодинаковую интенсивность процессов формирования тонкой структуры сверху и снизу интрузии. При этом количественные характеристики процессов структурообразования по-прежнему определяются зависимостями, представленными нарис. 4.10-4.12.

Адекватность изложенной модели реальным условиям в океане была проверена на материалах 7-го рейса УЭС Ленинградского гид – рометеорологического института "Профессор Сергей Дорофеев", полученных весной 1987 г. в районе Канарских островов. Специально поставленные эксперименты позволили обнаружить в слое 900 – 1500 м внутритермоклинный вихрь (линзу) средиземноморского происхождения. В зонах, прилегающих к верхней и нижней границам линзы, моделируемые процессы имеют широкое распространение. Со – поставление результатов модельных экспериментов с натурными данными будет произведено ниже.



Рис. 4.14. Скорость знука при ступенчатой термохалинной структуре, оформировавшейся за счет диффузионной конвекции, рассчитанная по значениям температуры и солености води, изображенным на рис. 4.4, с учетом поправки на давление Формирование ступенчатой термохалинной структуры обусловливает ступенчатую структуру поля скорости звука. Ступенчатая структура при диффузионной конвекции характеризуется, как пра – вило, увеличением скорости звука с глубиной. При этом в ступеньках за счет увеличения давления жидкости имеется градиент скорости звука, хотя и меньший, чем в прослойках (рис. 4.14).





Ступенчатая структура при солевых пальцах ведет к образованию ступенчатой структуры поля скорости звука, характеризующейся чаще всего убыванием скорости звука с глубиной (рис. 4.15). Также имеющийся градиент скорости звука в ступеньках значительно меньше, чем в прослойках.

4.3. Наблюдаемая ступенчатая структура на границах интрузий

Приведенные в предыдущих разделах результаты численного моделирования ступенчатой структуры носят довольно абстрактный характер до тех пор, пока они не сопоставлены с данными наблюде – ний. Для проверки адекватности модели воспользуемся наблюдениями внутритермоклинной линзы [60], выполненными в 7-м Атлантическом рейсе УЭС ЛТМИ "Профессор Сергей Дорофеев" в субтропической зоне Атлантического океана (рис. 4.16). Такое внутриводное об разование создает хорошие условия для реализации рассмотренных выше механизмов формирования мелкомасштабной структуры полей температуры и солености воды. Термохалинные характеристики в рассматриваемой линзе резко отличаются от характеристик окружающих ее вод. Вследствие этого на границах линзы образуются скачки температуры и солености, способствующие развитию конвективной неустойчивости.



Рис. 4.16. Схема расположения океанологических разрезов и номера станций в субтропической зоне Восточной Атлантики (февраль-май 1987 г.): А - район выполнения микрополигона

Внутритермоклинная линза была обнаружена во время выполнения судном <u>№</u> гидрологического разреза 2 - 5 марта 1987 г. (рис. 4.16) в районе станции № 42 по значительной инверсии температуры и солености воды в слое 900 - 1600 м (рис. 4.17). Повторная съемка этого разреза спустя 20 суток (разрез <u>№</u>], рис. 4.16) показала, что в целом наблюдавшаяся термохалинная структура из менилась мало. Это служит подтверждением устойчивости во времени подобного типа образований. Обнаруженная интрузионная линза была исследована путем выполнения зондирований до глубины 2000 м с дискретностью по вертикали 1 - 5 м на трех пересекающихся разре зах с расстоянием между станциями 12 миль (рис. 4.18).

Происхождение линзы связано с неравномерным поступлением через Гибралтарский пролив и последующим распространением средиземноморской воды. Образования подобного типа и происхождения были ранее обнаружены и исследованы в районе подводных гор Ампер и Жозефин [II, 25] и в более открытой части Атлантического океана и несколько южнее [88]. Обработка данных наблюдений на микрополигоне (рис. 4.18) показала, что линзообразный ареал по трем направлениям оконтуривается на глубинах 850 - 1550 м изотермой 10 ^оС и изохалиной



Рис. 4.17. Температура (а) и соленость (б) воды на разрезе ІУ (рис. 4.16). Съемка 2 - 5 Ш

36 % об (рис. 4.19). Диаметр обнаруженной линзы составил около 50 миль, центр ее располагался на глубине примерно 1250 м. Ано малии термохалинных характеристик в центре линзы по сравнению с окружающими ее водами на той же глубине составляли 2,5 °C для температуры и 0,8 % об для солености. Представление о положении наблюденной линзы в пространстве дают поверхности равных темпе ратуры и солености воды, изображенные в аксонометрической проекции, построенные по данным наблюдений с дискретностые 50 м (рис. 4.20). Обращает на себя внимание несимметричный вид линзы. Передняя часть ее, преодолевающая вследствие поступательного движения встречное сопротивление окружающих вод,имеет более округлую по сравнению с хвостовой частью форму.





Использование информации о вертикальном строении полей температуры и солености воды с дискретностью по вертикали 5 м показало, что в лобовой части линзы происходит взаимодействие ее с окружающими водами. Вследствие этого здесь наблюдается интенсивное интрузионное расслоение. Последнее хорошо проявляется в по лях температуры и солености воды (рис. 4.19) наличием большого иоличества мелкомасштабных неоднородностей. В хвостовой части линзы интрузионные процессы выражены гораздо слабее. Распределение температуры и солености характеризуется в этой части линзы большей однородностью.

Вертикальная плотностная стратификация линзы и окружающих ее вод гидростатически устойчива. Вклады вертикальных градиентов температуры и солености воды в изменение плотности по глубине противоположны (рис. 4.21). При анализе данных наблюдений было обнаружено, что на верхией и нижней границах внутритермоклинной линзы хорошо развита ступенчатая структура полей температуры и солености.



Рис. 4.19. Температура (а) и соленость (б) на разрезе через линзу в направлении с рго-востока на северо-запад

Основным механизмом формирования ступенек и высокоградиентных прослоек в этом случае может служить дифференциально-диффу зионная неустойчивость. На верхней границе линзы образование тонкоструктурных особенностей в распределении температуры и со лености воды происходит по типу диффузионной конвекции, а на нижней - по типу солевых пальцев (рис. 4.22).





I - температура воды; 2 - соленость воды

Общий вид профилей температуры и солености в пограничных слоях линзы достаточно хорошо совпадает с модельными профилями, обсуждавшимися в 4.2. Средняя толщина ступенек выше линзы составляет I0,0 м, а ниже ее - 6,5 м. Характерные значения перепадов температуры и солености на границах линзы (рис. 4.22) : $\Delta T =$ =1,06 °C, $\Delta S = 0,38$ % он на верхней границе и $\Delta T = 1,94$ °C, $\Delta S = 0,36$ % он на верхней границе и $\Delta T = 1,94$ °C, $\Delta S = 0,36$ % он на верхней границе и $\Delta T = 1,94$ °C, $\Delta S = 0,36$ % он нижней. Плотностное отношение в этом случае в верхнем пограничном слое R = 1,40, а в нижнем R = 1,35. При этих значениях перепадов температуры и солености, используя экстраполяцию зависимостей, изображенных на рис. 4.6 и 4.11, получаем средние значения ступенек, определенные по модели для верх – него пограничного слоя $\overline{h} = 9,7$ и 3,5 м для нижнего пограничного слоя.

Значительные расхождения в величинах средних толщин, наблю даемых и определенных по графику рис. 4.11, объясняются, видимо, тем, что значение ΔS , реально наблюдаемое в интрузии, существенно отличается от исследованного в модели диапазона изменений ΔS . В этих условиях на конечный результат оказали влияние ошибки экстраполяции кривых графика рис. 4.11.

Таким образом, можно заключить, что обсуждаемая выше модель в целом верно описывает формирование ступенчатой структуры полей температуры и солености при интрузионных процессах.

4.4. Формирование тонкой термохалинной структуры вследствие коллапса перемещанных пятен

Тонкая термохалинная структура с однородными слоями толщи ной около I м может помимо рассмотренных механизмов формиро ваться также путем коллапса перемешанных пятен. Последние возникают в результате неустойчивости течений и внутренних волн. Ус ловия для такой неустойчивости складываются в океане эпизодически и локализованы в ограниченных объемах жидкости, находящихся в окружении устойчиво стратифицированных вод. Тогда перемешанный объем стратифицирован по отношению к окружающей его среде неустойчиво. В верхней его части плотность воды больше, а в нижней, наоборот, плотность воды меньше, чем плотность окружающих вод. Поэтому объемы перемешанной турбулизированной жидкости начинают сплющиваться и растекаться, внедряясь в окружающую стратифици рованную среду.

В последнее время закономерности данного процесса интенсивно стали изучаться методами лабораторного и математического моделирования. Здесь следует прежде всего назвать фундаментальные работы в области исследования этой проблемы. В теоретическом

направлении Г.И. Баренблатта [8], В.С. Мадерича, В.И. Никишова [54], а в экспериментальном А.Г. Зацепина, К.Н. Федорова, Ј. Wu [1,28,29, 30, 140]. В результате было установлено, что в процессе эволюции этих пятен можно выделить четыре стадии : начальную, промежуточную, вязкую и диффузионно-вязкую.

На первой начальной стадии происходит свободное падение частиц перемешанной жидкости на плоскость с плотностью воды, равной плотности этих частиц, и растекание последних вдоль этой плоскости (то есть интрузия). Движущая сила интрузии на этой стадии значительно превосходит силу сопротивления. Объем турбулентного пятна увеличивается мало. Интенсивная интрузия обусловливает интенсивное порождение внутренних волн. Иными словами, на этой стадии эволюции перемешанного пятна жидкости определяющим процессом является свободная конвекция. Для изучения начальной стадии взаимодействия перемешанного пятна воспользуемся уравне – ниями свободной конвекции в двумерной плоскости [x,z]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{i}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} + v_{\Delta u} , \qquad (4.22)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{i}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial z} + v_{\Delta w} + g \frac{\rho}{\rho_0} , \qquad (4.23)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 , \qquad (4.24)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + u \frac{\partial T}{\partial z} = \sqrt[3]{}_{\Delta} T , \qquad (4.25)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + u \frac{\partial S}{\partial x} + u \frac{\partial S}{\partial z} = \gamma^{S} \Delta S , \qquad (4.26)$$

$$\rho = \rho_0 (1 - \alpha T + \beta S). \qquad (4.27)$$

Используя эту систему уравнений, мы не учитываем наличие турбулентности в пятне. Однако в связи с тем, что в самом пятне жидкость перемешана, а турбулентное вовлечение на этой стадии выражено незначительно, можно надеяться, что отмеченное допущение не приведет к большим ошибкам.

Введем функцию тока так, что

$$\mu = \frac{\partial \psi}{\partial z} , \quad \psi = -\frac{\partial \psi}{\partial x} . \quad (4.28)$$

В результате получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \Delta \psi + \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \Delta \psi - \frac{\partial \psi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \Delta \psi = \psi \Delta \Delta \psi + \frac{g}{\rho_{a}} \frac{\partial \rho}{\partial x} . \quad (4.29)$$

Последнее уравнение вместе с уравнениями тепло- и солепе реноса (4.25) и (4.26), уравнением состояния (4.27), а также с учетом (4.24) образуют замкнутую систему, описывающую эволюцию термохалинной и динамической структуры перемешанного пятна в режиме свободной конвекции.

При исследовании взаимодействия перемешанного пятна с ок ружающей его средой моделировались процессы в замкнутом объеме, с устойчиво стратифицированной горизонтально однородной жидкос тью, в которой вклады градиентов температуры и солености в гра диент плотности являлись стабилизирующими. При этом вертикальное распределение температуры и солености подчинялось линейному закону, а частота Вяйсяля $N = 10^{-3} c^{-2}$.

Граничные условия к системе уравнений задавались следующи - ми:

при X = 0 (нижняя граница объема) и Z = H (верхняя граница объема

$$7 = \text{const}, S = \text{const},$$
 (4.30)

при x = 0 (левая вертикальная граница) и x = X (правая вертикальная граница)

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0$$
, $\frac{\partial S}{\partial x} = 0$. (4.31)

На вертикальных и горизонтальных границах объема жидкости полагалось, что

$$\psi = 0. \tag{4.32}$$

Система уравнений интегрировалась численно. Уравнения теп ло- и солепереноса-по методу сеток с использованием явных схем. Для решения уравнения (4.29) применялся тот же прием, что и при интегрировании уравнения (3.7).

Опишем несколько численных экспериментов, проводившихся на сетке 22 × 22 узла с шагами по вертикали и горизонтали 2,5 м. В первом эксперименте на нижней границе объема помещалась полусфера перемешанной жидкости с радиусом, равным IO м, с однородным распределением температуры, солености и плотности, равным значениям этих же характеристик на нижней границе объема (рис. 4.23). Окружающая ее жидкость линейно стратифицирована по температуре и солености. Плотность воды в перемешанном объеме была больше, чем плотность воды, окружающей его на всех уровнях. Под действием архимедовых сил с течением времени происходит взаимодействие этого объема с окружающей его средой. Наблюдается сплющивание вершины полусферы, уменьшаются вертикальные ее размеры и увеличиваются горизонтальные. Так, у основания пятна горизонтальный размер на



Рис. 4.23. Эволюция плотности воды в условных единицах при растекании объема перемещанной жидкости. Истинное значение плотности воды равно I,0256 плюс плотность в условных единицах, умноженная на IO⁻⁵. Ширина и высота расчетной области 55 м

момент безразмерного времени Nt = 3 увеличился на IO м и стал равен ЗО м (вместо 20 м в исходном положении). Начиная с момента Nt = 6, пятно стало походить больше на параллеленипед с закругленными сторонами, т.е. верхняя часть перемещанного пятна стала почти плоской. Толщина его мало меняется в основной части и резко уменьшается на краях интрузии. Характерный гори -

зонтальный размер пятна (X) увеличивается пропорционально квадрату произведения Nt. Этот процесс сопровождается интенсивным волнообразованием. Внутренние волны распространяются влево и вправо от вертикальной оси симметрии (рис. 4.23).

Лабораторные и теоретические исследования показывают, что начальная стадия коллапса наблюдается в течение времени, удовлетворяющего неравенству [78]

$$l \in Nt \leq 10, \qquad (4.33)$$

где t - продолжительность времени от начала коллапса. На этой стадии толщина перемешанного пятна (H) убывает как [78] :

$$H = H_0 (Nt)^{-1} , \qquad (4.34)$$

где Но - начальный радиус пятна.

Результаты наших численных экспериментов достаточно хорошо укладываются в зависимость (4.34). Однако имеет место небольшое, но систематическое превышение толщины пятна, рассчитанной нами по сравнению с определенным по формуле (4.34) (рис. 4.24).



Рис. 4.24. Толщина перемешанного пятна в его центре: I - рассчитанная по (4.34), 2 - определенная по результатам численного эксперимента

В следующем эксперименте с теми же начальными и граничными условиями, что и в первом, перемешанное пятно радиусом IO м по мещалось в центр объема жидкости. При этом плотность воды в пятне была задана равной плотности воды в середине объема. Это привело к тому, что в верхней части пятна плотность воды была больше, чем в окружающей среде, а в нижней части пятна меньше, чем в окружающей среде (рис. 4.25). Эволюция верхней части сферы очень похожа на процесс, исследованный в первом эксперименте. Процесс в нижней части сферы является зеркальным отображением эволюции
верхней его части. Наблюдается растекание пятна, его постепенное сплющивание. При растекании так же, как и в первом эксперименте, образуются внутренние волны. Характерное время процесса не изменилось.



