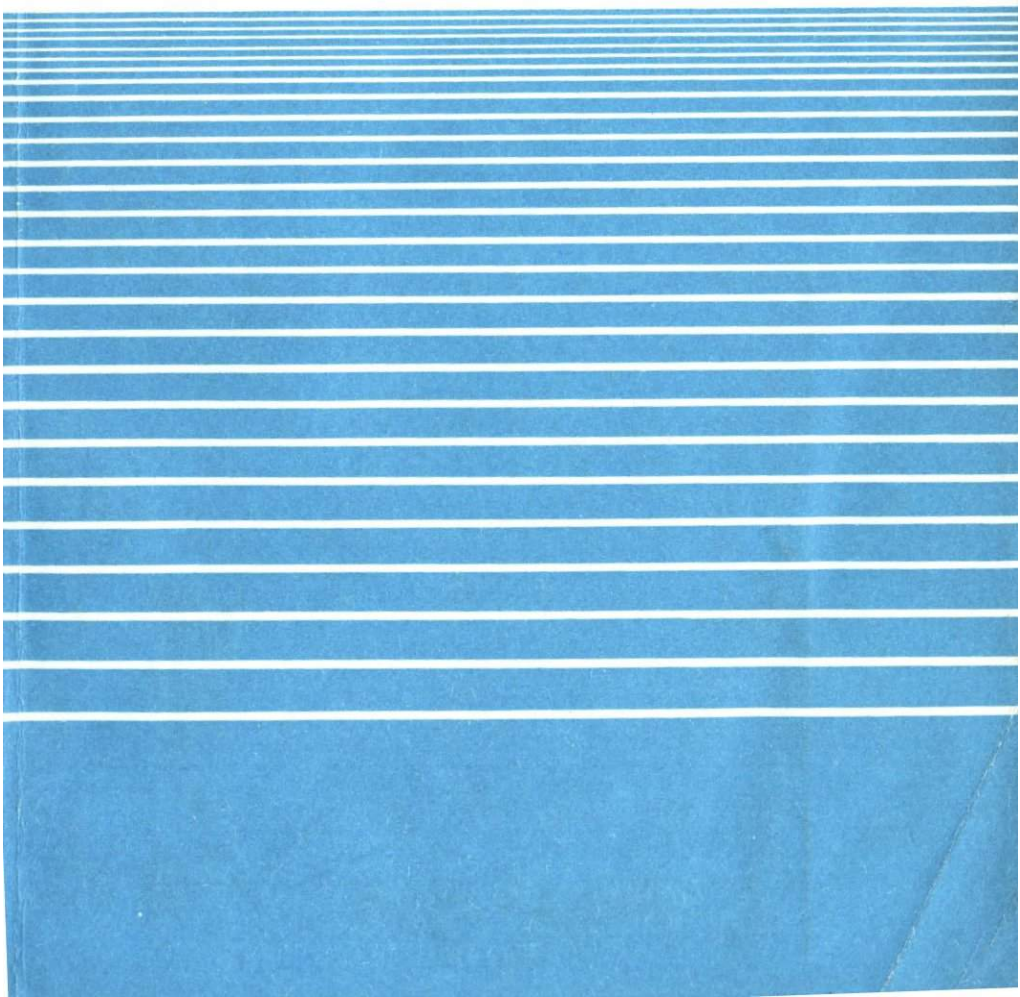
ТЕРМО-ДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЛУБОКИХ ОЗЕРАХ



АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ИНСТИТУТ ОЗЕРОВЕДЕНИЯ

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ В ГЛУБОКИХ ОЗЕРАХ

3809

ЛЕНИНГРАД
«НАУКА»
ЛЕНИНГРАДСКОЕ ОТДЕЛЕНИЕ
1981

УДК 541.18 + 550.373 + 551.48

Термодинамические процессы в глубоких озерах. Рянжин С.В., Филатов Н.Н., Михайлов Ю.Д. и др. Л., „Наука", 1981. 222 с.

В монографии приводятся результаты экспериментальных исследований циркуляций Ленгмюра: их генерации, кинематики, пространственно-временной изменчивости, роли в формировании деятельного слоя озера. Представлены данные измерений характеристик мелкомасштабной турбулентности. Рассчитаны коэффициенты вертикального турбулентного обмена, спектры, скорости диссипации турбулентной энергии и зависимости этих параметров от фоновых условий. Приводятся некоторые модели турбулентного перемешивания. Показаны особенности тонкой структуры, ее влияние на процессы перемешивания и вихревая структура поля течений в переменных Лагранжа и Эйлера. Рассматриваются методика измерений ротора скорости течений и экспериментальные динамические и статистические характеристики фоновых флуктуаций электрического поля водных масс. Описан аппаратурный комплекс (турбулиметры, буксируемые и зондирующие устройства ВНИИФТРИ и АОИОАН, вихремер ИЗМИРАН). Лит. – 235 назв., илл. – 101, табл. – 19.

Ответственные редакторы

А.А.Дмитриева, Ю.Д.Михайлов

Т $\frac{20806-663}{055(02)-81}$ 341-81. 1904030200.

© Издательство „Наука", 1981 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Стр.

Предисловие (Ю.Д.Михайлов) 5

Глава 1. О спектрах термодинамических процессов в озерах
1.1. Некоторые вопросы взаимодействия в системе атмосфера-озеро (В.Л.Алексеев) 8
1.2. О спектрах движений в крупных озерах (Н.Н.Филатов, С.В.Рянжин) 13
Литература 21

Глава 2. Особенности структуры термодинамических полей 23
2.1. О структуре поля температуры поверхностного слоя и тонкой стратификации в озере (Ю.Д.Михайлов, В.В.Горбачев) 23
2.2. Пространственно-временная изменчивость температуры, вертикального градиента температуры, модуля скорости и направления течения (Ю.Д.Михайлов, В.В.Горбачев) 30
2.3. Вихревое движение вод в северной части Ладожского озера (Ю.Д.Михайлов) 36
Литература 43

Глава 3. Циркуляции Ленгмюра (С.В.Рянжин) 45
3.1. Циркуляции Ленгмюра и многообразие упорядоченных циркуляционных структур 46
3.2. Циркуляции Ленгмюра по современным представлениям 49
3.3. Вертикальные движения в циркуляциях Ленгмюра 51
3.4. Энергия вертикального потока, глубина проникновения циркуляций и вертикальный турбулентный обмен 57
3.5. О механизме переноса взвешенной примеси и пузырьков воздуха циркуляциями Ленгмюра 62
3.6. Энергия горизонтального потока и место циркуляций в широком спектре движения 71
3.7. Продольное и поперечное движения. Напряжения Рейнольдса и горизонтальный турбулентный обмен 83
3.8. Кинематика горизонтального движения и компоненты завихренности 88
3.9. Форма циркуляций и устойчивость верхнего квазиоднородного слоя. Дисперсионные соотношения 95
3.10. Размеры циркуляционных ячеек Ленгмюра и фоновые условия 100
3.11. Распределение циркуляционных ячеек по размерам 103
3.12. Поле циркуляционных ячеек как физическая система дискретного типа. Групповая структура циркуляций Ленгмюра 109
3.13. Поле ячеек затухающих циркуляций Ленгмюра 114
Литература 121

Глава 4. Исследование мелкомасштабной турбулентности в озерах
4.1. Экспериментальные исследования турбулентности озер (Н.Н.Филатов) 127

4.2. Спектральная структура мелкомасштабной турбулентности в озере (Н.Н.Филатов, Л.В.Зайцев) 128
4.2.1. Спектральная структура мелкомасштабной турбулентности в прибрежной зоне озера 131
4.2.2. Спектральная структура мелкомасштабной турбулентности в глубоководной зоне озера 134
4.3. Скорость диссипации турбулентной энергии (Н.Н.Филатов) 135
4.4. Коэффициенты вертикального турбулентного обмена в озерах по экспериментальным данным (Л.В.Зайцев, Н.Н.Филатов) 139
4.5. Моделирование вертикального турбулентного обмена (Л.В.Зайцев, И.П.Карпова, Н.Н.Филатов) 141
4.5.1. Модель турбулентности эпилимниона при сдвиге скорости течений 143
4.5.2. Модель турбулентности эпилимниона при обрушении поверхностных волн и диффузии турбулентности 145
4.5.3. Некоторые другие модели турбулентности 147
4.6. К вопросу о численном моделировании вертикальной структуры гидрофизических полей Ладожского озера (А.Ю.Тержевик) 153
4.7. Внутренние волны и турбулентность в озерах (Н.Н.Филатов, Л.В.Зайцев, С.Р.Стефанов, В.И.Савагов, Н.П.Виноградская) 156
4.8. Основные результаты проведенных и перспективы дальнейших исследований турбулентности в озерах (Н.Н.Филатов) 168
Литература 170