Рис. 4.25. Эволюция пятна перемешанной жидкости с плотностью, равной плотности воды, на горизонте, соответствующем положению середины объема. Плотность в тех же условных единицах, что и на рис.4.23

Таким образом, численные эксперименты позволили количественно дополнить картину коллапсирования перемещанных пятен в стратифицированной жидкости.

Промежуточная (стационарная фаза) была исследована Г.И. Баренблаттом [8]. На этой фазе движущая сила интрузии уравновешивается волновым сопротивлением и сопротивлением формы. Объем интрузии остается практически неизменным. Скорость распространения интрузии резко падает. Горизонтальный размер (X) медленно уве личивается по закону

$$\mathbf{X} \sim \left[\mathbf{V}_{\boldsymbol{u}} N(\boldsymbol{t} - \boldsymbol{t}_{\boldsymbol{o}})\right]^{\sqrt{3}}, \qquad (4.35)$$

где V_{u} - объем пятна; t_{o} - время начала второй стадии, которая наблюдается до Nt < 25.

Вязкая стадия интрузии была подробно исследована Г.И. Баренблаттом [8], а позднее В.С. Беляевым [10]. Эта стадия является очен медленной. Горизонтальный размер интрузии изменяется очень маж и его эволюция описывается уравнением

$$X = 2 \left[\frac{V_{\mu}^{4} \vartheta(t-t_{i})}{46\pi^{4}} \right]^{\frac{1}{100}}, \qquad (4.36)$$

где t_{i} - момент начала вязкой стадии. При этом максимальная толщина интрузии на данный момент времени (t) определяется так:

$$H = \sqrt[4]{2} \left[\frac{V_{\mu}}{2\pi \sqrt[3]{(t-t_{i})}} \right]^{\frac{1}{5}}.$$
 (4.37)

Пятно по-прежнему сохраняет свою форму, т.е. толщина изме няется мало, а на краях круто спадает.

На последней диффузионно-вязкой стадии эффекты молекулярной диффузии становятся соизмеримыми с силами плавучести и вязкости. На этой стадии пятно исчезает как плотностная неоднородность. Особенно интересно происходит этот процесс, если границы пятна на этой стадии образуют FS или DS.

Этот случай подробно исследовался Ю.Г. Агишевым (частное сообщение). Им рассматривалась устойчивость системы, состоящей из трех слоев : интрузии и слоев выше и ниже нее. Плотностная стратификация при этом была гидростатически устойчива. Верхнюю и нижнюю границы интрузии образуют либо FS, либо DS. Характеристики окружающих вод считались неизменными во времени. Использованные Ю.Г. Агишевым уравнения для расчета эволюции температуры (T_{u}) и солености (S_{u}), проинтегрированные по вертикали в пределах интрузии, имеют вид

$$H \frac{\partial T_{\mu}}{\partial t} = q_1^T - q_2^T , \qquad (4.38)$$

$$H\frac{\partial S_{u}}{\partial t} = q_{1}^{s} - q_{2}^{s} , \qquad (4.39)$$

где q_1^{τ} , q_2^{s} - нормированные потоки тепла и соли на верхней границе интрузии; q_2^{τ} , q_2^{s} - нормированные потоки тепла и соли на нижней границе интрузии.

Потоки на границах интрузии определяются по перепадам тем пературы и солености между интрузией и окружающими ее водами по формулам (3.15) и (3.16). Толщина интрузии считается неизменной. Плотность воды определялась по рассчитанным значениям температуры и солености по уравнению состояния.

В рассматриваемой системе на границах интрузии развивается дифференциально-диффузионная конвекция, обусловливающая измене ние плотности воды в интрузии. В результате возможны различные варианты эволюции интрузии в зависимости от термохалинных характеристик ее и окружающих вод. Плотность воды в интрузии может

112

уменьшаться. В этом случае выравниваются плотности воды верхнего слоя и интрузии. В случае увеличения плотности воды в интрузии выравниваются плотности воды в ней и нижележащем слое. Наконец, возможен вариант устойчивого, практически стационарного сущест вования интрузии при незначительно меняющихся разностях между плотностями вод в интрузии и окружающих ее водах. Тогда интрузия сохраняется длительное время. Ю.Г. Агишевым построены диаграммы, позволяющие по характеристикам интрузии и онружающих ее вод оп ределять, какой из вариантов будет иметь место при задаваемых условиях.

Оценки, проведенные Беляевым [10], показали, что время затухания турбулентности в перемешанном пятне много меньше характерного времени изменения его линейного масштаба. Отсюда следует, что в однородных слоях, образованных интрузией, турбу – лентность, как правило, уже успела затухнуть, т.е. имеет вид реликтовой или ископаемой турбулентности [103, 104].

Рассмотренный интрузионный механизм вносит основной вклад в изопикническое (вдоль поверхностей равной плотности) перемешивание [78]. Вертикальное же (диапикническое, т.е. проникающее через поверхности равной плотности) перемешивание при интрузии по оценкам [78] является гораздо менее эффективным механизмом пе – реноса свойств в стратифицированной среде. Разумеется, эти выводы справедливы лишь для переноса тепла и соли, поскольку изопикни – ческое перемешивание по определению не может переносить массу. При нем перенос тепла всегда скомпенсирован переносом соли.

ГЛАВА 5. РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ УСЛОВИЙ КОНВЕКТИВНОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В МИРОВОМ ОКЕАНЕ

5.1. Параметризация тонкой структуры полей температуры и солености воды

Проблема отыскания системы критериев, позволяющих по фоно вым гидрологическим условиям распознавать механизмы формирования эволюции неоднородностей гидрофизических полей, относится к числу важнейших при изучении особенностей тонкой структуры океана. Последнее требует комплексных измерений с помощью малоинерцион ных регистрирующих устройств типа зондов. Однако наблюдения за тонкой термохалинной структурой океана стали производиться лишь в последние годы. В связи с этим в настоящее время пока еще доступных данных недостаточно даже для приближенного анализа тонкой структуры вод различных районов Мирового океана. В этих условиях перспективным способом получения оценок распространен ности условий для генерации тонкой структуры является ее параметризация или поиск косвенных критериев. Определенные возможности для диагностики структурообразующих факторов открываются при анализе климатических данных и традиционных океанографических наблюдений с использованием результатов математического модели рования процессов формирования мелкомасштабных неоднородностей полей температуры и солености. Этот путь и был использован нами.

В предыдущих главах был сформулирован комплекс математических моделей, воспроизводящих формирование элементов микрострук туры и тонкой структуры полей температуры и солености воды. Численные эксперименты с этими моделями показали, что интенсивность образования характеристик тонкой структуры, их размеры в значительной мере зависят от фонового вертикального распределения температуры и солености воды. Было показано, что в условиях, когда стабилизирующий вклад в градиент плотности вносят градиенты температуры и солености воды, любые возмущения затухают со временем, что является следствием устойчивого состояния. Иная картина наблюдается, когда одна из компонент (температура или

114

соленость) имеет вертикальный градиент, вносящий дестабилизирующий вклад в градиент плотности воды. Тогда потенциальная энертия нестабильной компоненты, высвобождающаяся вследствие двойной диффузии, приводит к росту со временем любых возмущений термохалинных полей. Рост этих возмущений происходит следующим образом. Вначале формируется ламинарная микроконвекция диффузионная (при дестабилизирующем вкладе температуры воды) или в виде солевых пальцев (при дестабилизирующем вкладе солености воды). Эта микро конвекция обеспечивает отрицательный поток плавучести, который способствует развитию конвекции большего масштаба. В результате образуется ступенчатая структура температуры и солености воды: формируются слои и прослойки. Причем интенсивность конвекции, толщина однородного слоя тем больше, чем слабее выражена стратификация поля плотности.

Таким образом, численные эксперименты с моделями показали, что интенсивность формирования элементов тонкой структуры полей температуры и солености определяется фоновыми распределениями по вертикали последних. Это обстоятельство и легло в основу пара – метризации тонкой структуры термохалинных полей. В качестве ко – личественного критерия при параметризации тонкой структуры может быть выбрана функция, получившая название угла Тернера (Ruddick в.А. [I22]).

Рассмотрим, как с помощью угла Тернера характеризовать тонкую структуру полей температуры и солености воды. Анализ произ водится на плоскости, поделенной взаимно перпендикулярными прямыми на четыре четверти (рис. 5.1). На вертикальной прямой откладываются значения вклада вертикального градиента температуры в градиент плотности (т.е. значение $\mathcal{L} \mathbf{9} \frac{\partial \mathbf{f}}{\partial \mathbf{z}}$). На горизонтальной прямой откладываются значения вклада вертикального градиента солености в градиент плотности (т.е. значения). Прямые пересе-DZ каются в точке с координатами (0,0). Правило знаков таково, что отрицательному значению градиента температуры и положительному значению градиента солености соответствует стабилизирующий вклад в градиент плотности. Угол Тернера отсчитывается от биссектрисы прямого угла правой нижней четверти (рис. 5.1).

Углы, отсчитываемые по часовой стрелке, соответствуют положительным значениям угла Тернера (*Tu*), а против часовой стрелки - отрицательным. Тогда в соответствии с результатами анализа конвективной устойчивости, проделанного в главе 2, на этой плоскости можно выделить четыре режима, характеризующихся различными значениями угла Тернера:

I. Устойчивое состояние $|Tu| < 45^{\circ}$.

2. Абсолютно неустойчивое состояние $|Tu| > 90^\circ$.

3. Диффузионная неустойчивость $-90^{\circ} < Tu < -45^{\circ}$.

4. Неустойчивость в виде солевых пальцев $45^{\circ} < Tu < 90^{\circ}$.

Таким образом, по величине угла Тернера можно судить о ка чественной картине поведения возмущений при различных фоновых условиях в океане. Однако следует подчеркнуть, что эта характе ристика является только качественной. Она позволяет судить, по какому типу будет вести себя первоначальное возмущение : затухать со временем (абсолютно устойчивое состояние), расти в виде колебательных возмущений (диффузионная неустойчивость), расти моно тонно в виде солевых пальцев либо монотонно расти вследствие абсолютной неустойчивости.



Рис. 5.1. Диаграмма определения конвективной устойчивости в стратифицированной среде /122/. Угол Тернера показан для точки С

Другим критерием, получившим широкое распространение в практике океанографических исследований, является плотностное отношение, которое вводится по правилу:

а) для стратификации, когда стабилизирующим фектором является вертикальное распределение температуры воды

$$R = \frac{d\Delta T}{\beta \Delta S} ; \qquad (5.1)$$

б) для стратификации, при которой стабилизирующим фактором является вертикальное распределение солености воды $R = \frac{\beta \Delta S}{d \Delta T} ,$

где $\mathcal{L} = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_{S,P}$, $\beta = \frac{1}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial S} \right)_{T,P}$ - коэффициенты термического расширения и соленостного сжатия морской воды.

При R < 0 стратификация является конвективно устойчивой. При 0 < R < I - гидростатически неустойчивой. При R > I - конвективно неустойчивой вследствие двойной диффузии. При R = I - безразличная стратификация.

На основании лабораторных экспериментов установлено, в частности, что солевне пальцы более эффективно развиваются и переносат массу против градиента плотности при I < R < I, 5. Однако удавалось наблюдать солевне пальцы и при больших значениях R, вплоть до R = I0.

Все вышесказанное было положено в основу качественной характеристики тонкой структуры полей температуры и солености вод Мирового океана. Подобные параметризации основаны на учете лишь одного механизма формирования тонкой структуры полей температуры и солености воды - конвективной неустойчивости. Однако этот ме ханизм структурообразования имеет очень широкое распространение в океане, что будет показано ниже.

5.2. Возможность применения косвенных критериев с использованием климатических данных

Вопрос о возможности использования результатов стандартных океанологических наблюдений для расчета критериев, характеризующих процесс с вертикальным масштабом до первых десятков метров, каковым является структурообразование при дифференциально-диффузионной неустойчивости, затрагивался в литературе, и на него дан в целом положительный ответ [83].

В работах [34, 41, 67] выполнены расчеты плотностного отношения в слоях между стандартными горизонтами по средним много – летним значениям температуры и солености, отнесенным к центрам пятиградусных трапеций. Несколько подробнее этот вопрос был рассмотрен в работе [50] и результаты, полученные в ней, будут положены в основу дальнейшего изложения.

Расчеты параметра *R* были выполнены для районов с различными фоновыми условиями стратификации вод. Рассмотрены преимущественно участки профилей, соответствующие верхней части главного термоклина, для которой особенно важна правильная оценка диапикни ческих потоков тепла и соли. Следует отметить, что используемые данные наблюдений были получены в различные сезоны и координаты точек наблюдений не совпадают с центрами пятиградусных трапеций. Таким образом, в результатах расчетов представлена и пространственно-временная изменчивость значений плотностного отношения.

Расчет плотностного отношения проводился двумя методами. Первый метод, он назван интегральным, заключался в вычислении средних значений температуры и солености по всем дискретным отс четам для каждого элементарного слоя, соответствующего шагу расчета, с последующим определением частного от деления суммы $d \Delta T$ по всем парам элементарных слоев на соответствующую сумму $\beta \Delta S$. Коэффициенты d и β выбирались из [63]. В более простом, втором, градиентном методе для вычисления разностей ΔT и ΔS использо вались наблюденные значения температуры и солености воды на го ризонтах, ограничивающих рассматриваемый слой. По близкой к этой методике рассчитывалось плотностное отношение в работе [26].

Полученные по двум методикам результаты, а также климатические значения плотностного отношения приведены в табл. 5.1. Видно, что при характеристике рассматриваемых слоев в целом второй метод дает результаты, практически не отличающиеся от резу льтатов первого, несмотря на то, что вторая методика более уяз вима при наличии локальных неоднородностей на границах рассмат риваемых слоев. Вместе с тем имеются явно идентифицируемые различия между величинами плотностного отношения, полученными по результатам разовых зондирований, и климатическими величинами, что особенно характерно для станция I и 5, расположенных в динамически активных областях (станция I расположена в северо-вос точной части ветви Куросио, а станция 5 - в районе Гвианского течения). Во всех случаях имеет место совпадение знаков величины *R*. Это принципиально для определения возможности существования дифференциально-диффузионной неустойчивости.

Значительные количественные различия в величинах плотност ного отношения на станции 4а, где вертикальные градиенты плот ности на нижней границе антарктической промежуточной водной массы Северной Атлантики малы, объясняются большой пространственной изменчивостью плотностного отношения в этом районе. В централь но-океанической водной массе северной части Тихого океана (станция I) и в подповерхностных экваториально-тропических водах Се верной Атлантики (станции 4 и 5а) сопоставляемые величины весьма близки друг к другу, что подтверждает сообщение о существовании стабильности величины плотностного отношения в этих областях [67, 83].