Глава 5. Методика и аппаратура экспериментальных исследований термодинамических процессов
5.1. Измерительный комплекс для изучения характеристик водной среды (В.Г.Масляный, В.И.Савагов, С.Р.Стефанов) 174
5.2. Исследование структуры турбулентности в лабораторных условиях (Н.К.Шелковников, Л.А.Букина, П.В.Миронов) 179
5.3. Методика постановки экспериментов по изучению мелкомасштабной турбулентности в озерах (Л.В.Зайцев) 186
5.4. Оценка погрешностей при термоанемометрических измерениях в озере (Л.В.Зайцев) 189
5.5. Малоинерционный датчик температуры из медного лакированного провода (В.В.Горбачев) 194
5.6. Об измерении ротора скорости течений в Ладожском озере (В.Ю.Семенов, Л.В.Зайцев, Н.Н.Филатов) 198
5.7. Гидродинамические источники флуктуаций электрического поля в озерах (В.В.Александров) 200
5.7.1. Измерительный комплекс для исследования вихревого движения в воде 202
5.7.2. Пульсационные гидродинамические характеристики фоновых значений электрического поля и его дивергенции 207
Литература 218

ПРЕДИСЛОВИЕ

Успешное решение такой крупной народно-хозяйственной проблемы, как перераспределение водных ресурсов внутренних вод, невозможно без знания термодинамических процессов, определяющих распределение, распространение и рассеяние питательных веществ и загрязняющих примесей в водоемах. Учет динамики вод позволяет не только рационально использовать водные ресурсы, но и удовлетворительно исследовать химические и биологические процессы с целью оценки возможных отрицательных последствий переформирования водного режима и нарушений в экологическом равновесии озер.

Вместе с тем по ряду причин и, главное, из-за отсутствия надлежащей измерительной техники такие элементы динамики вод, как течения, турбулентность и турбулентная диффузия, оказались менее всего изученными. Именно поэтому в последние годы – с 1976 по 1979 – на базе Гидрофизической экспедиции Института озероведения АН СССР на Ладожском и Онежском озерах проводились специальные комплексные экспериментальные исследования, направленные на изучение кинематической структуры течения, турбулентности, вертикального турбулентного обмена, внутренних волн, тонкой структуры стратификации и циркуляций Ленгмюра. Научные основы этих исследований были заложены профессором Н.А.Лабзовским, который непосредственно руководил процессом их развития с 1976 по 1977 г. Экспериментальные работы на акваториях Ладожского и Онежского озер выполнялись с научно-исследовательских судов „Лимнея" и „Талан", а в Якимварском заливе Ладожского озера – на стационарном полигоне с жесткого основания. Трудности, связанные с отсутствием необходимой измерительной техники, преодолевались привлечением к экспериментальным работам таких институтов, как ВНИИФТРИ, ИЗМИРАН, АОИОАН, АФИ, ИЭМ, Институт механики МГУ и физический факультет МГУ, в рамках договоров о творческом содружестве.

Настоящее издание написано коллективом специалистов Института озероведения АН СССР совместно с сотрудниками указанных выше институтов на базе нового экспериментального материала, полученного с помощью новейшей измерительной аппаратуры. Оно состоит из пяти глав. В первой из них сделана попытка выявить основные составляющие процесса взаимодействия между атмосферой и озером. Рассмотрен широкий спектр движений, наблюдаемых в

озерах, дается оценка их пространственно-временных масштабов. Во второй по данным измерений буксируемым малоинерционным термозондом исследуется структура поля температуры поверхностного слоя воды: в частности обнаруженные в штилевую и солнечную погоду термические неоднородности поля температуры с пространственными масштабами десятки-сотни метров и роль этого явления в процессах перемешивания верхнего слоя озера. Рассматриваются результаты вертикального зондирования температуры, временная изменчивость градиента температуры и модуля скорости течения. Показаны особенности тонкой структуры в термоклине и зоне холодных вод (инверсии и флуктуации температуры), высказывается предположение о динамических причинах ее формирования. По измерениям в переменных Лагранжа свободно плавающим индикатором обнаружено вихревое мезомасштабное движение вод в северной глубоководной части озера, что зарегистрировано также и в переменных Эйлера вертушкой ВММ.

В третьей главе приведены результаты новых экспериментальных исследований циркуляций Ленгмюра: их генерации, особенности кинематики, пространственно-временная изменчивость, роль в формировании верхнего слоя озера. Произведена оценка величин коэффициента горизонтального и вертикального турбулентного обмена в циркуляциях; определены зависимости скорости нисходящих движений в полосах конвергенции циркуляций от средней скорости ветра для различных условий устойчивости приводного слоя и различной направленности потоков тепла в системе вода-воздух. По данным спектрального анализа поля движений выявлена межгрупповая структура циркуляций. Полученные полуэмпирические и эмпирические зависимости параметров циркуляций от фоновых гидрометеорологических условий можно рекомендовать для разработки методов прогноза термодинамического режима верхнего квазиоднородного слоя. Представляется перспективным использование полученных закономерностей в экологическом моделировании. Очевидна возможность использования результатов при решении методических вопросов репрезентативного сбора гидрохимической и гидробиологической информации.

В четвертой главе по данным измерений термоанемометром пульсационных составляющих скоростного поля течений исследуются характеристики мелкомасштабной турбулентности. Рассчитаны коэффициенты вертикального турбулентного обмена, спектры, скорости диссипации турбулентной энергии и зависимости этих параметров от фоновых гидрометеорологических и морфометрических условий. Приводится сопоставление модельных значений вертикального турбулентного перемешивания с данными измерений термоанемометром. Исследуются внутриволновые колебания температуры по измерениям термокосой. Выявлено различие в температурных колебаниях в термоклине и в промежуточном слое между термоклином и дном. Обнаружены значительные внутренние волны, вызванные прохождением метеорологических фронтальных разделов.

В пятой главе дается описание аппаратурного комплекса, использовавшегося для гидрофизических измерений в Ладожском озере. Рассмотрены принципиальные конструктивные особенности турбулиметров, буксируемых и зондирующих устройств ВНИИФТРИ, термозонда АО ИОАН, вихремера ИЗМИРАН. Обсуждается методика постановки эксперимента по изучению мелкомасштабной турбулентности и дается оценка точности при термоанемометрических измерениях в озере. Исследуется применимость нового принципа измерений динамических процессов в озере по данным регистрации дивергенции естественного электрического поля „вихремером". Полученные характеристики исследуемых процессов позволяют сделать вывод о том, что вероятной причиной зарегистрированных „вихремером" флуктуаций являются вихревые электрические поля, обусловленные генерацией вихрей в воде.

Итоги исследований, представленные в монографии, являются первой попыткой восполнить существующий пробел в исследовании динамических процессов в озерах. В дальнейшем предполагается перейти от эпизодических наблюдений к систематическим с целью создания прогностической модели динамических процессов в озерах. Решение такой задачи позволит управлять водными ресурсами в водоемах.

Считаем своим приятным долгом выразить благодарность за активное участие и большую помощь в экспедиционных работах старшему инженеру Института озероведения АН СССР Плуталову Г.А. и капитану научно-исследовательского судна „Талан" Пахомову Г.Н., а также всем специалистам указанных выше учреждений, принимавшим участие в экспериментальных исследованиях.