Иной результат получается при рассмотрении тонкой структуры плотностного отношения. Из табл. 5.2, где приведены экстремальные значения плотностного отношения в элементарных слоях, видно, Таблица 5.1

Плотностное отношение в исследуемых слоях, рассчитанное по различным методам

	22	ц.	õ	5	£.	4	8
TIT TIT TIT TIT TIT	4,6	3,6	2	2.5	-9,1	6,6	5 .
HIO HIO HID HEPRO TEPRO	4 , 6I	2 , II	2,08	2,2I	-I,26	4,2I	2.IO
интег раль- ное	5,28	2,26	2,20	2,I6	-1 . I?	4. 2I	I,94
Шаг послой- Ного внчис- ления АТ, АS м	30	50	%	IS	40	വ	OI
Вертикаль- Ная дис- кретность наблюдений, М	22	N	N	വ	2	വ	ى ب
Градиент плотности (IO ⁻³ ед. CIC м ^{-I})	0,002	0,002	0,002	0,003	100 ° 0	0,023	0,006
CJIOЙ. M	200-250	200-250	200-250	I50-200	800-I000	I00-I25	I50-200
Дата и время наблюдения	3 II 1981 4 ч ОО мин	31 JUL 1981 21 4 IO MAN	I4 IX 1983 I ч 37 мин	22 I 1983 3 ч I3 мин	22 I 1983 3 4 I3 MMH	I7 II 1983 6 ч 20 мин	17 II 1983 6 ч 20 мин
Координаты места наблюдений	$\dot{\eta} = 24^{0} \text{II} \dot{N}$	γ = 39 ⁰ 15' λ=160 ⁰ 01' <i>E</i>	- 4 = 38 ⁰ 18'N A=178 ⁰ 31'E	y = 9 ⁰ 15'N	4 = 9 ⁰ 15'N N=17 ⁰ 16'W	V= 3°00'N A=44°51'W	Ч = 3 ⁰ 00'N Л =44 ⁰ 51 W
Район наолодения	Северо-запад- ная часть Гихого океана	To xe	северная цент ральная часть Гихого океа- на	Гропическая Атиантика се- верного полу- цария	To xe	Экваториаль- ная Атланти- ка северного 10лушария	lo xe
Номер стан-	Н	ດ.	с <u>-</u>	4	4a	м м ц Ю	5a 1

119

что в одном случае из семи приведенных имеет место несовпаде – ние знака R со знаком интегральной величины R (станция 5). В четырех случаях значения плотностного отношения существенно разнесены относительно R = 2. Другими словами, значения плотностного отношения для элементарных слоев существенно отли – чаются от характеристики слоя в целом. Однако этот факт не со – держит в себе противоречия. В работе [26] показано, что наличие

Таблица 5.2

Номер станции	Слой,	Значение] тарных сло ной	R в элемен- оях толщи- 5 м	Шаг при расчете R интеграль-	В. интеграль-	
	172	R mox	R min	HUM METO- JOM, M	nuc	
-						
T	200-250	9,32	3,93	20	5,28	
2	200-250	6,70	I,52	20	2,26	
3	200-250	3,20	I,7I	20	2,20	
4	I50-200	7,69	I,II	I5	2,36	
4 a	800-1000	-0,92	-I,30	40	-I,I7	
5	100-125	6,08	-3,17	5	4,2I	
5 a	I50 - 200	2,40	I,06	IO	I,94	

Экстремальные значения плотностного отношения в пределах исследуемых слоев

тонкой структуры плотностного отношения, характеризующейся разбросом значений **R** (вплоть до перемены знака) в слоях со средним значением, благоприятным для развития дифференциально-диффузионной неустойчивости, свидетельствует именно о наличии последней. Напротив, гладкий профиль значений **R**, рассчитанный по тонкост руктурной реализации, со значениями, близкими к климатическим, будет говорить об отсутствии дифференциально-диффузионной неустойчивости в данный момент. Такой вывод подтверждает предположение К.Н. Федорова о спорадическом характере развития солевых паль цев [81].

5.3. Распространенность условий конвективной неустойчивости в Мировом океане

Ŷ

Параметризация тонкой структуры полей температуры и солености, изложенная в предыдущих разделах, была использована для получения представления о климатическом ее состоянии в Мировом океане. Вначале рассмотрим качественную картину, т.е. определим географическую распространенность различных механизмов структурообразования. При этом сначала дадим характеристику слоя 200-250 м. а затем основной толши океана (0-4 км).

Для решения поставленной задачи использовались климатические данные глубоководных наблюдений за температурой и соленостью воды, осредненные по пятиградусным трапециям для икля и февраля, которые имеются в центре океанографических данных ВНИИТМИ-МЦД. В тех районах, где подобные данные отсутствовали, необходимая информация выбиралась из Атласов [3, 5]. По значениям температуры и солености воды на горизонтах 200 и 250 м определялись коэффициенты термического расширения и соленостного сжатия морской воды, а также градиенты температуры и солености воды в этом слое. По этим исходным данным проводился расчет значений угла Тернера, результаты которого представлены на рис. 5.2.

Первое, что необходимо отметить, это подавляющее преобла – дание на акватории Мирового океана областей, в которых имеются условия для развития конвективной неустойчивости в виде солевых пальцев. В феврале в Атлантическом океане они составляют 69 % общего объема анализируемого слоя, в Тихом океане – 77 %, а в Индийском – 59 % (табл. 5.3). В феврале области с условиями для солевых пальцев простираются к северу и юту от экватора вплоть до широты 45°. Кроме того, неустойчивость в виде солевых пальцев распространена в зоне Северо-Атлантического течения. Области с конвективно устойчивыми условиями распространены значительно меньше. В Атлантическом океане они составляют 15 %, в Тихом – 14 %, а в Индийском – 24 %.

Стабильные условия в феврале имеются в Южном океане лишь в узкой полосе, ограниченной 45 и 55° ю.ш. Они наблюдаются также вдоль западного побережья США в Тихом океане. В северной части Атлантического океана устойчивое состояние существует вдоль западного побережья Европы. Кроме того, стабильные условия зафиксированы в Индийском океане в зоне, ограниченной параллеля – ми 15 - 25° ю.ш. и меридианами 65 - 120° в.д.

Условия для образования диффузионной неустойчивости в фев рале также имеют сравнительно малое распространение: в Атланти ческом океане - 16 %, в Тихом - 9 %, а в Индийском - 17 %. Это зона в Южном океане между 55 и 65⁰ п.ш. Кроме того, диффузионная неустойчивость наблюдается в северо-западной части Ат лантического океана, а также в отдельных небольших районах северной тропической части Тихого океана.

Для июля в целом характерна та же картина распространения условий конвективной устойчивости, что и для февраля (табл.5.4).

121



Рис. 5.2. Условия конвективной устойчивости в слое 200-250 м:

а – февраль, б – июль; I – условия с неустойчивостых в виде солевых пальцев, 2 – с диффузионной неустойчивостых, 3 – конвективно устойчивое состояние

Сколько-нибудь выраженной сезонной изменчивости отметить не представляется возможным. Например, в Атлантическом и Индийском океанах распространение неустойчивости в виде солевых пальцев больше, чем в феврале, а в Тихом океане наоборот. Правда, эти колебания весьма незначительны и могут быть вызваны лишь недос таточной точностью исходной информации. Обращает также на себя внимание появление довольно общирной зоны диффузионной неустой чивости в северо-западной части Тихого океана.

Для характеристики тонкоструктурной активности основной толщи океана (0-4 км) были использованы типизации термической и

Таблица 5.3

Относительный объем воды (%) с различными условиями конвективной устойчивости в слое 200 – 250 м. Февраль

Океан	Условия для н	Устойчивое		
	В ВИДЕ СОЛЕВЫХ Пальцев	состояние		
		Ŧo		
Атлантическии	69	16	15	
Тихий	77	9	I4	
Инлийский	59	17	24	•

Таблица 5.4

Относительный объем воды (%) с различными условиями конвективной устойчивости в слое 200 – 250 м. Икль

<u></u>	Условия для н	ЭТОЙЧИВОСТИ УСТОЙЧИВОЕ						
Океан	В ВИДЕ СОЛЕВЫХ ПАЛЬЦЕВ	В виде диодузи: Онной конвек- ции	Состояние					
	•		• • • •					
Атлантический	72	I4	I4					
Тихий	67	I3	20					
Индийский	64	17	19					

соленостной стратификации Мирового океана, предложенные В.Н.Степановым [74, 75]. Для этого картина распространения типов термической стратификации накладывалась на картину распространения типов соленостной стратификации. Так определялись сочетания ти – пов термической и соленостной стратификаций. Всего было выделено II сочетаний, которым были даны названия по типам соленостной стратификации. Это объясняется тем, что закономерности в вертикальном распределении величин угла Тернера обусловлены в основном стратификацией солености. Стратификация температуры во всех ти – пах, кроме полярного, монотонна и значения температуры во всех типах убывают о глубиной. Для каждого из II сочетаний по данным вертикального распределения температуры и солености рассчитыва – лось значение угла Тернера. Распространенность условий конвек – тивной устойчивости в различных типах оказалась неодинаковой (табл. 5.5). Особенно велико преобладание неустойчивости в виде солевых пальцев в Присредиземноморском (Пр), Северо-Атлантичес ком (СА), Бенгальском (Е) и Субтропическом (СТ) типах. Диффузионная неустойчивость наблюдается лишь в Полярном (П) типе. Наи большей устойчивостью характеризуются Восточно-Тропический (ВТ), Экваториально-Тропический (ЭТ), Тропический (Т), Срединно-Тропический (СрТ), Субполярный (СП), Южно-Тропический (КТ) и Полярный типы. Наибольшее распространение пальцевая неустойчивость имеет в верхнем слое океана до глубины I км. т.е. до положения

Таблица 5.5

Доля объемов вод (%) с различными условиями конвективной устойчивости для выделенных типов стратификации

Не уст ойчивость	BT	Пр	CT	CA	ЭT	В	Т	CpT	ЮТ	СП	П
В виде солевых пальцев	20	9 8	48	95	I8	92	18	25	18	25	25
онной конвекции В виде диффузи-	0	0	0	0	0	0	0	0	0	0	8
Устойчивое сос- тояние	80	2	52	5	82	8	82	: 7 5	-82	7 5	67

промежуточного минимума солености (рис. 5.3). Но в таких типах, как Присредиземноморский, Северо-Атлантический, неустойчивость в виде солевых пальцев наблюдается практически на всех глубинах.





Кроме того, неустойчивость в виде солевых палыцев имеет место в слое от 3 до 4 км в Субтропическом, Субполярном и Полярном типах стратификации вод.

Распространенность типов стратификации неодинакова (рис. 5.4). Наибольшую площадь имеют Субтропический, Субполярный и Полярный типы. С учетом объемов вод, занятых типами стратификации, была определена доля объема вод (%) с различными условиями конвективной устойчивости отдельно для каждого океана (табл. 5.6).



Рис. 5.4. Распространенность типов стратификации вод

Таблица 5.6

Относительное количество (%) объемов вод с различными условиями конвективной устойчивости в слое 0 – 4 км

Океан	Условия для в виде солевн пальцев	Устойчивое состояние		
Атлантический	42	2	56	
Тихий	25	2	73	
Индийский	· 37	I	62	
			· .	

Условия для солевых пальцев чаще всего встречаются в Атлантическом океане (42 %). В Тихом океане лишь 25 % объема вод имеют условия для развития конвективной неустойчивости в виде солевых пальцев. Диффузионная неустойчивость имеет сравнительно малое распространение во всех океанах. Здесь уместно отметить, что более точные расчеты объемов вод, занятых различными условиями стратификации в слое 0 - 4 км, были проведены К.Н. Федоровым и А.И. Перескоковым [86]. Ими использовался массив наблюдений за температурой и соленостью, осредненный по пятиградусным трапециям. В целом результаты наших достаточно грубых расчетов и их более точных совпадают.

Совершенно иная распространенность механизмов генерации тонкой структуры наблюдается в Северном Ледовитом океане. Для получения характеристики структурообразования в нем были использованы данные из Атласа Северного Ледовитого океана [4]. Оказа лось, что в верхнем слое океана преобладающими являются условия для развития диффузионной конвекции (рис. 5.5). Так, в слое 200-250 м 86 % объема вод имеют стратификацию, благоприятную для



Рис. 5.5. Условия конвективной устойчивости в Северном Ледовитом океане в слое 200-250 м:

Усл. обозначения см. рис. 5.2

развития диффузионной конвекции. На доло неустойчивости в виде солевых пальцев приходится 6 % объема вод и лишь 8 % объема в этом слое стратифицированы устойчиво. Области распределения температуры и солености воды с условиями конвективной неустойчивости в виде солевых пальцев и с конвективно устойчивыми условиями составляют в сумме менее 15 % всего объема вод. Они относятся к зоне, непосредственно примыкающей к водам Атлантического океана.

При анализе полученных характеристик интенсивности структурообразования следует иметь в виду, что хотя был учтен только один механизм ее формирования, районы с конвективно неустойчивыми условиями в любом случае будут характеризоваться большей вы раженностью тонкой структуры по сравнению с условиями конвек тивно устойчивыми. Данные натурных наблюдений это вполне подт верждают (Gargett A.E. [99], Oakey N.S., Elliot J.A. [II8]).

ГЛАВА 6. МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ ТЕРМОХАЛИННОЙ СТРУКТУРЫ ВЕРХНЕГО КВАЗИОДНОРОДНОГО СЛОЯ ОКЕАНА

6.I. Мелкомасштабные неоднородности термохалинной структуры верхнего слоя океана

Проблема мелкомасштабной термохалинной структуры ВКС в океане рассматривается в отдельной главе в сиду ее значительной специфичности. Этот слой подвержен динамическому воздействию атмосферы, поэтому здесь часто имеет место интенсивное турбулентное перемешивание. В связи с этим долгое время полагали, что мелкомасштабные неоднородности верхнему квазиоднородному слою не присущи. Затем было установлено наличие тонкой холодной поверхностной пленки. Этой проблемы здесь касаться не будем. С ней можно ознакомиться в ряде работ, например, А.И. Гинзбурга, К.Н. Федорова [17, 18], Ю.П.Доронина [23]. В дальнейшем с помощью зондирующих комплексов с большой разрешающей способностью было обнаружено существование тонкой структуры ВКС.

Первая классификация тонкой термической структуры верхнего. слоя океана была предложена в статье А.С. Монина, К.Н. Федорова [58], которая включала в себя:

 суточный термоклин, создаваемый дневным прогревом при ин тенсивной солнечной радиации;

2) кратные квазиоднородные слои, т.е. распад верхнего слоя на 2-3 квазиоднородных слоя.

Последние могут возникать при ослаблении ветрового воздействия во время прогрева океана или его резком усилении. Тогда на фоне существующего однородного слоя возникает однородный слой меньшей толщины, более прогретый. При этом нижние границы старых однородных слоев постепенно размываются.