Глава I

О СПЕКТРАХ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ОЗЕРАХ

1.1. НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В СИСТЕМЕ АТМОСФЕРА-ОЗЕРО

Одной из важных проблем современной науки о Земле следует считать комплексное исследование процессов, протекающих в атмосфере, литосфере и гидросфере. Взаимодействие в системе атмосфера-водная поверхность Земли определяет ход физических, химических, биологических процессов, вызывая значительный обмен энергией, теплом и веществом. Характер взаимодействия каждого конкретного водоема с атмосферой существенно зависит от пространственных его масштабов, т.е. площади, и морфометрии. При этом в силу полицикличности внешних воздействий разномасштабность водоемов приобретает особо важную роль.

Наблюдениями установлено наличие широкого спектра колебаний различного происхождения в водной толще и атмосфере (Монин и др., 1974). Идентификация колебаний представляет собой важную научную задачу, решение которой осложнено неполным знанием физических основ формирования различных процессов. Характерной особенностью современного этапа исследований является совмещение в понятии „изменчивость" информации о периодической изменчивости, обусловленной астрономическими причинами, и о ритмических процессах геофизического происхождения, обладающих большой перемежаемостью. Речь идет о приливах, суточных и сезонных колебаниях различных характеристик, с одной стороны, и о широком спектре разнообразных колебаний, от поверхностных и внутренних волн до глобальных изменений климата, - с другой. Заметим, что выделение колебаний различных типов осуществляется на основе эмпирических данных. Используемые при этом статистические методы позволяют получать одни и те же характеристики для процессов различного происхождения, что ведет к усилению аналогии между проявляющимися колебаниями, связанными с воздействием астрономических и геофизических факторов.

Изменчивость гидрофизических полей можно представить как совокупную изменчивость термических характеристик и показателей динамического состояния водной толщи. Несмотря на взаимозависимость термических и динамических процессов, ввиду несовершенства методов выявления изменчивости приходится рассматривать их проявления раздельно.

Описание изменчивости обычно производится двумя способами. Первый – генетический подход, основанный на физической интерпретации происходящих процессов с выделением источника (источников) колебания и внешних параметров, влияющих на его интенсивность. Физическая основа такого представления – его главное преимущество, но слабой стороной является неопределенность периода колебания, как, например, в случае синоптических колебаний, а также возможность совпадения периодов колебаний различного происхождения. Это обстоятельство определило широкое распространение второго способа описания изменчивости – по формальному признаку – характерному периоду (Монин и др., 1974). По результатам вероятностного анализа непосредственных наблюдений обычно судят о частотной структуре процессов, а затем делается попытка их физической интерпретации. Последнее, однако, далеко не всегда возможно, поскольку в одном частотном интервале могут существовать колебания различного происхождения; это является также подтверждением возможности нелинейного взаимодействия различных источников изменчивости.

Формальное описание структуры процессов можно осуществлять по признаку той части системы атмосфера–водоем, в которой расположен источник генерации колебаний. Так, приливные, суточные и сезонные колебания обязаны своей генерацией процессам, связанным не с системой, а с внешней по отношению к ней областью. Межгодовая и синоптическая изменчивость термического состояния водоемов обусловлена изменчивостью циркуляционных факторов, что связано с процессами в свободной атмосфере, а не только собственно в системе атмосфера–водоем. При непосредственном взаимодействии водоема с атмосферой возникает генерация ветровых волн и течений, процессов с периодами, лежащими в микрометеорологической области. Непосредственно в водоеме возбуждаются внутренние волны, инерционные течения и т.д.

Разделение системы на зоны генерации, естественно, условно, так как все процессы, происходящие в оболочках Земли, взаимосвязаны, а источником энергии для термических и динамических процессов является изменчивость в поступлении тепловой энергии Солнца и изменение астрономических условий. Принимая во внимание эту оговорку, тем не менее можно выделить четыре зоны, в каждой из которых действуют различные факторы (см. схему).

З о н а I – зона генерации колебаний, вызванных изменчивостью астрономических условий. Интенсивность возбуждаемых в атмосфере и воде колебаний определяется местоположением объекта на планете и фазой низкой частоты. Так, интенсивность суточных колебаний зависит от широты места и времени года, в то время как колебания в величине солнечной постоянной (Кондратьев, 1971) сказываются на сезонной изменчивости процессов.

З о н а II – зона свободной атмосферы, процессы в которой зависят от глобального характера распределения крупных водных бассейнов и массивов суши. К этой зоне приурочена генерация

длинных и средних планетарных волн, в том числе циклонов и антициклонов; таким образом, в этой области генерируется синоптическая изменчивость. Межгодовая изменчивость также зависит от общего (глобального) характера подстилающей поверхности, а от локальных особенностей – в меньшей степени. В этой зоне колебания астрономического происхождения претерпевают трансформацию: как показали расчеты равновесных температур для Земли без атмосферы, температура на широте 60°С с.ш. в январе составляет –64°С, в июле –1°С (Wiin-Nielsen, 1970), а реальная температура в те же месяцы – соответственно –14.6 и +13.6°С (Рубинштейн, 1970).

З о н а III – зона взаимодействия атмосферы и водоема. Характер процессов в этой зоне обусловлен локальными особенностями подстилающей поверхности – глубиной водоема, его горизонтальными размерами. В ней формируются ветровые волны и течения, процессы образования квазиоднородного слоя (Краус, 1976). В то же время колебания, возникающие в зонах I и II, под воздействием атмосферы и водоемов претерпевают в зоне III значительные изменения.

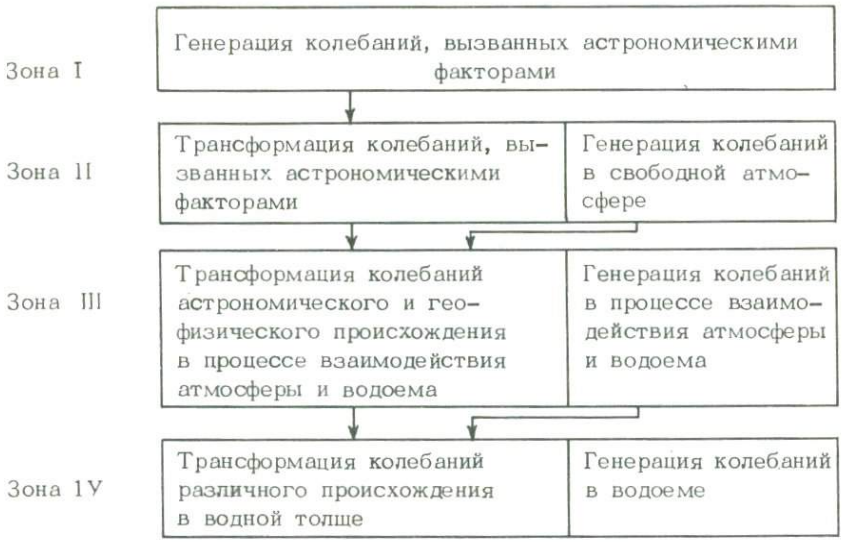
З о н а IУ – собственно водная толща. В ней трансформируются колебания в соответствии с физико-географическими особенностями данного водоема. Кроме того, происхождение некоторых колебаний может быть приурочено непосредственно к водной толще. Это, например, внутренние волны, инерционные течения и др.

Таким образом, каждая из зон является, с одной стороны, местом генерации определенного типа колебаний, с другой – местом трансформации других колебаний. Исключение составляет зона I, представляющая собой зону первичного генерирования тепловой и механической энергии.

Процессы в третьей и четвертой зонах, как отмечено, в основном зависят от масштабов водоема. Обобщенно особенности процессов, связанные с условиями морфометрии, можно назвать проявлениями инерционности водного объекта. Свойством инерционности обладают все материальные объекты. Колебания, происходящие в водном объекте, обладают четырьмя признаками, которые зависят от размеров водоема: 1) характером; 2) слоем проявления; 3) степенью проявления (интенсивность); 4) сдвигом фазы проявления относительно действующей внешней силы. Каждый из этих признаков может существенно различаться в зависимости от масштабов водоема, что распространяется как на термические, так и на динамические процессы (рис.1.1.1).