В дальнейшем были обнаружены и другие источники тонкой структуры верхнего квазиоднородного слоя. Среди них основными, по

Федорову [79], являются:

а) осадки, которые, опресняя верхний слой, создают вблизи поверхности область с пониженной соленостью небольшой толщины. Скачок плотности на ее нижней границе препятствует проникновению турбулентности динамического происхождения вглубь. Тогда при потоке тепла, направленном из атмосферы в океан, происходит прог – рев этого слоя. При потоке тепла из океана в атмосферу наблюдается его переохлаждение. В результате отмеченных процессов у по – верхности формируются вертикальные термохалинные неоднородности с масштабами тонкой структуры;

б) совместное действие объемного поглощения солнечной радиа ции и теплоотдачи с поверхности океана при испарении, турбулентном обмене и эффективном излучении. При этом наблюдается своеобразное вертикальное распределение эффективных потоков тепла в верхнем слое океана. Наиболее наглядно его можно представить, если предположить, что морская вода обладает очень высокой степе нью прозрачности. Тогда основная часть солнечной радиации проходит верхний слой океана без ослабления, не вызывая поэтому его прогрева. Теплоотдача же океана - это чисто поверхностное явле ние. В этом случае приповерхностный слой океана должен охлаждаться, что приводит к развитию конвективного перемешивания в нем. При абсолютной прозрачности морской воды толщина слоя конвективного перемешивания определялась бы только интенсивностью тепло отдачи и плотностной стратификацией верхнего слоя. В реальных условиях океана морская вода не столь прозрачна, и поэтому про цесс поглощения солнечной энергии можно представить в виде пос тупления тепла от источника, распределенного по вертикали. Тогда слой с конвективным перемешиванием все равно существует, однако толшина его определяется в дополнение к вышеупомянутым факторам еще интенсивностью солнечной радиации и прозрачностью вод.

Перемешанный слой, обусловленный конвекцией, существует практически в течение всей дневной части суток при солнечном прогреве океана [I39]. Он препятствует проникновению в основную толщу верхнего слоя турбулентности за счет динамического воздействия атмосферы. В результате, на нижней границе слоя конвективного перемешивания формируется скачок температуры воды, а в не которых случаях и солености. Возникшие таким образом неоднород ности полей температуры и солености имеют масштабы тонкой структуры.

Общепринятой терминологии для элементов тонкой структуры верхнего квазиоднородного слоя пока нет. В.А. Безверхний и А.В. Соловьев [9] предлагают слой конвективного перемешивания у поверхности, формирующийся при слабом ветре вследствие объемного поглощения солнечной радиации, называть приповерхностным квази однородным слоем (ПКС), а скачок температуры у нижней границы ПКС - приповерхностным термоклином (ПТ). Толщина ПКС существен но зависит от времени суток. Экспериментальных данных об ее из-

129

менчивости пока накоплено очень небольшое количество. Основная их часть получена Соловьевым [9, 72, 73]. В результате ус тановлено, что толщина ПКС уменьшается от восхода солнца к полудню. В середине дня при стабильных метеорологических условиях толщина ПКС изменяется мало. При полном штиле в полуденные часы она составляет около IO см. С приближением к вечеру толщина ПКС быстро увеличивается и к заходу солнца достигает нескольких мет ров;

в) суточная изменчивость потока тепла через поверхность. Ин тенсивный солнечный прогрев в дневное время, сменяющийся охлаж дением поверхности ночью, в силу ограниченности скорости распространения в вертикальном направлении тепла и соли турбулентным и конвективным перемешиванием приводит к появлению на профилях температуры и солености воды в верхнем слое участков со сложным, часто инверсионным, распределением (рис. 6.1). В результате в



Рис. 6.І. Температура воды в приповерхностном слое, измеренная в точке с координатами 13°08′W, 53°51′W /95/. Цифры у профилей местное время

верхнем слое могут складываться условия стратификации, благоприятные для развития дифференциально-диффузионной неустойчивости. Этот вид неустойчивости может приводить к образованию в поверхностном слое тонкой термохалинной структуры.

6.2. Моделирование тонкой термической структуры квазиоднородного слоя при объемном поглощении солнечной радиации и охлаждении с поверхности

Физические процессы формирования тонкой структуры ВКС, образующейся при интенсивном солнечном прогреве, рассмотренные в предыдущем разделе, сравнительно недавно привлекли внимание иссле дователей. К настоящему времени сформулированы первые математи - ческие модели этого явления. Прежде всего это радиационная мо дель, предложенная в работе J.D. Woods [I39], в которой отождествляется толщина слоя конвективного перемешивания с глубиной термокомпенсации. Под последней понимается горизонт, на котором суммарный поток тепла (турбулентный, направленный из глубин к поверхности, и лучистый, направленный в глубь океана) равен нуло. J.D.Woods показал, что глубина термокомпенсации минимальная при максимальном прогреве. В это время она составляет около IO см. По мере уменьшения высоты солнца глубина термокомпенсации увеличивается и достигает нескольких метров. Далее будет показано, что оценка толщины слоя конвекции величиной глубины термокомпенсации является довольно приближенной.

Модель слоя конвективного перемешивания, основанная на уравнениях баланса энергии турбулентности, тепло- и солепереноса, проинтегрированных в пределах этого слоя, была предложена А.В.Соловьевым [73]. Однако в ней не были учтены процессы вовлечения на нижней границе перемешанного слоя. Это привело к значительным погрешностям при расчетах для периода заглубления слоя конвекции, имеющего место во время ослабления солнечного прогрева во вторую половину дня.

В целях дальнейшего изучения процессов формирования слоя конвекции под влиянием объемного поглощения солнечной энергии и теплопотерь с поверхности была сформулирована одномерная неста ционарная модель. В модели уравнение распространения тепла в верхнем слое океана записывается следующим образом :

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{\partial Q_{\rm H}}{\partial z} - \frac{\partial J_{\rm H}}{\partial z} , \qquad (6.1)$$

где Q_g - турбулентный поток тепла, нормированный на c_ρ и ρ_o ; J_g - поток лучистой энергии, также нормированный на c_ρ и ρ_o ; \mathcal{Z} - вертикальная координата.

Предположим, что у поверхности океана существует слой кон вективного перемешивания, вызванный теплоотдачей с поверхности и объемным поглощением лучистой энергии. Интенсивность перемешивания в нем так велика, что вертикальный градиент температуры в этом слое разен нулю.

Проинтегрируем уравнение (6.1) при этом условии от поверх ности океана до нижней границы слоя конвекции (\hbar) :

$$\frac{\partial \Theta_0}{\partial t} \hbar = Q_0 + J_0 - Q_h - J_h , \qquad (6.2)$$

где потоки с индексом o - на поверхности, и с индексом \hbar - на нижней границе слоя конвекции; θ_o - температура воды в слое $(0 - \hbar)$. Дополним (6.2) уравнением баланса энергии турбулентности, проинтегрированным в пределах слоя (0 - \hbar). При этом будем по лагать, что основной вклад в генерацию энергии турбулентности в этом слое вносит продукция за счет архимедовых сил. Всеми другими источниками турбулентности будем пренебрегать. Это допущение не является слишком сильным, поскольку моделируемый режим наблю дается только при слабом ветре, когда продукция энергии турбулентности за счет динамических факторов мала. Будем также иметь в виду, что характерное время изучаемых процессов - эволюции тол щины слоя конвекции - составляет часы. Оно значительно больше характерного времени турбулентных процессов, которое составляет минуты. Это дает основание использовать уравнение баланса энергии турбулентности в стационарном приближении. Тогда запишем

$$W = D ag{6.3}$$

Запишем, как обычно,

$$W = -g\alpha \int_{0}^{n} Q_{g} ds \quad . \tag{6.4}$$

Выразим Q, из уравнения (6.1)

$$Q_{g} = Q_{o} + J_{o} - J_{g} - \frac{\partial \Theta_{o}}{\partial t} g \qquad (6.5)$$

Предположим, что можно приближенно представить поток лучистой энергии на глубине z следующим образом [33]:

$$J_{g} = J_{o}e^{-\chi g} . \tag{6.6}$$

Тогда уравнение (6.4) с учетом (6.5) можно записать следуюшим образом :

$$-\frac{W}{g\alpha} = \frac{(Q_0 + Q_h)\hbar}{2} + J_0 \left[\frac{\hbar}{2}(1 + e^{-\gamma\hbar}) - \frac{1}{\gamma}(1 - e^{-\gamma\hbar})\right]. \quad (6.7)$$

Из соображений размерности, согласно S.S. Zilitinkevich, J.W. Deardorf [I4I], диссипацию в пределах слоя \hbar можно выра зить

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \frac{W_{\bullet}^{3}}{\hbar} \boldsymbol{\phi}_{\varepsilon} \left(\frac{\boldsymbol{z}}{\hbar}\right) , \qquad (6.8)$$

где W, - конвективный масштаб скорости, который можно предста вить как [141] :

$$N_{s} = (gd|Q_{0}|\hbar)^{\frac{1}{3}},$$

ф. - универсальная функция вертикальной координаты.

Интегрирование уравнения (6.8) с учетом (6.9) приводит к выражению

$$D = g\alpha |Q_0| \hbar \int_0^1 \phi_{\varepsilon}(\frac{\varkappa}{\hbar}) d(\frac{\varkappa}{\hbar}) . \qquad (6.10)$$

(6.9)

Для интеграла в правой части (6.10) существуют весьма надежные оценки. Анализ этой величины по лабораторным опытам [93, 94] и атмосферным данным [46], выполненный С.С. Зилитинкевичем [31], показал, что

$$\int_{0}^{1} \Phi_{\varepsilon}\left(\frac{\chi}{\hbar}\right) d\left(\frac{\chi}{\hbar}\right) \approx 0.4 \quad . \tag{6.II}$$

Эта величина вполне удовлетворительно согласуется со всеми упомянутыми выше экспериментальными и теоретическими данными.

Объединяя вместе (6.10) и (6.7) с учетом (6.11), получаем вместо (6.3)

$$\frac{(Q_0 + Q_{\hbar})\hbar}{2} + J_0 \left[\frac{\hbar}{2}(1 + e^{-r\hbar}) - \frac{1}{r}(1 - e^{-r\hbar})\right] = 0.4 |Q_0|\hbar. \quad (6.12)$$

Для дальнейшего важно подчеркнуть принципиальное отличие этой модели конвекции от обычной. Последняя характеризуется тем, что если существует постоянная теплоотдача с поверхности, то нет никаких механизмов, ограничивающих рост толщины слоя конвекции [12, 24, 31]. В нашем случае такой механизм имеется. Как следует из предыдущего раздела, суммарный поток тепла в приповерхностном слое на глубине термокомпенсации переходит через нуль, достигает своего максимума, а затем уменьшается до нуля. Отсюда следует, что глубже горизонта с максимумом потока нижележащие слои воды нагреваются меньше, чем слои, находящиеся выше. В связи с этим при стационарных внешних условиях конвекция не может распространяться глубже некоторой глубины. Это значит, что в отличие от обычной конвекции толщина слоя конвективного перемешивания при объемном поглощении солнечной энергии имеет предельное значение. свое при каждом наборе определяющих факторов. Причем это значение больше, чем глубина термокомпенсации. Отмеченное обстоятельство дает нам основание различать два режима эволюции толщины слоя конвекции : предельный и нестационарный.

Предельный режим реализуется на фоне имеющегося перемешанного слоя при усилении солнечного прогрева. В этом случае толщина слоя конвекции при увеличении солнечной радиации должна стать меньше ранее существовавшей. Она формируется на фоне безразлич – ной стратификации, обусловленной прежним слоем конвективного перемешивания, приспособленным к менее сильному солнечному прогреву. Поскольку мы считаем, что приспособление к условиям переме – шивания происходит достаточно быстро́, можно предполагать, что при усилении солнечного прогрева слой конвекции достигает свеего предельного значения. Тогда поток тепла можно положить равным нулю ($Q_{\bf s} = 0$). Таким образом, при увеличении интенсивности солнечной радиации из (6.12) следует (при $Q_{\bf s} = 0$):

$$f\hbar = \frac{2(1 - e^{-r\hbar})}{1 + e^{-r\hbar} + 0.2 \frac{Q_0}{J_2}}$$
 (6.13)

Уравнение (6.13) является трансцендентным. Исследуя поведение его левой и правой частей, легко доказать существование одного действительного корня (кроме тривиального $\hbar = 0$). Это уравнение позволяет также найти ограничение сверху для толщины слоя конвекции при наборе определяющих факторов. Устремив в правой части (6.13) значение $\chi\hbar \to \infty$, получаем, что \hbar не может онть больше \hbar , равной

$$\bar{h} = \frac{1}{r} \frac{2}{1 + 0.2 \frac{Q_0}{J_0}} .$$
 (6.14)

Анализ (6.I3) существенно упростится, если его обезразме – рить, введя характерный масштаб для толщины слоя конвекции \hbar_{\bullet} , равный $\hbar_{\bullet} = \frac{1}{3}$. Тогда уравнение (6.I3) перепишется следующим образом :

$$\hat{\hbar} = \frac{2(1 - e^{-\hat{\hbar}})}{1 + e^{-\hat{\hbar}} + 0.2 \frac{Q_0}{J_0}}, \qquad (6.15)$$

где $\hat{h} = \frac{h}{h_{\star}} = h_{f}$ - безразмерная толщина слоя конвекции.

Решение выражения (6.15) методом итераций показало, что величина $\hat{\hbar}$ существенно зависит от значения отношения Q_0/J_0 . Естественно, оказалось, что чем больше это отношение (т.е. при увеличении роли теплоотдачи с поверхности или уменьшении вклада потока лучистой энергии), тем больше толщина слоя конвекции (рис. 6.2). Причем зависимость $\hat{\hbar}$ от Q_0/J_0 очень близка к линейной. Пользуясь рис. 6.2, легко найти истинное значение \hbar , зная коэффициент ослабления солнечной радиации в морской воде:

Теперь необходимо сказать несколько слов о величине у . Известно, что она быстро убывает с глубиной [33]. Из наблюдений. выполненных А.В. Соловьевым [73], следует, что толщина слоя конвекции большую часть дня составляет не более 20 см. Тогда для определения величины у воспользуемся экспериментальными иссле дованиями поглошения солнечной энергии в верхних 20 см. выпол ненными J.P. Bethev, P. Prowo (результаты приводятся в [33]). Эти эксперименты показали. что в морской воде поток солнечной



энергии на глубине I см составляет 85% потока на поверхности. Около 15% солнечной энергии поглощается первым сантиметром слоя воды. Поток на глубине IO см составляет 67% потока на поверхности, т.е. 33% поглощается первым десятисантиметровым слоем. Поток на глубине 20 см составляет 59% потока на поверхности. а 41% поглошается двалиатисантиметровым слоем волы. Эти экспериментальные данные принятой нами зависимостью (6.6) приближенно annpokcimin pyrotes non $\gamma = 3 + 4 \text{ m}^{-1}$.

Для сравнения результатов расчетов по (6.15) с наблюдениями воспользуемся данными, полученными Соловьевым [73]. Для середины дня им было получено, что Q₀ /J₀ ≈ -0,2. Согласно рис.

6.2 при этом значении отношения Q_0/J_0 величина \hat{h} равняется 0,5. Тогда с учетом значения $\gamma \approx 3 \text{ m}^{-1} \pm 4 \text{ m}^{-1}$ получаем, что толщина слоя конвекции \hat{h} должна быть в пределах IO - 20 см, что прекрасно согласуется с экспериментальными данными. Глубина термокомпенсации при этих условиях составляет менее 5 см. Это означает, что использование в качестве оценки толщины слоя конвекции глубины термокомпенсации приводит к значительному занижению ее величины.

Подстановка всех полученных нами значений в (6.2) дает скорость увеличения температуры воды в слое конвекции 0.3 °С/ч. (Отсюда следует, что при достаточно сильном солнечном прогреве в слое конвективного перемешивания вода интенсивно нагревается, и на его нижней границе за время высокого стояния солнца может сформироваться скачок температуры более I.0 °С.