Х а р а к т е р к о л е б а н и й – особенности изменчивости. Ярким проявлением характера колебания является сезонная изменчивость в глубоких и мелких водоемах: в глубоком водоеме в течение года меняются фазы существования однородного слоя скачка, а в мелком водоеме – одновременное изменение температуры всего гомотермичного столба воды. Широко известна лимитирующая роль размеров водоемов в возникновении приливных движе-

Схема преобразования колебаний различного происхождения



ний и инерционных колебаний. В малых и средних озерах движений такого рода не наблюдается, в крупных озерах инерционные течения вносят существенный вклад в общую изменчивость течений; с другой стороны, приливные движения достигают значительной интенсивности только в океане и окраинных морях, а в озерах незначительны (Хатчинсон, 1969).

Слой проявления колебаний – та часть водной толщи, где протекает процесс, определяемый как колебание. В зависимости от характера процесса и его интенсивности слой проявления колебания может иметь толщину от сотен метров до сантиметров. При этом характер поступления энергии изменчивости определяется такими параметрами, как широта, местоположение объекта в системе глобальной циркуляции и морфометрические особенности водоема. Порядок глубины проникновения суточных колебаний радиационного происхождения в океане достигает десятков метров, а в небольших озерах – лишь несколько метров. Характерные размеры циркуляционных ячеек Ленгмюра в океане на порядок больше, чем в озерах (с. 50).

Степень проявления колебаний – их интенсивность, которая существенно зависит от величины внешней силы, вызвавшей колебание, и объема вод, вовлеченных в движение. Так, суточная изменчивость температуры верхнего слоя в океане редко превышает 0.2–0.3°С (за исключением зон с большой термической горизонтальной неоднородностью), а в мелких водоемах может достигать нескольких градусов. Выпадение одного и того же

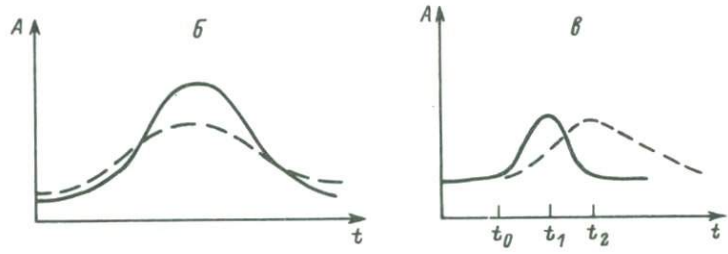


Рис.1.1.1. Качественное влияние размеров водоема на проявление колебания.

а – зона проявления, б – степень проявления (интенсивность), в – фазовый сдвиг (запаздывание); 1 – малый объект, 2 – крупный объект.

количества осадков может существенно изменить величину стояния уровня пруда и практически не отразится на уровне крупного озера или моря.

Величина фазового сдвига – запаздывание реакции любого водного объекта на воздействие внешней силы. Величина запаздывания как для термических, так и для динамических процессов существенно зависит от морфометрических особенностей водоемов. Так, запаздывание сроков максимального теплосодержания водной толщи зависит не только от типа климата – континентального или морского, но и от объема вод, вовлеченных в сезонное или суточное колебание. На одной широте максимум теплосодержания в сезонном колебании приходится у океана на начало сентября, у крупных озер – на август, у мелких водоемов – на июль (на момент с максимальной температурой воздуха). Зыбь, представляющая собой остаточное волнение при прекращении действия внешней силы, т.е. ветра, получает большое развитие только в крупных водоемах.

Общее воздействие инерционности водоема на те или иные характеристики колебаний разных периодов сложно. Это прежде всего относится к возможности резонансного взаимодействия колебаний в водной среде и атмосфере. Характерным примером являются сейши, параметры которых в основном зависят от морфометрических особенностей водоема. С другой стороны, от размеров водоемов зави-

сит общий характер проявления различных колебаний. Лимитирующая роль размеров водоемов связана с различием факторов, вызывающих те или иные процессы. Так, термические колебания лимитируются: а) увеличением массы, вовлеченной в колебание; б) количеством механической энергии процессов, участвующих в переносе теплового импульса; в) существованием атмосферных пространственных неоднородностей различных масштабов. Последнее условие относится и к генерации движений различного типа в воде, т.е. имеет общий характер и для термических, и для динамических процессов. Исходя из этого можно разделить водоемы на несколько групп по величине площади; процессы в водоемах различных размеров обусловлены характером генерации тех или иных движений, вызванных неоднородностью внешних сил.

Малые водоемы. Поле внешних сил однородно, за исключением локальных неоднородностей, т.е. микровихрей атмосферы. Очень большую роль в формировании режима может играть приток и сток вод, переносимых постоянными и временными водотоками.

Средние водоемы. Масштаб водоемов таков, что существенное значение приобретают неоднородности синоптических образований; возможно возникновение значительных циркуляционных движений, связанных с синоптическим интервалом изменчивости (Монин и др., 1974). Однако масштабы водоемов еще недостаточны для развития движений, вызванных широтной неоднородностью поступающей энергии; как правило, адвективные потоки в таких водоемах не приводят к значительным изменениям характеристик водной массы. Масштабы этих водоемов – от десятков до нескольких сотен километров; сюда относятся все крупные озера и некоторые внутренние моря.

Крупные водоемы. Поля гидрологических характеристик в масштабе синоптических колебаний неоднородны, как и движений, связанных с астрономическими факторами. Возникают движения, обусловленные сезонной неоднородностью в поступлении тепловой энергии Солнца, глобальным переносом воздушных и водных масс, влиянием изменяющейся с широтой силы Кориолиса.

Таким образом, с ростом размеров водоемов создаются условия для возникновения все более крупномасштабных движений, обусловленных действием крупномасштабных сил, для которых характерны значительная интенсивность и большие временные масштабы, т.е. с ростом размеров водоема растет вклад в общую изменчивость термических и динамических процессов более крупномасштабных процессов.

1.2. О СПЕКТРАХ ДВИЖЕНИЙ В КРУПНЫХ ОЗЕРАХ

Колебания уровня, поверхностные и внутренние волны, течения в озерах существенно изменчивы в пространстве и времени. Это связано со сложным характером взаимодействия многих факторов.

Многофакторность, широкий диапазон изменчивости, полицикличность существенно затрудняют исследование этих процессов. Поэтому наиболее эффективным методом изучения сложных термодинамических процессов и полей в крупных озерах является их представление как вероятностных процессов, подчиняющихся законам термогидродинамики.

В настоящее время степень изученности перечисленных процессов неравнозначна. Так, например, более 100 лет ведутся систематические наблюдения за колебаниями уровня на некоторых крупных озерах, в частности на Ладожском (на в/п Валаам наблюдения ведутся с 1859 г.). Если для изучения внутривековой изменчивости данные многолетних наблюдений с дискретностью 1 сутки продолжительностью несколько десятков лет вполне достаточны, то для описания более короткопериодных колебаний уровня, связанных с синоптическими колебаниями. сейшами, необходима качественно иная информация с меньшей дискретностью. С учетом того, что период одноузловой продольной сейши Ладожского озера составляет примерно 4 ч, дискретность наблюдений должна быть не больше нескольких десятков минут. Еще меньшая дискретность необходима для изучения многоузловых сейш. Поэтому, несмотря на наличие довольно длительных рядов наблюдений за ходом уровня, получить спектр его колебаний для широкого диапазона частот – задача далеко не простая. Сложность связана, с одной стороны, с отсутствием репрезентативной информации, с другой – с отсутствием методики расчета спектра колебаний в озерах для широкого диапазона частот по реализации с различной длительностью и дискретностью. Такая методика, разработанная для океанических условий (Рожков, 1979), получила название „склеенного" спектра. Здесь сделана попытка распространить ее на условия озера.

На рис.1.2.1. представлен обобщенный спектр колебаний уровня для широкого диапазона частот, по которому, выделив несколько энергонесущих зон, можно оценить вклад основных колебаний в общую дисперсию. В зависимости от длительности циклов (левые колонки – соответственно число лет, месяцев, суток, часов) этот вклад составил (% – правые колонки):

11 19	6 . . . 6	15–12 . . 7	24 . . 6
5 17	4–3 . . . 5	4 . . 6	12 . . 3
3 12			4.6 . . 7
1 12			2.5 . . 5
			1.3 . . 3

Циклические колебания уровня такого порядка выявлены также и в спектрах колебаний уровня Балтийского моря и Тихого океана (Беляев и др., 1977), что может косвенно свидетельствовать об общности причин, их вызывающих.