Рассмотрим теперь стадию заглубления слоя конвекции, кото рая наблюдается при усилении теплоотдачи или ослаблении лучистого прогрева. В этом случае нельзя пренебрегать потоком тепла на нижней границе слоя конвективного перемешивания. Выразим его, как это обычно делается для режима вовлечения:

$$Q_{\hbar} = \frac{\partial \hbar}{\partial t} \,\delta\theta \,, \qquad (6.17)$$

где $\delta \theta = \theta_0 - \theta_h - p$ азность температуры воды в слое конвекции и на уровне $\chi = \hbar + 0$.

Для определения $\delta\theta$ вначале примем допущение, состоящее в том, что профиль температуры воды ниже слоя конвективного пере мешивания представляет собой линейную функцию глубины с постоянным значением вертикального градиента (Γ^{r}). Тогда зволюция температуры воды (θ_{\hbar}) на горизонте $\mathbf{x} = \hbar \cdot \mathbf{0}$ описывается уравнением

$$\frac{\partial \theta_{k}}{\partial t} = \Gamma^{\tau} \frac{\partial \hbar}{\partial t} \quad . \tag{6.18}$$

Комбинируя выражения (6.2) и (6.18), получаем

$$\frac{\partial \delta \theta}{\partial t} = \frac{Q_0 + J_0}{\hbar} - \frac{Q_{\hbar} + J_{\hbar}}{\hbar} + \Gamma^T \frac{\partial \hbar}{\partial t} . \qquad (6.19)$$

Подстановка в (6.19) выражения для Q_{k} (6.17) и J_{k} , полученного из (6.6), дает

$$\frac{\partial \delta \Theta}{\partial t} = \frac{Q_o}{\hbar} + \frac{J_o}{\hbar} \left(1 - e^{-t\hbar} \right) + \frac{\partial \hbar}{\partial t} \left(\Gamma^T - \frac{\delta \Theta}{\hbar} \right) . \qquad (6.20)$$

Уравнение для расчета скорости изменения **ћ** получается из выражения (6.12) с учетом (6.17):

$$\frac{\partial \hbar}{\partial t} \,\delta\theta = -0.2 \,Q_o - J_o \Big[1 + e^{-\chi \hbar} - \frac{2}{\chi \hbar} \left(1 - e^{-\chi \hbar} \right) \Big] \,. \tag{6.21}$$

Произведем обезразмеривание системы (6.20) и (6.21), введя соответствующие им масштабы :

$$\frac{\delta \Theta_* \hbar_*}{t_* J_0} \frac{\partial \hat{\theta}}{\partial \hat{t}} = \frac{Q_0}{J_0} \frac{1}{\hat{h}} + \frac{1}{\hat{h}} \left(1 - e^{-\tilde{y} \, \tilde{h}_* \hat{h}} \right) + \\ + \frac{\hbar_*^2 \Gamma^T}{t_* J_0} \frac{\partial \hat{h}}{\partial \hat{t}} - \frac{\delta \Theta_* \hbar_*}{t_* J_0} \frac{\delta \hat{\theta}}{\hat{h}} \frac{\partial \hat{h}}{\partial \hat{t}} , \qquad (6.22)$$

$$\frac{\hbar_*\delta\theta_*}{t_*J_0}\frac{\partial\hbar}{\partial\hat{t}}\delta\theta = -0.2 \frac{Q_0}{J_0} - 1 - e^{-r\hbar_*\hat{t}} +$$

$$+\frac{2}{r\hbar_{*}\hat{\hbar}}(1-e^{-r\hbar_{*}\hat{\hbar}})$$
, (6.23)

где \hbar_* - масштаб толщины слоя конвекции ; $\delta\theta_*$ - масштаб величины скачка температуры на нижней границе слоя конвекции ; t_* - масштаб времени. Крышка над соответствующей переменной обозначает ее безразмерную величину.

Выберем в качестве масштабов следующие величины:

$$\hbar_* = \frac{i}{\gamma} ; \quad \delta \Theta_* = \frac{\Gamma^T}{\gamma} ; \quad t_* = \frac{\Gamma^T}{\gamma^2 J_o} .$$

Тогда в обезразмеренной форме система будет иметь вид

$$\frac{\partial \delta \hat{\theta}}{\partial \hat{t}} = \frac{Q_0}{J_0} \frac{1}{\hbar} + \frac{1}{\hbar} (1 - e^{-\hat{h}}) + \frac{\partial \hat{h}}{\partial \hat{t}} (1 - \frac{\delta \hat{\theta}}{\hbar}) , \qquad (6.24)$$

$$\frac{\partial \hat{h}}{\partial \hat{t}} = \frac{i}{\delta \hat{\Theta}} \left[-0.2 \frac{Q_0}{J_0} - \left(i - \frac{2}{\hat{h}}\right) - e^{-\hat{h}} \left(i + \frac{2}{\hat{h}}\right) \right] . \quad (6.25)$$

Решение системы уравнений (6.24) и (6.25) было произведено численно. При этом использовалась обычная схема Эйлера с перес четом. Исследовалось поведение толщины слоя конвекции, температуры воды в нем при постоянных во времени различных величинах от ношения Q_0/J_0 (рис. 6.3). Задавались начальные значения \hat{k} и $\delta\hat{\theta}$. Расчеты показали, что толщина слоя конвекции монотонно уве личивается со временем, стремясь асимптотически к предельному значению, которое определяется формулой (6.15). Скорость изменения $\hat{\hbar}$ тем больше, чем больше абсолютная величина отношения Q_0/J_0 (рис. 6.3 а, в). На поведение $\hat{\hbar}$ оказывает также суще ственное влияние начальная величина скачка температуры на нижней границе слоя конвекции. Чем больше начальная разность $\delta\theta$, тем меньше изменяется во времени \hbar при прочих равных условиях (рис. 6.3 а. в).

Иначе ведет себя скачок температуры воды (рис. 6.3 б,г). Его эволюция оказалась не монотонной. При больших величинах от – ношения Q_0/J_0 скачок температуры воды вначале убывает, дости – гает своего минимума, а затем начинает медленно увеличиваться



Рис. 6.3. Изменение толщины слоя конвекции (а, в) и скачка температуры воды на его нижней границе (б, г) во времени:

а, б – начальные значения $\hat{\hbar} = 0.2, \delta\hat{\theta} = 0.5;$ в, г – начальные значения $\hat{\hbar} = 0.2, \delta\hat{\theta} = 1.0;$ I – $\mathcal{Q}_{o}/\mathcal{J}_{o} = -0.1; 2 - \mathcal{Q}_{o}/\mathcal{J}_{o} = -0.3; 3 - \mathcal{Q}_{o}/\mathcal{J}_{o} =$ =-0.5; 4 – $\mathcal{Q}_{o}/\mathcal{J}_{o} = -0.7$ (рис. 6.3 б.г, кривне 2,3,4). При малых отрицательных величинах Q_{θ}/J_{0} увеличивается с самого начала. При малых изменениях \hat{h} , которое в этом случае имеет место, увеличение $\delta\theta$ означает прогрев слоя конвекции.

Имея результаты расчетов системы в безразмерных переменных, можно получить истинные значения соответствующих величин, ис пользуя введенные масштабы.

Поведение системы было исследовано при неизменном во времени отношении Q_0/J_0 . Это допущение кажется на первый взгляд нес колько искусственным.Однако следует иметь в виду, что, во-пер вых, при увеличении солнечного прогрева происходит изоляция конвекции от нижележащих слоев воды и, поскольку толщина первого слоя мала, наблюдается его интенсивный прогрев, который влечет за собой усиление испарения, а следовательно, и связанных с ним теплопотерь. В связи с этим постоянство отношения θ_0/J_0 сохраняется в течение дня довольно длительное время. Во-вторых, результаты можно уточнить, разбивая расчетный период на отдельные участки с примерно одинаковыми значениями отношения Q_0/J_0 . При этом в силу универсальности решения можно пользо ваться теми же графиками, что изображены на рис. 6.3. Впрочем учет непостоянства отношения Q_0/J_0 во времени не влечет за со бой никаких принципиальных трудностей при реализации.

Таким образом, сформулированная модель адекватно отражает особенности поведения характеристик приповерхностного слоя океана, возникающих при солнечном прогреве в слабоветренную погоду, и позволяет вскрыть его закономерности. Полученные выводы необходимо учитывать при оценке интенсивности тепло- и солеобмена верхнего слоя с атмосферой, интерпретации данных дистанционного зондирования поверхности океана.

6.3. Моделирование тонкой термохалинной структуры верхнего квазиоднородного слоя при его опреснении осадками

Закономерности формирования тонкой структуры верхнего ква зиоднородного слоя при интенсивных осадках можно исследовать, рассматривая следующую стилизованную картину. Пусть в верхнем слое океана существует развитый перемешанный слой, который мог быть образован динамическим воздействием ветра или конвективным перемешиванием. Если при этих условиях начинается интенсивный дождь, то его влияние на величину потока плавучести через поверхность океана становится доминирующим. Действительно, поток массы через поверхность океана равен $Q_0^{\,\boldsymbol{g}} = - \,\boldsymbol{\alpha} \, Q_0^{\,\boldsymbol{\tau}} + (\,\boldsymbol{\mathcal{H}} - \boldsymbol{O}) \, \boldsymbol{S}_c \, \boldsymbol{\beta} \, ,$

(6.26)

где Q_0^{ρ} - поток массы через поверхность океана; Q_0^{τ} - поток тепла через поверхность океана :

При скорости выпадения осадков, равной 20 мм/ч, и потоке тепла через поверхность океана, равном 5·10⁻³ кал·см⁻²с⁻¹, которые наблюдались Федоровым в Саргассовом море [79], вклад второго члена в правой части выражения (6.26) более чем на по рядок превосходит влияние термического фактора. Тогда на фоне существовавшего ранее однородного слоя будет формироваться рас пресненный слой малой толщины. Последний экранирует от воздействия атмосферы нижележащие слои воды. В результате ниже распрес ненного слоя температура и соленость воды во времени изменяются мало. Предположим, что распресненный слой можно считать квазиоднородным вследствие механического перемешивания, вызванного ветром. Схематически описанная ситуация изображена на рис. 6.4.



Рис. 6.4. Соленость (а) и плотност (б) в приповерхностном слое: I – до начала дождя, 2 – во время дождя

Для получения количественных оценок исследуемого процесса сформулируем одномерную модель распресненного перемешанного слоя.

Уравнение эволюции плотности в распресненном слое следует из уравнений тепло- и солепереноса в нем с использованием линейного уравнения состояния

$$\frac{\partial \rho_c}{\partial t} = \frac{Q_o^P}{\hbar} - \frac{Q_h^P}{\hbar} , \qquad (6.27)$$

где ρ_c - плотность воды в распресненном слое ; Q_k^p - поток массы

на нижней границе распресненного слоя; \hbar - толщина распресненного слоя.

Из выражения (6.27) в предположении о неизменности во времени ρ_{\pm} следует уравнение для аномалий плотности воды в перемешанном слое, возникающих вследствие распреснения при выпадении осадков :

$$\frac{\partial \delta g}{\partial t} = -\frac{Q_o^{\rho}}{\hbar} + \frac{Q_h^{\rho}}{\hbar} , \qquad (6.28)$$

где $\delta \rho = \rho_{\rm R} - \rho_{\rm C}$ ($\rho_{\rm R}$ - плотность воды ниже распресненного слоя, равная плотности воды в однородном слое до начала дождя).

Для замыкания системы уравнений воспользуемся соотношением для вовлечения, установленным лабораторным моделированием перемешивания выпадающих осадков с приповерхностным слоем океана:

$$\frac{\partial \hbar}{\partial t} = \frac{\lambda}{Ri} \ u_{*} \quad , \qquad (6.29)$$

где $Ri = \frac{g\hbar\delta g}{u_a^2 P_c}$ - число Ричардсона; u_n - динамическая скорость в воде, определяемая как сумма слагаемых, обусловленных динамическим воздействием ветра и кинетической энергией капель падающего на поверхность дождя; λ - коэффициент вовлечения.

Коэффициент вовлечения является линейной функцией от числа *Ri*, установленной лабораторным путем. Его величина примерно равна 10⁻³.

Интегрирование (6.29) при нулевых начальных условиях дает :

$$\dot{t} = -\frac{\lambda U_{\kappa}^{3}}{g Q_{\rho}^{p}} \ln \frac{t}{t_{\rho}} , \qquad (6.30)$$

где t - время, отсчитываемое от начала выпадения дождя; t_o - промежуток времени от начала дождя до начала образования слоя распреснения.

Определяя в (6.28) величину Q_{k}^{p} по типу вовлечения, получим :

$$\delta g = -\frac{Q_0^{f}t}{\hbar} \qquad (6.31)$$

Предположим, что аномалии плотности воды обусловлены только распреснением поверхностного слоя за счет дождя. Тогда уравнение (6.28) можно переписать следующим образом :

$$\frac{\partial \delta S}{\partial t} = \frac{O S_0}{\hbar} - \frac{Q_h^S}{\hbar} . \qquad (6.32)$$

Определяя величину Q_{k}^{s} как это традиционно делается при вовлечении, получим:

$$\delta S = \frac{\partial S_c t}{\hbar} \quad . \tag{6.33}$$

При том же допущении вместо уравнения (6.30) имеем :

$$\hbar = \frac{\lambda u_{\star}^{3}}{g_{\beta} O S_{c}} \ln \frac{t}{t_{o}}$$
(6.34)

Подставляя полученное выражение (6.34) в уравнение (6.33) находим :

$$SS = \frac{(O \cdot S_c)^{-} gg}{\lambda u_{\mu}^{3}} \frac{t}{l_{\mu} \frac{t}{t_{\mu}}}$$
(6.35)

Формулы (6.34) и (6.35) позволяют рассчитывать толщину распресненного слоя, образующегося во время выпадения осадков, а также величину распреснения в нем в зависимости от интенсивности дождя, его продолжительности и скорости ветра.

Для тестирования модели воспользуемся упомянутыми выше наблюдениями [79]. По данным наблюдений скорость выпадения осадков продолжительностью I-2 часа составила 20 мм/час. При этом наблюдалось распреснение поверхностного слоя толщиной около I м на 0.5-I.0 % о. Подстановка этих данных наблюдений в формулы (6.34) и (6.35) дает: $\hbar \approx 0.9$ м, а $\Delta S \approx 0.8$ % о (при продолжительности осадков I час, $\beta = 8 \cdot 10^{-4}$ % о, $S_c = 36.00$ % о). Полученные результаты свидетельствуют об адекватности модели реальным данным.

Из приведенных формул следует, что толщина распресненного слоя тем больше, чем интенсивней и продолжительней осадки. Величина распреснения пропорциональна квадрату скорости выпадения осадков и возрастает с увеличением их продолжительности.

Наличие тонкого распресненного слоя, отделяющегося от основной массы верхнего квазиоднородного слоя хорошо выраженным слоем скачка, имеет важные следствия для эволюции ВКС после выпадения осадков. В том случае, если распресненный слой сохраняется в течение длительного времени, скачок плотности препятствует тепло- и солеобмену между распресненным слоем и нижележащими водами. При потоке тепла из атмосферы в океан это приводит к интенсивному прогреву распресненного слоя. К.Н.Федоровым [79] отмечался прогрев приповержностного слоя после дождя величиной до З ^ОС по сравнению с областями, в которых осадков не наблюдалось. В этих условиях особую значимость приобретает вопрос об устойчивости сформировавшейся структуры к динамическому воздействию атмосферы.

Для исследования этой проблемы воспользуемся выражением (6.28) и уравнением баланса энергии турбулентности, проинтегрированным в пределах слоя распреснения:

$$m v_{\star}^{3} + \frac{g}{g_{0}} \frac{Q_{0}^{9} + Q_{\star}^{9}}{2} \hbar = 0$$
, (6.36)

где U_n - динамическая скорость в воде, обусловленная ветровым воздействием; *m* - константа, равная примерно I.O.

Будем иметь в виду, что после прекращения дождя, обуслов – ленный им поток массы через поверхность становится равным нулю. На первый план выходит процесс вовлечения, поскольку в результате действия ветра будет наблюдаться интенсивное заглубление слоя распреснения. Для простоты положим, что $Q_{\rho}^{\rho} = 0$, а поток за счет вовлечения будем рассчитывать как обычно, то есть :

$$Q_{k}^{\rho} = -\delta \rho \, \frac{\partial \hbar}{\partial t} \quad . \tag{6.37}$$

Тогда из уравнения (6.28) следует, что

$$\delta \rho(t) = \delta \rho(0) \frac{\hbar(0)}{\hbar(t)}$$
, (6.38)

где $\delta \rho(t)$ и $\hbar(t)$ - скачок плотности и толщина распресненного слоя в момент времени t, отсчитываемый от момента прекращения осадков; $\delta \rho(0)$ и $\hbar(0)$ - скачок плотности и толщина слоя распреснения в момент прекращения осадков, определяемые по формулам (6.34) и (6.36) или задаваемые по данным наблюдений.

Подставив полученное уравнение для $\delta \rho(t)$ в (6.37), а выраженное таким образом Q_{\pm}^{ρ} в (6.32), будем иметь

$$\hbar(t) = \hbar(0) + \frac{5 v_*^3 \rho_0 t}{g \delta \rho(0) \hbar(0)} \quad . \tag{6.39}$$

Итак, получены формулы для расчета толщины заглубляющегося спресненного слоя и эволюции слоя скачка на его нижней грани – в. Из них следует, что увеличение **ћ** происходит пропорционально кубу динамической скорости и обратно пропорционально величине скачка плотности к моменту прекращения дождя.

Используя формулы (6.38) и (6.39), можно получить оценку времени размывания слоя распреснения под действием ветра. Так, если предположить, что слой исчезает при условии, когда $\delta \rho(t) / \delta \rho(0) \approx 0,1$, то из них следует, что время размывания слоя опреснения составляет

$$t = \frac{2g\,\delta p(0)(\hbar(0))^2}{\rho_0 v_*^3} \quad . \tag{6.40}$$

Из уравнения (6.40) видно, что время существования распресненного слоя тем больше, чем больше скачок плотности на его нижней границе и толщина распресненного слоя, сформировавшиеся в результате выпадения осадков. Это время обратно пропорционально кубу скорости трения, т.е. чем сильнее динамическое воздействие атмосферы, тем быстрее размывается распресненный слой. Если в (6.40) задать характеристики распресненного слоя, рассчитанные выше, то окажется, что через 5 – 6 ч при скорости ветра 5 м/с он станет толщиной около IO м, а аномалия солености в нем составит около 0, I ‰о.

Таким образом, получена группа формул, позволяющая рассчи тывать характеристики приповерхностной структуры океана, форми рующейся при интенсивных осадках, и ее последующую эволюцию по окончании дождя.

6.4. Моделирование структуры приповерхностного слоя с учетом дифференциально-диффузионной неустойчивости

Наличие тонкой термохалинной структуры верхнего слоя океана характерно, как правило, для условий со слабым ветром. Это подтверждают, например, результаты, полученные в ходе натурного экс перимента в рамках ПОЛЭКС [I26], проводимого с 28 января по I4 февраля I974 г. В эксперименте изучалась временная изменчивость термохалинной структуры верхнего слоя океана. Измерения вертикального распределения температуры и солености проводились зонд-батометром "Bissett-Berman"-9040 с научно-исследовательской платформы "Flip" в точке с координатами около 35°36' с.ш. и I55°I5' з.д. Было установлено, что при слабых ветрах, имевших место больщую часть времени эксперимента, верхний квазиоднород ный слой был слабо перемешан. Наблюдались ступенчатая структура, состоящая из большого количества изотермических слоев, инверсий температуры, скомпенсированных распределением солености. В зак -

144

лючительной фазе эксперимента ветер усилился. Тонкая структура ВКС при этом быстро исчезла.

Наличие тонкой термохалинной структуры в ВКС при слабом ветре обусловливает условия для дифференциально-диффузионной неустойчивости. Вклад последней в перемешивание верхнего слоя при слабых ветрах может быть сопоставимым с динамическим воздействием атмосферы или превосходить его. Это обстоятельство необходимо учитывать при построении моделей ВКС для условий слабого ветра.

Существование тонкой структуры ЕКС при слабом ветре делает невозможным воспроизведение его структуры при использовании ин тегральных моделей, которые получили широкое распространение [36,43,96]. Их применение, по-видимому, целесообразно для описа-Федорову [79] : ин ния изменчивости ВКС в двух режимах по тенсивном ветро-волновом перемешивании и конвективном перемешивании. Для режимов со слабым ветром более перспективными являются дифференциальные модели, позволяющие воспроизвести внутреннюю структуру слоя. Важным этапом в этом направлении стала модель суточного цикла в верхнем слое океана, предложенная T.D. Foster [97]. Основу модели составляют уравнения движения и теплопроводности, записанные в плоскости [x, z]. В уравнении теплопереноса учитывалось объемное поглощение солнечной радиации. Коэффициенты турбулентного обмена теплом задавались в виде подгоночного параметра. Было получено, что вскоре после восхода Солнца начинает формироваться теплый слой у поверхности океана. Он стабилизирует водяной столб, и ночная конвекция подавляется. Теплый слой дос тигает своего максимума к середине дня. После захода Солнца процессы охлаждения начинают формировать поверхностный холодный тяжелый слой, возникает конвективная неустойчивость, способствую шая перемешиванию. В течение ночи конвекция развивается, прони -. кает вглубь и достигает максимального развития к восходу Солнца. Модельные эксперименты с различными коэффициентами турбулентного обмена показали, что с увеличением последнего прогрев и интенсивность конвекции уменьшаются. При коэффициенте турбулентности более 400 см² · с⁻¹ скорость турбулентной проводимости тепла дос таточна для того, чтобы конвекция вообще не возникала. Сильным допущением в обсуждаемой модели является то, что в ней не описывается эволюция солености в верхнем слое. Вследствие этого из рассмотрения выпал важный механизм перемешивания, который имеет место в поверхностном слое - конвективная неустойчивость из-за двойной диффузии.

Отмеченный недостаток устранен в модели термохалинной структуры верхнего слоя V.E.Delnore [95]. Скорость изменения температуры ($\boldsymbol{\Theta}$) и солености (S_c) воды в модели при допущении горизонтальной однородности полей $\boldsymbol{\Theta}$ и S_c определяются из уравнений $\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa^{\tau} \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{\partial J_{z}}{\partial z} , \qquad (6.41)$

$$\frac{\partial S_c}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \kappa^s \frac{\partial S_c}{\partial x} , \qquad (6.42)$$

где J_z - поток лучистой энергии.

уравнения (6.41) и (6.42) решались при обычных начальных и граничных условиях :

 $\Pi \mathbf{D} \mathbf{u} \cdot \mathbf{t} = \mathbf{0}$

$$\theta = \theta(\mathbf{x}), \quad S_c = S(\mathbf{x}); \quad (6.43)$$

при $\mathbf{z} = 0$

$$\begin{cases} -\kappa^{T} \frac{\partial \Theta}{\partial z} = \frac{Q_{0}^{T}}{c_{P} g_{0}} , \\ -\kappa^{S} \frac{\partial S_{c}}{\partial z} = (H - O) S_{c} ; \end{cases}$$

$$(6.44)$$

при $\mathbf{z} = H_{\mathbf{p}}$

 $\boldsymbol{\Theta} = \boldsymbol{\Theta}_{\boldsymbol{H}} , \quad \boldsymbol{S}_{\boldsymbol{e}} = \boldsymbol{S}_{\boldsymbol{H}} , \quad (6.45)$

где $\Theta(x)$, $S_c(x)$ - заданные начальные распределения температуры и солености воды; Θ_H , S_H - фиксированные значения температуры и солености воды на некоторой глубине (H_D), до которой не проникают суточные изменения Θ и S_c .

Новым в модели является учет эффекта дифференциально-диффузионной неустойчивости. Последний параметризуется с помощью коэффициентов тепло- и солеобмена. Они представляются в виде суммы двух компонент, обусловленных ветроволновым перемешиванием (K_{W}) и эффектами, связанными с двойной диффузией (K_{WT}^{*}, K_{ms}^{*}), т.е.

 $\begin{cases} \kappa^{T} = \kappa_{W} + \kappa'_{mT} \\ \kappa^{S} & \kappa_{W} + \kappa'_{mS} \end{cases}$ (6.46)

Обусловленная ветроволновым перемешиванием компонента одинакова для тепла и соли и рассчитывается по методу С.А. Китайгородского :

$$\kappa_{W} = (0,14)^{2} \left(\varkappa + \frac{1}{2} \delta \lambda \right)^{\frac{1}{2}} \pi \delta \left(\frac{2\pi g}{\lambda} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{2\pi g}{\lambda}} , \qquad (6.47)$$

где о́ - крутизна волны, λ - длина волны, \mathfrak{Z} - глубина.
Коэффициенты обмена теплом и солями за счет дифференциальнодиффузионной неустойчивости определялись по методу T.G.L. Shirtcliff (1969) [95], в котором

$$\kappa'_{mT} = \sqrt[3]{T} \left[1 + \mathcal{F} \left(\frac{Ra}{Ra_{KP}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{Ra_{KP}}{Ra} \right) \right], \quad (6.48)$$

при Ra > Ra

 $\kappa'_{mT} = \gamma^{T} ; \qquad (6.49)$

при Ra < Ra

$$K'_{ms} = y^{s} + K'_{mT} - y^{T},$$
 (6.50)

где R_{α} – число Релея, рассчитанное по перепаду температуры воды на верхней и нижней границах анализируемого слоя; Ra_{KP} – критическое число Ra, которое можно определить для мо – нотонных возмущений по (2.77), а для колебательных по формуле (2.81); \mathcal{F} – подгоночный параметр, который выбирался таким, чтобы обеспечивались достаточные скорости турбулентной диффузии для устранения типичных статических неустойчивостей, наблюдаемых в океане за время, соответствующее их наблюдаемой продолжительности. Численные эксперименты дали величину \mathcal{F} = 900.

Здесь следует отметить, что в последнее время появились и другие способы, позволяющие находить значения козфициентов обмена теплом и солью при конвекции из-за дифференциально-диффу зионной неустойчивости. Это, например, способ, предложенный D. Kelley [II2]. Правда, Kelley при определении критического числа Релея использовал в качестве вертикального расстояния толщину ступеньки, что вряд ли оправдано. Федоровым [80] были устранены недостатки, присущие методу Kelley и разработан способ определения величин коэффициентов обмена теплом и солью при диффузионной конвекции.

Изложенная модель V.E. Delnore [95] была использована для имитации суточного цикла верхнего слоя субтропического океана $(13^{\circ}08'N, 53^{\circ}51'W)$. Оказалось, что при учете солености, эффектов двойной диффузии гидростатическая неустойчивость в верхнем слое никогда не имеет места. Зато в вечерние часы и ночное время вследствие охлаждения с поверхности условия стратификации таковы, что числа Ra и Rs, рассчитанные по температуре и солености воды в поверхностных слоях (до глубин 15 м), показывают в соответствии с диаграммой (рис. 1.4), что имеет место диффузионная

147

неустойчивость. В эти периоды коэффициенты обмена теплом и солью рассчитывались с учетом конвективной неустойчивости из-за двой ной диффузии по формулам (6.48) и (6.50). Тогда скорость теплои солепереноса в ВКС адекватна наблюдавшейся в реальных услови ях.

Таким образом, опыт применения данной модели свидетельствует о важности процессов, связанных с дифференциально-диффузионной неустойчивостью не только в термоклине, но и в пределах верхнего квазиоднородного слоя.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исследование мелкомасштабной структуры гидрофизических полей верхнего слоя океана охватывает чрезвычайно широкий круг проблем. В этой книге затронута лишь небольшая их часть. Подробно рассмотрен практически только один механизм генерации мелкомасштабных неоднородностей – конвективная неустойчивость.

Путем интегрирования уравнений гравитационной конвекции методом возмущений продемонстрированы особенности эволюции возмущений при различных условиях стратификации. Произведена оценка влияния термодиффузии и диффузионной теплопроводности (перекрестных эффектов) на конвективную устойчивость в океане. Обнаружено интересное явление, заключающееся в том, что эффекты Соре и Дюфо при низких температурах воды и малой солености приводят к возникновению конвективной неустойчивости даже при убывании температуры и увеличении солености с глубиной. Ранее такие условия в морских конвективных системах считались абсолютно устойчивыми.

Сформулирована нелинейная численная модель конвективной неустойчивости. Ее реализация позволила уточнить эмпирические зависимости для величин потоков тепла и соли при солевых пальцах и диффузионной конвекции. Модель позволила также представить картину возникновения потока отрицательной плавучести за счет дифференциально-диффузионной неустойчивости. Эти результаты легли в основу модели формирования ступенчатой структуры в стратифицированной морской среде. Адекватность результатов моделирования подтверждена в ходе натурных экспериментов УЭС ЛГМИ "Профессор Сергей Дорофеев" при исследования внутритермоклинной линзи средиземноморского происхождения.

Расчет косвенных критериев по климатическим и натурным данным показал, что механизм дийференциально-дийфузионной неустойчивости не является частным, а имеет широкое распространение в океане.

Рассмотрена мелкомасштабная структура приноверхностного слоя океана. Предложены простые модели, воспроизводящие его термохалинные неоднородности, возникающие за счет осадков, объемного поглощения солнечной энергии, ночного выхолаживания. Продемонстрировано, что дифференциально-диффузионная неустойчивость

149 -

является важным фактором, обусловливающим перемешивание в пределах ВКС. По рассчитанным элементам термохалинной структуры определена мелкомасштабная структура поля скорости звука. Показаны особенности скорости звука в солевых пальцах, при диффузионной конвекции, при ступенчатой структуре.

В силу ряда допущений, сделанных в моделях, они еще далеки от совершенства. В частности, можно отметить необходимость более тщательного моделирования нелинейной конвекции с меньшими шагами по пространству и времени. Для установления более точных количественных зависимостей для потоков тепла и соли при дифференциально-диффузионной неустойчивости следует провести еще ряд численных экспериментов. Целесообразно также исследовать стадию разрушения ступенчатой структури. Наконец, требуется подчеркнуть важность исследования мелкомасштабной термохалинной структуры в связи с разработкой методов параметризации процессов переноса тепла и соли в стратифированном океане.