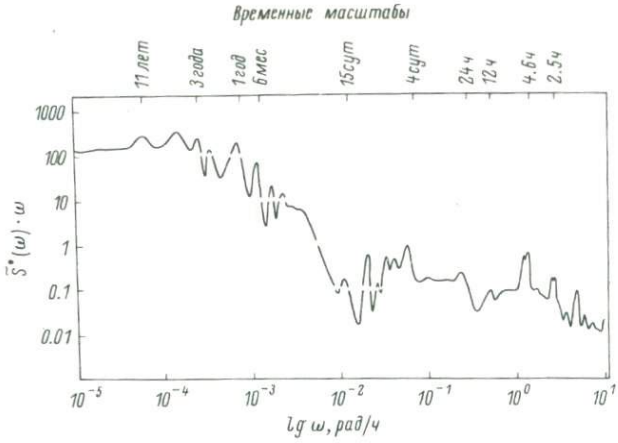


Рис.1.2.1. Обобщенный спектр колебаний уровня – $\tilde{S}^*(\omega)$ – Ладожского озера для широкого диапазона временных масштабов (15 лет – 40 мин).

Среди установленных для Ладожского озера наибольшей энергией обладают колебания с периодами 11 лет, 1 год (сезонные), 15–12 сут, 4 сут и 4.6 ч (сейшевые движения). Длиннопериодные, внутривековые, колебания уровня Ладожского озера ранее были изучены А.В.Шнитниковым (1966), а с меньшими периодами – сгонно-нагонные и сейшевые – Т.И.Малининой (1966).

Интересной особенностью спектра $\tilde{S}^*(\omega)$ (рис.1.2.1) является его двухвершинность на частоте сейшевых движений. Такое раздвоение можно рассматривать как методический эффект нестационарности процесса, и в этом случае для правильной его трактовки необходимо использовать спектр Пристли в виде произведения стационарного одновершинного спектра на модулирующую функцию. Двухвершинность можно рассматривать и как эффект наложения сейшевых колебаний с различными периодами. Подобное раздвоение спектра колебаний уровня было установлено и в заливе Онагава (Aida et. al, 1975). Поэтому возник интерес рассчитать нестационарный спектр колебаний уровня по показаниям в/п Валаам для диапазона частот, соответствующих временным масштабам 5 сут–1.5 ч.

Как показал анализ расчета, частотно-временной спектр $\tilde{S}^*_{\xi}(\omega,t)$ свидетельствует о существенной нестационарности процессов колебания уровня в рассматриваемом диапазоне частот. В спектре выделяется две энергонесущие зоны: одна – цикличность, близкая к 1 сут, другая – 4.6 ч – соответствует периоду одноузловой продольной сейши Ладожского озера. Если энергия на частоте синоптических колебаний высока, сейши отсутствуют. Это позволяет предположить существование нелинейного механизма передачи энергии от больших масштабов к меньшим и оценить ее с помощью биспектров. Приве-

денные данные свидетельствуют о сложности колебаний уровня, несмотря на продолжительные систематические исследования которых до сих пор не решены вопросы их генерации и структуры.

Еще менее изучена изменчивость течений в крупных озерах. Только в последнее десятилетие были проведены систематические наблюдения на полигонах автономных буйковых станций (Верболов, 1977; Филатов, 1978; Murthy, Dunbar, 1977) и рассчитаны спектры течений для синоптического и мезомасштабов. Исследования же высокочастотных колебаний течений затруднены отсутствием наблюдений с малой дискретностью. А то немногое, что сделано в области изучения мелкомасштабной турбулентности озер советскими (Анисимова, Сперанская, 1972) и зарубежными исследователями (Palmer, 1973), не дает достаточных оснований для расчета спектра широкого диапазона частот.

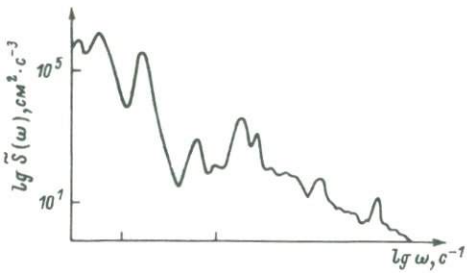
Для Ладожского озера по полученным там данным такой спектр рассчитан. При этом диапазон частот соответствовал временным масштабам несколько суток–доли секунды, измерения производились на полигоне из трех АБС, установленных на глубине 12 м в северной части Ладожского озера, и сопровождались многочисленными замерами течений модернизированным измерителем ГР-42 (см. с. 187) с дискретностью 10 с, а также термогидрометром (см. с.179). В основу расчета была положена методика Рожкова (1979), требующая знания определенных параметров (табл.1.2.1).

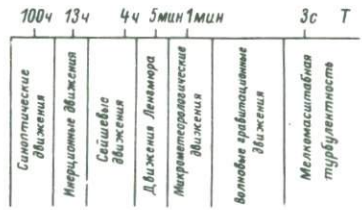
Обобщенный спектр (рис.1.2.2 – линейный инвариант симметричной части тензора спектральной плотности $I^*(\omega)$ рассчитан при числе степеней свободы $\nu = 20$ с обязательной отфильтровкой низкочастотной компоненты в каждой реализации полиномиальным фильтром и сглаживанием сырых оценок $\widetilde{S}^*(\omega)$ функцией Хэмминга.

Анализ полученного спектра показал, что для него характерно немонотонное убывание энергии, о чем свидетельствует наличие несколько хорошо выраженных энергонесущих зон, соответствующих синоптическим, инерционным (13.5 ч), сейшевым (4.5 ч) колебаниям течений, циркуляции Ленгмюра (2–6 мин), микрометеорологическим колебаниям (около 1 мин) и связанным с поверхностными волнами колебаниям с периодом около 2 с. Более высокочастотная область спектра течений не универсальна: характер спада энергии зависит от фоновых условий.

Моделирование гидрофизических процессов в водоеме невозможно без знания коэффициентов обмена импульса, вызываемого процессами различной природы. При этом коэффициенты продольного (K_x) и поперечного (K_y) обмена, в отличие от коэффициента вертикального обмена (K_z), зависят от масштабов рассматриваемого процесса. В этом смысле озеро не является исключением, что и иллюстрирует табл.1.2.2, где представлены величины K_x и K_y, рассчитанные по методу Хессельберга (Филатов, 1978) для различных частотных промежутков. Анализ приведенных в таблице данных позволяет сделать ряд важных выводов. Так, значение ко-

Рис.1.2.2. Обобщенный спектр течений $\widetilde{S}^{*}(\omega)$ Ладожского озера для диапазона временных масштабов 100 –3с.





эффициентов для открытых глубоководных районов выше, чем для прибрежной мелководной зоны. Это, очевидно, связано с лимитирующим влиянием глубины. В открытой глубоководной части увеличение частоты колебаний течения влечет за собой уменьшение как продольного, так и поперечного обмена. Монотонность нарушается лишь на частоте инерционных колебаний. Аналогичное нарушение монотонности прослеживается и на мелководье в прибрежной части озера. Значительный обмен ($K \sim 10^2$–10^3 см^2/с) наблюдается на частотах ленгмюровских циркуляций. Характерна анизотропность обмена с преобладанием продольного обмена почти для всех частотных интервалов, в то время как для частот ленгмюровских циркуляций, наоборот, – поперечного над продольным.

Результаты исследования изменчивости температуры воды и внутренних волн в Ладожском озере приведены в работах А.И.Тихомирова (1966), Ю.С.Егорова с соавторами (1978). В них оценена сезонная, синоптическая и мезомасштабная изменчивость колебаний температуры воды в глубоком стратифицированном озере. Согласно приведенным там данным, спектры колебаний температуры воды – $\widetilde{S}_T^{*}(\omega)$ – на нескольких горизонтах характеризуются немонотонным убыванием энергии: в спектрах обнаружено несколько зон энергонесущих максимумов на частотах, соответствующих временным масштабам 1–4 сут (радиационного происхождения), полусуточных и сейшевых колебаний. В высокочастотной области (временные масштабы 2–30 мин) спектры $\widetilde{S}_T^{*}(\omega)$ характеризуются несколькими энергонесущими максимумами на частотах, близких к локальной частоте Вяйсяля-Брента (N_i); низкочастотная область $\widetilde{S}_T^{*}(\omega)$ аппроксимируется законом „–3", характерным для так называемого инерционного интервала.

Исследования колебаний температуры воды, внутренних волн, процессов перемешивания представляют актуальную задачу для выявления и предсказания перераспределения химических веществ и организмов в озере.

Таблица 1.2.1.

Параметры эмпирического анализа для расчета спектра течений в широком диапазоне временных масштабов

Измеритель течений	Продолжительность наблюдений (T_i)	Дискретность (Δt)	Диапазон исследуемых временных масштабов
БПВ-2	60 сут	5 мин	6 сут – 10 мин
ГР-42	12 ч	10 с	1 ч – 20 с
Термогидрометр	30 мин	0.25 с	3 мин – 0.5 с

Таблица 1.2.2.

Коэффициенты горизонтального продольного и поперечного турбулентного обмена (K_x и K_y) в различных частотных диапазонах (ω) в прибрежной (5 км от берега – числитель) и открытой (40 км от берега – знаменатель) частях Ладожского озера

ω, рад/ч	Временной масштаб	K_x	K_y
0.04–0.20	157–41 ч	$\frac{2.0\cdot10^{6}}{3.0\cdot10^{6}}$	$\frac{2.0\cdot10^{5}}{1.0\cdot10^{6}}$
0.20–0.30	41–22 ч	$\frac{6.0\cdot10^{4}}{4.5\cdot10^{5}}$	$\frac{2.0\cdot10^{4}}{1.5\cdot10^{5}}$
0.30–0.60	22–10 ч	$\frac{8.0\cdot10^{4}}{1.2\cdot10^{6}}$	$\frac{1.5\cdot10^{4}}{4.0\cdot10^{5}}$
0.60–2.00	10–1 ч	$\frac{3.0\cdot10^{4}}{1.2\cdot10^{5}}$	$\frac{1.5\cdot10^{4}}{8.0\cdot10^{4}}$
16–30	5–2.5 мин	$\frac{2.5\cdot10^{2}}{-}$	$\frac{1.2\cdot10^{3}}{-}$
210–360	1–2 мин	$\frac{7.0\cdot10^{1}}{-}$	$\frac{5.0\cdot10^{1}}{-}$

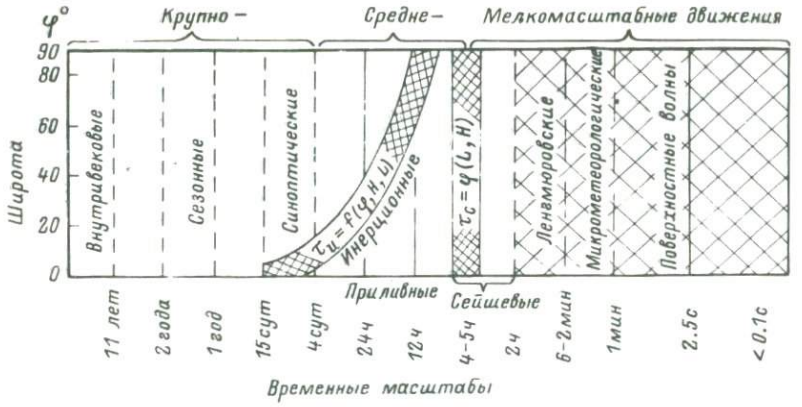


Рис.1.2.3. Основные цикличности в спектрах крупных озер Северного полушария.

Сведения о спектральной структуре колебаний термодинамических параметров, полученные по материалам последних лет, показали существование нескольких фиксированных (дискретных) зон энергоснабжения. Общность спектральной структуры многих лимнологических процессов, ее сходство со спектрами океанологических процессов (Беляев и др., 1977) позволяет выделить для процессов, наблюдаемых в озерах, несколько характерных цикличностей (рис.1.2.3).

Колебания в низкочастотном диапазоне вызываются, видимо, несколькими факторами. К ним относятся перестройка процессов крупномасштабного взаимодействия атмосферы и озера, изменения солнечной активности, долгопериодные приливы. Независимо от причин возникновения колебаний с временными масштабами 2–5 лет озеро и атмосфера представляют своего рода резонансную систему, настроенную на эти колебания. Сезонная изменчивость существенно зональна: в озерах умеренной зоны сезонные колебания ярче выражены, чем в тропиках и у экватора.

Более высокочастотные колебания могут быть вызваны массовыми силами, колебаниями градиента давления, приливообразующими силами,[1] касательным напряжением ветра и другими причинами.

Особое место в спектре колебаний занимают инерционные движения (рис.1.2.3), которые обычно проявляются как колебания течений и температуры воды с периодом, теоретически изменяющимся от 12 ч на полюсе до бесконечности на экваторе. Как показали наблюдения (Филатов, 1978), период этих колебаний в озерах зависит от физико-географических условий, т.е. не только от широты, но и от характерных размеров озера (глубины H и радиуса r_0):

[1] Приливные движения в озерах имеют очень малую амплитуду (Хатчинсон, 1969).

$$\tau_u = \varphi(\varphi^0, H, r_0).$$

В работе В.А.Рожкова и Н.Н.Филатова (1977) на основе решения системы линеаризованных уравнений движения и неразрывности для непрерывно стратифицированной жидкости получено дисперсионное соотношение, показывающее зависимость частоты инерционных колебаний (ω_u) от изменения глубины (H), радиуса (r_0) и характера стратификации (N_i):

$$\omega_u = \sqrt{f^2 + \frac{(S)^2 4g(N_i^2 + 1)}{r_0^2 H}}, \qquad (1.2.1)$$

где S – функция Бесселя, f – локальная инерционная частота. При аппроксимации чаши озера к цилиндрической поверхности с радиусом (r_0), равным 100 км, и глубиной (H) от 10 до 100 м (характерные размеры Ладожского озера) отличие рассчитанной частоты ω_u по формуле (1.2.1) от локальной (f) составляет 10%. Натурные данные подтверждают полученные теоретические результаты (Филатов, 1978).

Колебания с периодом 4–5 ч, обозначенные на рис.1.2.3 штриховкой, на многих озерах мира (Ладожское, Байкал, Мичиган) представляют не что иное, как стоячие волны – сейши. У баротропных сейш период является функцией характерных размеров озера – глубины (H) и длины (L), а также формы котловины:

$$\tau_c = \varphi(L, H).$$

В более высокочастотной зоне спектров отмечаются ленгмюровские циркуляции, которые носят глобальный характер, т.е. существуют в озерах, морях, океанах.

Микрометеорологические колебания ($\tau \approx 1$ мин) отмечены в спектрах процессов, происходящих не только в атмосфере, но и в озерах. Еще более высокочастотные турбулентные движения в озерах изучены очень слабо.

В первом разделе данной главы (с. 9) отмечалось, что наиболее широко распространенной классификацией нестационарных процессов в океане по формальному признаку характерных временных масштабов является классификация А.С.Монина с соавторами (1974). В ней не всегда точно определено место некоторых движений, например приливных (долгопериодные приливы) и инерционных. Так, инерционные колебания включены в группу мезомасштабных явлений, с характерными временными масштабами от часов до суток. Однако период инерционных колебаний есть функция широты места (φ^0), в низких широтах он значительно больше нескольких суток, теоретически превращаясь в бесконечность на экваторе, т.е. инерционные колебания выпадают из мезомасштабного интервала.

Учитывая это, для более строгой оценки и классификации масштабов и характера колебаний широкий спектр движений в крупных озерах целесообразно объединить в 3 диапазоне (рис.1.2.3).

К р у п н о м а с ш т а б н ы е д в и ж е н и я – с характерными временными масштабами больше „естественного синоптического периода".

С р е д н е (или мезо-)масштабные движения – с характерными временными масштабами от „естественного синоптического периода" до периода стоячих волн – сейш. Этот период приблизительно можно рассчитать по формуле Мериана:

$$\tau_c = \frac{2L}{\sqrt{gH}}.$$

Таким образом, нижняя граница этой группы определяется морфометрическими особенностями водоема.