Ниже ВКС структурообразование при дифференциально-диффузионной неустойчивости является, по-видимому, одним из основных источников диапикнического перемешивания. Поэтому полученные в книге результати могут послужить основой для использования уже предложенных способов параметризации и разработки новых. Словом, нерешенных вопросов гораздо больше, чем решенных. Мелкомасштабная структура гидрофизических полей – раздел океанографии – стремительно развивающийся. Каждый день появляются новые факты, новые теории. Авторы надеются, что представленная ими работа, подводя некоторый итог проделанному, станет толчком для дальнейших исследований в данном направлении.

Список литературы

- Абрамян Т.О., Кудин А.М. Лабораторное исследование взаимодействия пятен перемешанной жидкости при их растека – нии в стратифицированной среде // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1983. – 19, № 8. – С. 888-891.
- 2. Акустика океана / Под ред. Л.М.Бреховских. М.:Наука, 1974. - 693 с.
- 3. Атлас Атлантического и Индийского океанов. М.: ГУНиО МО СССР, 1977. - 306 с.
- 4. Атлас Северного Ледовитого океана.- М.: ГУНИО МО СССР, 1980.- 184 с.
- 5. Атлас Тихого океана. М.: ГУНИО МО СССР, 1974. ЗІО с.
- Бабий В.И. Мелкомасштабная структура поля скорости звука в океане. - Л.: Гидрометеоиздат, 1983. - 199 с.
- 7. Багимов И.С., БулгаковП.Г., Коротаев Г.К., Пантелеев Н.А., Тимченко А.Н. Экспериментальные исследования тонкой структуры поля температуры в сезонном термоклине // Мор. гидрофиз. исследования.- Севастополь: МГИ АН УССР, 1978.-№ 3.- С. 75-90.
- Варенблатт Г.И. Динамика турбулентных пятен и интрузий в устойчиво стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. Фи зика атмосферы и океана. - 1978. - 14. №2. - С. 195-205.
- 9. Безвержний В.А., Соловьев А.В. Экспериментальные данные о вертикальной структуре нестационарного приповерхностного термоклина // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.
 - 1986.- 22, № I.- С. 7I-77.
- IO. Беляев В.С. О затухании турбулентности в пятне при его растекании в устойчиво стратифицированной жидкости // Океанология. - 1981. - 21, вып. 3. - С. 435-440.
- II. Берестов А.П. и др. Термохалинные, гидрохимические и динамические характеристики интрузионной линзы средиземноморских вод по данным экспедиции "Мезополигон-85" в Тропической Атлантике // Внутритермоклинные вихри в океане. - М.: ИО АН СССР, 1986. - С. 35-49.
- 12. Булгаков Н.П. Конвекция в океане. М.: Наука, 1975. -271 с.

- IЗ. Бенилов А.Ю. О турбулентном механизме формирования тон кой структуры в океане //Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. - 1985. - 21, №9. - С. 973-981.
- 14. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. Конвективная устойчи вость нескимаемой жидкости. – М.: Наука, 1972. – 392 с.
- 15. Гершуни Г.З., Жуховицкий Е.М. О конвективной неус тойчивости двухкомпонентной смеси в поле тяжести // Приклад ная математика и механика. - 1963. - 27, №2. - С. 301-308.
- 16. Гидродинамические неустойчивости и переход к турбу лентности / Под ред. Х.Суинни, Дж.Голлаба. - М.: Мир, 1984. -344 с.
- 17. Гинзбург А.И., Федоров К.Н. Охлаждение воды с поверхности при свободной и вынужденной конвекции // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. - 1978. - 14, № 1. - С. 79-87.
- 18. Гинзбург А.И., Федоров К.Н. Термическое состояние пограничного слоя охлаждающейся воды при переходе от свободной конвекции к вынужденной // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. – 1978. – 14, №7. – С. 778-785.
- 19. Грегг М.С. Микроструктура в океане // Наука об океане.-М.: Прогресс, 1981.- С. 219-244.
- 20. Грибанов В.А., Скворцов Г. Е., Тимохов Л.А. Перекрестные процессы при турбулентной диффузии тепла и соли // Тонкая структура и синоптическая изменчивость морей и океа – нов:Тез.докл. на II Всесоюзном симпозиуме. – Таллин, 1984. – С. 133-135.
- 21. Гухман А.А. Применение теории подобия к исследованию процессов тепло- массообмена.- М.: Высшая школа, 1974.-327 с.
- 22. Де Гроот С., Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. - 456 с.
- 23. Доронин Ю.П. Взаимодействие атмосферы и океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1981. - 288 с.
- 24. Доронин Ю.П. Тепловое взаимодействие атмосферы и гидросферы в Арктике. - Л.: Гидрометеоиздат, 1969. - 289 с.
- 25. Егорихин В.Д., Иванов Ю.А., Корт В.Г. и др. Внутритермоклинная линза средиземноморской воды в тропической части Северной Атлантики // Океанология. - 1987. - 27, вып. 2. -С. 165-175.
- 26. Журбас В.М. О тонкой структуре плотностного соотношения в главном термоклине океана // Океанология. 1985. 25, вып. 2.
 С. 215-218.
- 27. Журбас В.М., Озмидов Р.В. Формы ступенчатых структур океанского термоклина и механизмы их генерации // Океаноло гия. - 1984. - 24, вып. 2. - С. 197-204.

- 28. Зацепин А.Г. О коллапсе стратифицированных пятен // Докл. АН СССР.- 1982.- 265, №2.- С. 460-463.
- 29. Зацепин А.Г., Федоров К.Н. Об условиях формирования тонкой структуры в океане путем коллапса перемешанных пятен // Докл. АН СССР.- 1980.- 252. №4.- С. 989-992.
- 30. Зацепин А.Г., Федоров К.Н., ВоропаевС.И., Павлов А.М. Экспериментальные исследования растекания перемешанного пятна в стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. - 1978. - 14, №2. - С. 234-237.
- 31. Зилитинкевич С.С. Теоретическая модель проникающей турбулентной конвекции // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. - 1987. - 23. №6. - С. 593-610.
- 32. Зилитинкевич С.С., Реснянский Ю.Д., Чаликов Д.В. Теоретическое моделирование верхнего слоя океана // Итоги науки и техники. Механика жидкости и газа. – 1978. – 12. – С. 5-51.
- 33. Иванов А. Поглощение солнечной энергии в океане // Моделирование и прогноз верхних слоев океана / Под ред. Э.Б. Крау са. - Л.: Гидрометеоиздат, 1979. - С. 64-90.
- 34. Исследование Южной части Норвежского моря (І-й Атлантический рейс УЭС "Профессор Сергей Дорофеев"/ Под ред. Клюй кова Е.Ю. и др. - М.: Гидрометеоиздат, 1987. - 246 с.
- 35. Каган Б.А., РябченкоВ.А., Чаликов Д.В. Параметризация деятельного слоя в модели крупномасштабного взаимодействия океана и атмосферы // Метеорология и гидрология. – 1979. - № 12.- С. 67-76.
- 36. Калацкий В.И., Нестеров Е.С., Филипов Ю.Г. Модель расчета короткопериодных изменений поля температуры в деятельном слое океана //Вопросы динамики океана. - Л.: Гидрометео издат, 1984. - С. 156-164.
- 37. Каменкович В.М. Основы динамики океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1973. - 239 с.
- 38. Каменкович В.М., Кошляков М.Н., Монин А.С. Синоптические вихри в океане. - Л.: Гидрометеоиздат, 1982. - 263 с.
- 39. Каменкович В.М., Монин А.С. Основные положения термогидромеханики океана // Океанология. Физика океана. Т. І. Гидрофизика океана. - М.: Наука, 1978. - С.85-II2.
- 40. Карлин Л.Н. Математическое моделирование мелкомасштабной термохалинной структуры верхнего слоя океана // Механизмы генерации мелкомасштабной турбулентности в океане : Тез. докл. II Всесоюз. симпозиума. - Калининград, 1985. - С. 50-52.
- 41. Карлин Л.Н., Клюйков Е.Ю. Матеметическое молелирова ние элементов тонкой структуры океана // Тез. докл. II Все -

союз. съезда советских океанологов. Вып. 2. Физика и химия океана.- Севастополь, 1982.- С. 192-193.

- 42. Карлин Л.Н., Клюйков Е.Ю., Виленкин С.И. Матема тическое моделирование формирования тонкой структуры океана // Вопросы эффективности гидрометеорологических исследова ний. - Л.: Изд. ЛИ. 1987. - вып. 96. - С. 93-107.
- 43. Карлин Л.Н., Клюйков Е.Ю., Кутько В.П., Стасенко В.Н. Изменчивость термохалинной структуры верхних слоев океана. - Обнинск, 1984. - 186 с.
- 44. Карлин Л.Н. Клюйков Е.D., Провоторов П.П., Путинцев В.П., Стасенко В.Н., Трофимов О.А. О горизонтальной и временной изменчивости элементов тонкой структуры полей температуры и солености в верхнем слое моря // Тез. докл. II Всесоюз. съезда советских океанологов. Вып. І. Физика и химия океана. - Севастополь, 1982. - С. 86.
- 45. Карлин Л.Н., Клюйков Е.Ю., Путинцев В.П., Стасен ко В.Н., Трофимов О.А. О некоторых особенностях тонкой тер мохалинной структуры Японского моря // Методы и средства исследования Мирового океана. - Л.: Изд. ЛИ, 1984. - вып. 87. -С. 68-71 (ЛГМИ).
- 46. Кофи С.Дж. Экспериментальные данные о пограничном слое ат мосферы // Атмосферная турбулентность и моделирование распространения примесей / Под ред. Ф.Т.М. Ньистадта, Х. Ван Допа.-Л.: Гидрометеоиздат, 1985.- С. 126-172.
- 47. Крестовников А.Н., Вигдорович В.Н. Химическая термодинамика. – М.: Научно-техн. изд. литературы по черной и цветной металдургии, 1962. – 275 с.
- 48. Кутько В.П., Галеркин Л.И., Олейников С.А., Пан филова С.П., Степанов В.Н., Щербинин А.О.Климатические ха рактеристики скорости звука в северной части Атлантического океана.- М.: Гидрометеоиздат, 1984.- 146 с.
- 49. Кутько В.П., Макашин В.П. Исследование тонкоструктур ной активности вод океана // Обзорная информация. Гидрометеорология. Сер. Океанология. – Обнинск, 1984. – вып. 1. – 34 с.
- 50. Кутько В.П., Макашин В.П., Перескоков А.И. К использованию климатических данных для диагностики развития дифференциально-диффузионной конвекции в океане // Тр.ВНИИГМИ -МЦД. – 1987. – Вып. 139. – С. 81-86.
- 51. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 5. Статистическая физика. – М.: Наука, 1964. – 567 с.
- 52. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. II. Гидродинамика. – М.: Наука, 1966. – 733 с.
- 53. Левиков С.П. О механизмах генерации турбулентности внут -

ренними волнами в океане // Тр. ГОИН.- 1980.- № 154.-С. 105-118.

- 54. Мадерич В.С., Никишев В.И. Диффузионно-вязкая стадия растекания перемещанных пятен в стратифицированной жидкости // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. 1986. 22, №6. С. 656-658.
- 55. Мамаев О.И. *Т. S* анализ вод Мирового океана. Л.: Гидрометеоиздат, 1970. - 364 с.
- 56. Моисеев Г.А. Ступенчатая структура и вертикальное пере мешивание в деятельном слое северо-западной части Тропичес кой Атлантики // Морской гидрофизический журнал. 1986. №3.
 С. 31-38.
- 57. Монин А.С., Озмидов Р.В. Океанская турбулентность.-Л.: Гидрометеоиздат, 1981.- 320 с.
- 58. Монин А.С., Федоров К.Н. О тонкой структуре верхнего слоя океана // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.-1973.- 9, №4.- С. 442-444.
- 59. Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Часть І.- М.: Наука, 1965.- 639 с.
- 60. Научно технический отчет о работах в 7-м Атлантическом рейсе УЭС "Профессор Сергей Дорофеев" // Рукописи ЛГМИ.- Л., 1987.- 297 с.
- 61. Ниилер П.П., Краус Э.Б. Одномерные модели верхнего слоя океана // Моделирование и прогноз верхнего слоя океана / Под ред. Э.Б. Крауса. - Л.: Гидрометеоиздат, 1979. - С. 175-208.
- 62. Озмидов Р.В. Мелкомасштабная турбулентность и тонкая структура гидрофизических полей в океане // Океанология.-1983.- 23, вып. 4.- С. 533-537.
- 63. Океанографические таблицы. Л.: Гидрометеоиздат, 1975. – 477 с.
- 64. Охотников И.Н. Модель вертикального обмена в океане при наличии тонкой структуры // Инф. бюллетень по проблемам изу чения химич., физич., биолог. и др. процессов. 1984. № 18.
 С. 46-48.
- 65. Охотников И.Н., Пантелеев Н.А. Сдвиговая неустойчивость внутренних волн и вертикальный обмен в океане // Морс кой гидрофизический журнал. - 1985. - №3. - 13-20.
- 66. Пака В.Т., Федоров К.Н. О влиянии термической структуры верхнего слоя океана на развитие турбулентности // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.- 1982.- 18, № 2.- С. 178-184.
- 67. Перескоков А.И. Особенности температурного и соленост ного влияний на плотность воды в Северной Атлантике // Тр. ВНИИГМИ-МЦД.- 1984.- Вып. IOI.- С. 40-45.

- 68. Попов Н.И., Федоров К.Н., Орлов В.М. Морская вода.-М.: Наука. 1979.- 327 с.
- 69. Ростов И.Д., Жабин И.А. Фоновые условия стратификации для развития процессов двойной диффузии в северной части Тихого океана // Морской гидрофизический журнал.- 1986.- № 1.-

C. 36-41.

- 70. Роуч П. Вычислительная гидромеханика. М.: Мир, 1980. -616 с.
- 71. Румянцев В.А., Разумов Е.В., Зилитинкевич С.С. Параметризованная модель сезонных изменений температуры и условия перемешивания в озере. - Л., 1986. - 72 с. - (Препринт / АН СССР. Институт озероведения).
- 72. Соловьев А.В. О вертикальной структуре тонкого поверхностного слоя океана при слабом ветре // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. - 1982. - 18, № 7. - С. 751-759.
- 73. Соловьев А.В. Тонкая термическая структура поверхностного слоя океана в районе "ПОЛИМОДЕ-77" // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана. - 1979. - 15, № 7. - С. 750-757.
- 74. Степанов В.Н. Океаносфера. М.: Мысль, 1983. 270 с.
- 75. Степанов В.Н., Шагин В.А. Типы изменения солености воды по вертикали в Мировом океане // Докл. АН СССР.- 1961.-136, № 4.- С. 927-930.
- 76. Тарасюк Ю.Ф., Потапов А.В. Явления тонкой структуры акустического поля в океане // Морской сборник. – 1982. – Вып. 2. – С. 78-80.
- 77. Тернер Дж. Эффекты плавучести в жидкости. М.: Мир, 1977. - 431 с.
- 78. Федоров К.Н. Изопикнический эффект локального турбулент ного перемешивания в океанском пикноклине // Докл. АН СССР.-1983.- 271,№ 5.- С. 1230-1234.
- 79. Федоров К.Н. О физической структуре поверхностного слоя океана // Метеорология и гидрология.- 1981.- № 10.- С. 58-66.
- 80. Федоров К.Н. Толщины слоев и коэффициенты обмена при послойной конвекции в океане // Докл. АН СССР. 1986. 287, № 5.
 С. 1230-1233.
- 81. Федоров К.Н. Тонкая термохалинная структура вод океана.-Л.: Гидрометеоиздат, 1976.- 184 с.
- 82. Федоров К.Н. Тонкая термохалинная структура гидрофизических полей в океане // Океанология. Физика океана. Т. І. Гид – рофизика океана. - М.: Наука, 1978. - С. II3-I47.
- 83. Федоров К.Н. Условия стратификации и конвекции в виде солевых пальцев в океане // Докл. АН СССР.- 1984.- 275, № 3.-С. 749-753.