М е л к о м а с ш т а б н ы е д в и ж е н и я – с временными масштабами меньше периода свободных баротропных колебаний в озере. К этой группе относятся многоузловые сейшевые колебания, циркуляции Ленгмюра, колебания микрометеорологического происхождения, ветровые волны, турбулентность.

Эта классификация представляется относительно гибкой. Так, например, для средних широт инерционные движения попадают в диапазон среднемасштабных движений, а на некоторой критической широте (φ^0) переходят в группу крупномасштабных колебаний.

В настоящей книге основное внимание обращено на процессы, относящиеся к диапазону мелкомасштабной изменчивости.

Л и т е р а т у р а

Анисимова Е.П., Сперанская А.А. Турбулентность в стратифицированных потоках – В кн.: Труды Международного симпозиума по стратифицированным течениям. Новосибирск, 1972. 9 с.

Беляев М.М., Микулинская С.М., Рожков В.А. и др. Анализ колебаний уровня как нестационарного вероятностного процесса. – В кн.: Тезисы докладов на 1 съезде советских океанологов. Вып. 1. М., 1977, с.128.

Верболов В.И. Течения в Байкале. Временная структура и режим течений в глубоководной части озера. – В кн.: Течения в Байкале. Новосибирск, 1977, с.29–38.

Егоров Ю.С., Крючков А.М., Стучевский М.А. и др. О временной изменчивости температуры воды Ладожского озера. – В кн.: Изменчивость гидрофизических полей в крупных озерах. Л., 1978, с.162–175.

Кондратьев К.Я. Солнечная постоянная. – Метеорология и гидрология, 1971, № 3, с.8–14.

Коплан-Дикс И.С., Калесник В.С. О роли межгодовых колебаний в термических флуктуациях водных объектов. – Изв.ВГО, 1978, т.110, вып.6, с.530–533.

Краус Е. Взаимодействие атмосферы и океана. Л., 1976. 296 с.
Малинина Т.И. Сейши Ладожского озера. – В кн.: Гидрологический режим и водный баланс Ладожского озера. Л., 1966, с.229–247.
Монин А.С., Каменкович В.М., Корт В.Г., Изменчивость Мирового океана. Л., 1974. 264 с.
Мхитарян А.М. Некоторые вопросы гидродинамики пограничного слоя атмосферы. Водный и тепловой балансы водоемов. Ереван, 1970. 324 с.
Рожков В.А. Методы вероятностного анализа океанологических процессов. Л., 1979. 280 с.
Рожков В.А., Трапезников Ю.А. Методические рекомендации, алгоритмы и программы расчета вероятностных характеристик ветрового волнения на ЭЦВМ. М.–Л., 1969. 385 с.
Рожков В.А., Филатов Н.Н. Характерные элементы и статистические распределения инерционных колебаний Ладожского озера. – В кн.: Круговорот веществ и энергии в водоемах. Лиственичное на Байкале, 1977, с.211–214.
Рубинштейн Е.С. Средние широтные температуры воздуха на земном шаре и их связь с изменением климата. – Тр.ГГО, 1970, вып.269, с.00–00.
Тимофеев М.П. Метеорологический режим водоемов. Л., 1963. 292 с.
Тихомиров А.И. Расчет средних месячных температур поверхности воды Ладожского озера. – В кн.: Гидрологический режим и водный баланс Ладожского озера. Л., 1966, с.279–323.
Филатов Н.Н. Изменчивость течений в крупных озерах. – В кн.: Изменчивость гидрофизических полей в озерах. Л., 1978, с.6–88.
Хатчинсон Д. Лимнология. М., 1969. 592 с.
Шнитников А.В. Внутривековая изменчивость общей увлажненности бассейна Ладожского озера. – В кн.: Гидрологический режим и водный баланс Ладожского озера. Л., 1966, с.5–53.
Шулейкин В.В. Физика моря. Изд. 4-е. М., 1968. 1083 с.
Aida I,, Koyana M., Date D. et al. Time change of the seiche characteristics in the Bay. - J.Oceanogr.Soc. Japan, 1975, v.31, N 2, p.237-246.
Csanady G.T., Mekinda M. Rapid fluctuations of current direction in lake Huron. - Proc.-13th Conf.Great Lakes. Res., 1970, p.397-412.
Murthy C.R., Dunbur D.S. Coastal boundary layer characteristics at Douglas point, Lake Huron.-Unp. Rep. CCIW, 1977. 11 p.
Palmer M. Some kinetic energy spectra in a nearshore region of Lake Ontario. - J. Geophys.Res., 1973,v.78, N 18, p.3585-3595.
Wiin-Nielsen A. A theoretical study of the annual variation of atmospheric energy. - Tellus, 1970, v.22, N 1.

Глава 2

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ

2.1. О СТРУКТУРЕ ПОЛЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ПОВЕРХНОСТНОГО СЛОЯ И ТОНКОЙ СТРАТИФИКАЦИИ В ОЗЕРЕ

Физические процессы, протекающие на границе раздела вода–воздух, неразрывно связаны со структурой температурного поля в поверхностном слое воды. Горизонтальная неоднородность такого поля может вызывать конвективное перемешивание в верхнем слое моря („опрокидывание" холодных линз воды), что может стать одним из существенных источников генерации морской турбулентности (Иванов и др., 1968).

До сих пор в лимнологии результаты непрерывных измерений температуры использовались главным образом для уточнения и детализации карт изотерм и характеристик изменчивости температуры в отдельных районах озера, но при этом изменчивость рассматривалась как характеристика гидрологического режима района, а не как показатель термодинамических процессов в верхнем слое водоема. По генезису температурных неоднородностей толща и поверхность воды резко различны, и более глубокое изучение этой особенности представляет интерес и заслуживает пристального внимания.

В июле 1977 г. научно-исследовательским судном „Талан" Института озероведения АН СССР были проведены исследования структуры поверхностной температуры буксируемым малоинерционным термозондом. Этот эксперимент организован и проведен совместно с лабораторией океанологических приборов Атлантического отделения Института океанологии АН СССР им.П.П.Ширшова. Используемый в эксперименте термозонд разработан под руководством заведующего отделом АО ИОАН канд.техн.наук В.Т.Пака. В термодатчике в качестве чувствительного элемента использовалась специальная бифилярная медная проволока. Сопротивление датчика при 20°С – около 100 Ом; постоянная времени – порядка 0.05 с; точность измерения термозондом – 0.05°С. (Схема термозонда с проволочным датчиком приведена ниже, с.196).

Для обеспечения буксировки датчика в зоне, не возмущенной корабельными волнами, в носовой части судна с правого борта был закреплен выстрел длиной 5 м. Таким образом, термозонд буксировался на кабеле с отнесением датчика от борта судна на 5 м. Длина кабеля подбиралась так, чтобы датчик шел на глубине 10 см. При

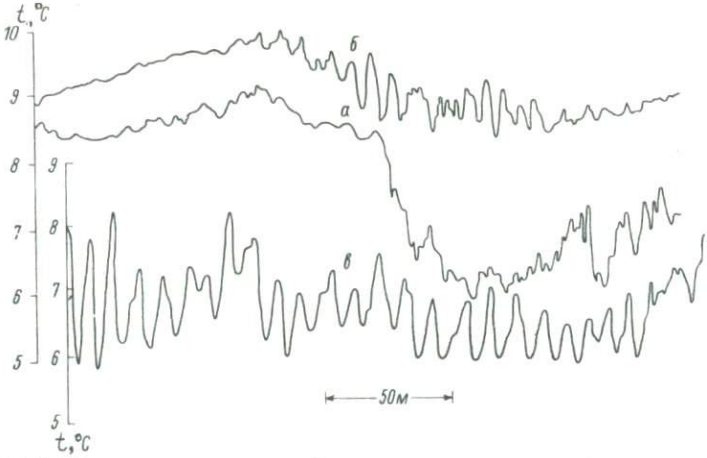


Рис.2.1.1. Примеры реализаций поля температуры в поверхностном слое озера.