- 84. Федоров К.Н. Физическая природа и структура океанических фронтов. – Л.: Гидрометеоиздат. 1983. – 296 с.
- 85. Федоров К.Н., Пака В.Т., Гамсахурдия Г.Р., Емельянов М.В. Анализ серии конвективных ступенек в температурной инверсии в море // Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана.-1986.- 22. № 9.- С. 969-978.
- 86. Федоров К.Н., Перескоков А.И. Типизация термохалинных условий стратификации в Мировом океане // Метеорология и гидрология. - 1986. - № 12. - С. 71-78.
- 87. Шапошников И.Г. К теории конвективных явлений в бинар ной смеси // Прикладная математика и механика. - 1953. - 17,
 № 5. - С. 604-610.
- 88. Armi L., Z e n k W. Large lenses higle saline mediterranen water // J. Phys. Oceanogr.- 1984.- 14.- P. 1560-1575.
- 89. Baines P.G., Gill A.E. On thermohajine convection with liner gradients // J. Fluid Mech.- 1969.- N 37.-P. 289-308.
- 90. C a l d w e l l D.R. Experimental studies on the onset of thermochaline convection // J. Fluid Nech.- 1974.- N 64, pt. 2.- P. 347-367.
- 91. Caldwell D.R. Measurements of negative thermal diffusion coefficients by observing the onset thermohaline convection // J. Phys. Chemistry.- 1973.- 77. N 16.- P. 2004-2008.
- 92. C a 1 d w e 1 1 D.R. Thermal and fichian diffusion in NaCl of oceanic concentration // Deep Sea Res.- 1973.- 20.-P. 1029-1039.
- 93. D e a r d o r f J.W., W i l l i s G.E. Further results from a laboratory model of the convective planetary boundary layer // Boundary-Layer Meteorol.- 1985.- 32.- P.205-236.
- 94. Deardorf J.W., Willis G.E., Strockton P. Laboratory studies of the entrainment zone of a convectively mexed layer // J. Fluid Mech.- 1980.- 100.- P. 41-64.
- 95. D e l n o r e V.E. Numerical simulation of thermohaline convection in the upper ocean // J. Fluid Mech.- 1980.- 96, N.4.- P. 803-826.
- 96. F e d o r o v K.N. On the summer daily heating and diurnal heat budget of the upper ocean layer // Studi in onore di giuseppina Aliverti. Instituto universitario Navale di Napoli.- Napoli, 1972.- P. 27-40.
- 97. F o s t e r T.d. A convective model for the diurnal cycle in the upper ocean // J. Geophys. Res.- 1971.- 76, N. 3.-P. 666-675.
- 98. Frye N.W., Pugh I.D. A new equation for the speed of

sound in sea water // J. of the Acoustical Sosienty of Ame - rica.- 1971.- 50, N.1, pt.2.- P. 384-386.

- 99. G a r g e t t A.E. An investigation of the occurrence of oceanic turbulence with respect to fine-structure // J.Phys. Oceanogr.- 1976.-6.- P. 139-156.
- 100.G a r g e t t A.E., 0 s b o r n T.r. Small-scale shear measurements during in the fine and microstructure experiment (Fame) // J. Geophys. Res.- 1981.- 86, N. C3.-P. 1929-1944.
- 101.G a r g e t t A.E., S c h m i t t R.W. Observations of salt fingers in the antral waters of the Eastern North Pacific // J. Geophys. Res.- 1982.- 83,N. C10.- P. 8017-8029.
- 102.G a r r e t t C., M u n k W. Space-time scales of internal waves // Geophys. Fluid Dyn.- 1972.- N. 4.- P. 225-264.
- 103.G i b s o n C.H. Fossil temperature, salinity and vorticity turbulence in the ocean // Mar. Turbul. Prac. Int. Collog. Ocean. Hydrodyn. Lilge.- Amsterdam e.a., 1980.- N. 154.-P. 105-108.
- 104.G i b s o n C.H. Fossil turbulence and internal waves // Nonlinear. Prop. Intern. Waves, Workshop. San Diego, Calif., Febr., 27-29, 1981.- New York, 1981.- P. 159-179.
- 105.G r e g g M.C. Entropy generation in the ocean by smallscale mixing // J. Phys. Oceanogr.- 1984.- 14, N. 4.-P. 685-711.
- 106.G r e g g M.C. Oceanic fine and microstructure // Reviews of Geophysics and Spacephysics.- 1975.- 13.- P. 586-591.
- 107.G r e g g M.C., M e l b u r n G. B r i s c a e. Interenal waves, finestructure, microstructure and mixing in the ocean // Reviews of Grophysics and Space Physics.- 1979.-17, n. 7.- F. 1524-1548.
- 108.H o l y e r J.J. Double-diffusive interleaving due to horizontal gradients // J. Fluid Mech.- 1983.- 137.- P. 347-362.
- 109. Huppert H.E. On the stability of doyble-diffusive layers // Deep-sea Res. - 1971. - 18. N. 10. - P. 1005-1022.
- 110. Hurle D.T.J., Jakeman E. Soret-driven thermo solutal convection // J. Fluid Mech.- 1971.- 47.-P. 667-687.
- 111. J o y c e T.M. Marginally unstable salt fingers: Limits to growth // J. Mar. Res.- 1982.- 40.- P. 291-306.
- 112. K e l l e y D. Effective diffusivities within oceanic thermohaline straicases // J. Geophys. Res.- 1984.- 89, N. 20.- P. 10484-10488.
- 113. L i n d e n P.F. The formation and destructia of fine-

structure by double-diffusive processes // Deep-Sea Res.-1976.- 23, N. 10.- P. 895-908.

- 114. M a g n e l l B. Salt fingers observed in the mediterra nean outflow region (34° N, 11° W) using a towed sensor // J. Phys. Oceanogr.- 1976.- 6.- P. 511-523.
- 115. Marmorine G.O., Caldwell D.R. Heat and salt transport through a diffusive thermohaline interface // Deep-Sea Res.- 1976.- 23.- P. 59-67.
 - 116. M c D o u g a l l T.J. Double-diffusive convection cau sed by coupled molecular diffusion // J. Fluid Mech.- 1983. - 126.- P. 379-397.
 - 117. Molcard R., Williams A.J. Deep stepped structure in the Tyrrhenian Sea // Mem. Soc. Roy. des Sciences de Liege.- 1975.- 6(VIII).- P. 191-210.
 - 118. 0 a k e y N.S., E l l i o t t J.A. The variability of temperature gradient microstructure observed in the Danmark Strait // J. Geophys. Res.- 1980.- 85, N. 4.- P. 1933-1944.
 - 119. Piacsek S.A., Toomre J. Nonlinear evolution and structure of salt fingers // In Marine Turbulence / ed. Nihoul J.C., J.- 1980.- P. 193-219.
 - 120. P l a t t e n J.U., C h a v e p e v e r G. Soret driven instability // Phys. of Fluids.- 1972.- 15, N.9.- P. 1555-1557.
 - 121. Posmentier E.S., Kirwan A.D., J. The role of double-diffusive interleaving in mesoscale dynamics: An hypothesis // J. Mar. Res. - 1985. - 43. - P. 541-552.
 - 122. R u d d i c k B.A. A practical indicator of the stability of the water column to double-diffusive activity // Deep -Sea Res.- 1973.-30, N.10.- P. 1105-1107.
 - 123. S h i r t c l i f f T.G.L. Thermosolutal convection observation of an overstab mode // Nature.- 1987.- 213.- P. 50 -75.
 - 124. S c h m i t t R.W. Flux measurements on salt fingers at an interface // J. Mar. Res.- 1939.- 37.- P. 419-436.
 - 125. S c h m i t t R.W., Jr., E v a n s D.L. An estimate of the vertical mixing due to salt fingers based on observations in the North Atlantic Central water // J. Geophys. Res.-1978.- 83, N.C6.- P.2913-2919.
 - 126. S i m p s o n J.J., P a u l s o n C.A. Observations of upper ocean temperature and salinity structure during POLE Experiment // J. Phys. Oceanogr.- 1979.- 9, N.5.- P. 869 -884.

- 127. S t e r n M.E. Salt-finger convection and energetics of the general circulation // Deep-Sea Res.- 1969.- Suppl. to 16.- P. 263-267.
- 128. S t e r n M.E. The "salt fountain" and thermohaline convection // Tellus.- 1960.- N.12.- P. 172-175.
- 129. To ole J.M., Georgi D.T. on the dynamics and effects of double-diffusively driven intrusions // Progress in Oceanography.- 1981.- 10, N.2.- P. 123-141.
- 130. Turner J.S. Convection in multicomponent sistems // Natur Wissenschaften.- 1985.- 72, N.2.- P: 70-75.
- 131. Turner J.S. Double-diffusive intrusions into a density gradient // J. Geophys. Res.- 1978.- 83.- P. 2887-2901.
- 132. Turner J.S. Salt fingers across a density interface // Deep-Sea Res.- 1967.- 14. N.15.- P. 599-611.
- 133. Turner J.S. The coupled turbulent transports of salt and heat across a sharp density interface // Inter. J. Heat Mass Transfer.- 1965.- 8.- P. 759-769.
- 134. V a r m a K.K. Double-diffusion and the fine structures in the sea // Mahasagar-Bulletin of the National Institute of Oceanography - 1979. - 12, N.3. - P. 141-148.
- 135. V e r o n i s G. Penetrative convection // Astrophys.-1963.- 137.- P. 641-663.
- 136. Williams A.J. Images of ocean microstructure // Deep-Sea Res.- 1975.- 22.- P. 811-829.
- 137. Williams A.J. Salt finger observations in the mediterranean outflow // Science. - 1974. - 185. - P. 941-943.
- 138. W i l l i a m s A.J. The role of double-diffusion in a Gulf Stream frontal intrusion // J. Geophys. Res. - 1981.-C 86, N.3.- P. 1917-1928.
- 139. W o o d s J.D. Diurnal and seasonal variations of convec tion in the wind-mixed layer of ocean // Quart. J. Roy. Meteorol. Soc.- 1980.- 106, N.449.- P. 379-393.
- 140. W u J. Mixed region collapse with internal wave generation in a density-stratified medium // J. Fluid Mech.- 1969.-35, pt./.- P. 531-544.
- 141. Z i l i t i n k e v i c h S.S., D e a r d o r f J.W. Si milarity theory for the planetary boundary layer of timedependent height // J. Atmos. Sci.- 1974.- 31, N.5.-P. 1449-1452.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисло	ОВИЕ	3∴
Список о	обозначений	.8
Глава	I. ПРИРОДА МЕЛКОМАСШТАЕНОЙ СТРУКТУРЫ ВЕРХНЕГО СЛОЯ	
	ОКЕАНА	II
	I.I. Элементы мелкомасатабной структуры температуры	
	и солености воды в океане	·II
	1.2. Механизмы формирования мелкомасштабной термоха-	
•	линной структуры верхнего слоя океана	12
	I.3. Мелкомасштабная структура акустического поля в	
	верхнем слое океана	2I
Глава	2. ВЛИЯНИЕ ЭФФЕКТОВ СОРЕ И ЛЮФО НА ЛИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-	-
	ЛИФФУЗИОННУЮ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В ОКЕАНЕ	25
	2. І. Уравнения гидродинамики для морской воды	25
	2.2. Молекулярные потоки тепла и соли в морской воде	27
	2.3. Влияние термодиффузии и диффузионной теплопро-	
	водности на конвективную устойчивость в океане	35
Глава	3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ КОНВЕКЦИИ - ВСЛЕДСТВИЕ	
•	ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ДИФФУЗИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ	48
	З.І. Нелинейная модель конвекнии, формирующейся в	
	результате дифференциально-диффузионной неус-	
	тойчивости	48
	3.2. Моделирование конвекции в виде солевых пальцев	5I [°]
	3.3. Моделирование диффузионной конвекции	65
Глава	4. МОДЕЛИРОВАНИЕ СТУПЕНЧАТОЙ СТРУКТУРЫ ТЕРМОКЛИНА	79
	4.1. Модель формирования ступенчатой структуры в ре-	
	зультате дифференциально-диффузионной конвекции	79
	4.2. Численное моделирование ступенчатой структуры	•
	океана	9İ
	4.3. Наблюдаемая ступенчатая структура на границах	
	интрузий	99
	4.4. Формирование тонкой термохалинной структуры	
	вследствие коддалса перемешанных пятен	I06

Глава	5. РАСПРОСТРАНЕННОСТЬ УСЛОВИ КОНВЕКТИВНО И НЕУСТОЛЧИ-	TT4
	5.I. Параметризация тонкой структуры полей температу-	
	ры и солености воды	114
	5.2. Возможность применения косвенных критериев с использованием климатических данных	117
	5.3. Распространенность условий конвективной неустой- чивости в Мировом океане	120
Глава	6. МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕЛКОМАСШТАЕНОМ ТЕРМОХАЛИННОИ СТРУКТУРЫ ВЕРХНЕГО КВАЗИОДНОРОДНОГО СЛОЯ ОКЕАНА	I2 8
	6.1. Мелкомасштабные неоднородности термохалинной структуры верхнего слоя океана	I28
	6.2. Моделирование тонкой термической структуры ква- зиоднородного слоя при объемном поглощении сол-	T30
4. ⁴	нечной радиации и охлаждении с поверхности 6.3. Моделирование тонкой термохалинной структуры воручего квазиолнорольское слоя нри его окресне-	100
	нии осадками	139
	6.4. Моделирование структуры приповерхностного слоя с учетом дифференциально-диффузионной неустой-	
	чивости	I44
Заключе	ние	149
CUNCOR	литературы	T9.4

Монография •

Л.Н.Карлин, Е.Ю.Клюйков, В.П.Кутько

МЕЛКОМАСШТАННАЯ СТРУКТУРА ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ВЕРХНЕТО СЛОЯ ОКЕАНА

Редактор Н.С.Никольская

Техн.редактор Н.А.Низяева

Корректоры Л.Б.Афанасьева, А.М.Меретукова Подписано к печати 22.02.1988 г. Т - 00723 Формат 60х90^I/16 Бумага картограф. Печать офсетная Усл.печ.л. 10,25 Усл.кр.-отт. 10,64 Уч.-изд.л. 10,65 Тираж 730 Зак. 316 Индекс М-М-219 Цена 65 к. Московское отделение Гидрометеоиздата 123436 Москва, ул.Маршала Рыбалко, д.8 Фабрика офсетной печати ЕНИИТМИ-МЦД, г. Обнинск

IJIN SAMETOK

đ,