скорости буксировки 6 узлов, постоянной времени термодатчика 0.05 с и с учетом инерционности регистратора ЭПП-09 пространственное осреднение составляет 1.5 м. Регистрация температуры велась на ленте потенциометра. Измерения, начатые в вершине Яккимварского залива, далее выполнялись на галсах в северной части озера за пределами термобара в теплоинертной области (Тихомиров, 1968) с температурой на поверхности $< 4^{\circ}C$ над глубинами 200 м.

Характер изменчивости температуры в разных районах оказался неодинаковым. На полученной записи изменения поверхностной температуры заметно выделялись следующие характерные участки (рис. 2.1.1): 1) скачкообразные изменения температуры (рис.2.1.1, а); 2) неоднородности с масштабами порядка сотен метров–1 км (мезомасштабные) (рис.2.1.1,б); 3) неоднородности с масштабами порядка десятков метров (мелкомасштабные) (рис.2.1.1,в).

Скачкообразные изменения температуры, наблюдавшиеся у выхода из Яккимварского залива и на подходах к теплоинертной области в северной части озера, очевидно, были связаны с приближением к зоне апвелинга, т.е. к зоне выхода на поверхность холодных глубинных вод. Судя по „шапке" белоснежного тумана, державшегося над холодной водой, эта зона располагалась у восточного берега устья залива. В областях скачков градиент температуры был равен 4 град/км при величине перепада температуры $2.5^{\circ}C$ (рис.2.1.1,а).

Мезомасштабные неоднородности с амплитудой в среднем $2–3^{\circ}C$ (рис.2.1.1,б) наблюдались как в Яккимварском заливе, так и в открытых районах Северной Ладоги. Изменчивость подобного характера, по-видимому, обусловлена существованием между относительно прогретыми водами прибрежных районов и термобаром переход-

ной зоны, где ее присутствие может быть связано с неоднородностями скоростей течений, которые определяют распространение холодных вод из теплоинертной области.

Большой интерес представляют мелкомасштабные неоднородности. Они оказались самыми распространенными пульсациями, наблюдавшимися на всех галсах на фоне мезомасштабных колебаний и скачкообразных изменений температуры. Однако их амплитуда существенно менялась от 0.1° до 3.5°C, а пространственные масштабы колебались в пределах 5–12–40 м (рис.2.1.1,в). Характерно также, что записи с короткопериодными пульсациями были получены только в дневное время суток в условиях солнечной штилевой погоды и зеркальной поверхности воды, т.е. в отсутствие волнового перемешивания и при наличии интенсивного притока тепла.

Мелкомасштабные флуктуации температуры с амплитудой 2°C и с периодом 1–2 с в верхнем слое Атлантического океана при аналогичных погодных условиях зарегистрированы Бруком и Фирингом (Bruce, Firing, 1974) с помощью отрывного термозонда на глубине 8 см ниже поверхности.

Согласно Дефанту (Defant, 1961) суточные колебания температуры в верхнем слое менее 0.4° при штилевой и ясной погоде могут доходить до 1°C. По данным Гардера и Спарка (Gaarder, Spärck, 1932), колебания температуры на поверхности достигают нескольких градусов.

Для выяснения происхождения таких мелкомасштабных флуктуаций температуры интересны экспериментальные исследования тонкой структуры термического пограничного слоя воды у поверхности раздела вода–воздух (Гинзбург и др., 1977; Гинзбург, 1978). Этими исследованиями установлено, что при значениях теплового потока, наиболее типичных для океана, поведение пограничного термического слоя воздуха у поверхности воды нестационарно. Оно неразрывно связано с конвекцией свободной и вынужденной. Обнаруженная измерениями циклическая, „пульсирующая" природа пограничного слоя воды обусловлена перемежающейся конвекцией в виде термиков, возникающих в нижней, переходной части пограничного слоя. Ниже переходного слоя перенос тепла в жидкости, находящейся также в состоянии перемежающейся конвекции, осуществляется не только термиками, но и мелкомасштабной турбулентностью, образующейся как вторичное явление вследствие разрушения термиков.

По участку записи продолжительностью 10 мин, полученной 04 07 79 г. на Ладожском озере (длина галса – около 2 км, дискретность съема информации – 1.31 м), была рассчитана корреляционная функция и функция спектральной плотности колебаний поверхностной температуры по программе, заимствованной из работы В.А.Рожкова и Ю.А.Трапезникова (1969). Число дискретных значений (N), соответствующих этой продолжительности, составляло 1007, максимальный сдвиг корреляционной функции (τ_m) принят равным 157. Для устранения нестационарности по математическому ожиданию применено скользящее осреднение и полиномиальное выравнивание много-

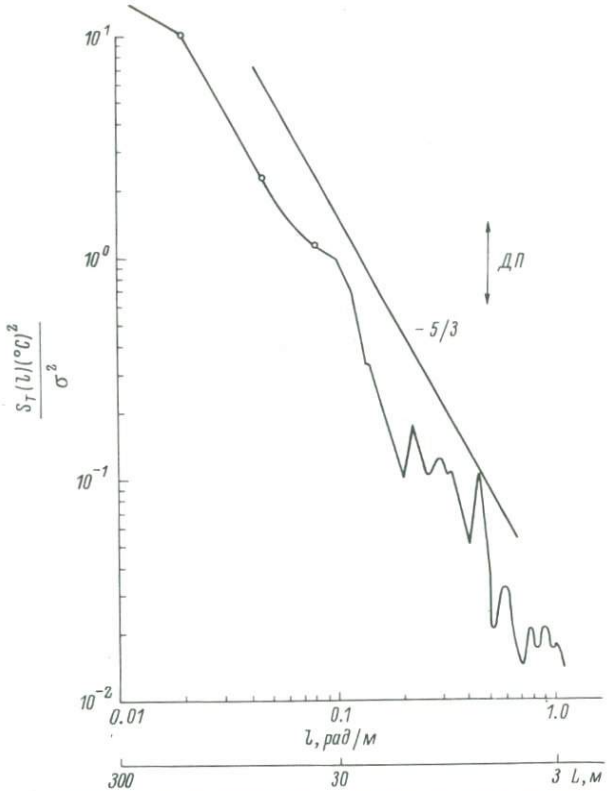


Рис.2.1.2. Сравнение нормированной спектральной плотности поверхностной температуры с „законом -5/3".

членом первой степени (Рожков, 1967). Расчет произведен на ЭБМ БЭСМ-6 Н.Н.Филатовым. Для проверки характера степенной зависимости от пространственного масштаба (l) спектр $S_T(l)$ представлен в биологарифмических координатах (рис.2.1.2). Оценка достоверности полученного спектра выполнена с помощью параметра $\nu = 2N/\tau_m$. На рис.2.1.2 стрелками указаны доверительные пределы с вероятностью 90% для $\nu = 18$.

Как видно из графика, выбросы максимальных значений спектральной плотности приурочены к пространственным масштабам 10-40 м, а степенная зависимость с показателем „-5/3" отмечается в среднем для диапазона 5-270 м. Последнее свидетельствует о наличии инерционно-конвективного интервала протяженностью от 5 до 270 м. Наличие мезомасштабных изменений и мелкомасштабных пульсаций температуры, подчиняющихся „закону минус пяти третей", можно объяснить действием турбулентного перемешивания, создаваемого пульсациями скорости и конвективным перемешиванием (Иванов и др., 1968).

Интересно отметить, что рассмотренные выше три типа пульсаций температуры наблюдались только один день, а именно 4 07 77 г. при штилевой солнечной погоде. В последующие дни (5-6 07 77 г.) при буксировке термозонда в поверхностном слое воды практически на тех же галсах отмечались мезомасштабные и скачкообразные изменения температуры с аналогичными градиентами и перепадами. Рассмотренных выше мелкомасштабных колебаний с пространственными неоднородностями в десятки метров зарегистрировано не было. Однако и погодные условия в эти дни были другими: при слабых ветрах имела место переменная или сплошная облачность, и, следовательно, процессы обмена энергией на границе раздела вода-воздух были также существенно иными. Опираясь на этот факт, а также на данные Брука и Фиринга (Bruce, Firing, 1974), можно предполагать, что от погодных условий, т.е. от величины притока солнечной энергии , существенно зависит характер скоростного поля течений и турбулентный обмен в верхнем слое.

Одновременно с этим следует отметить, что справедливость „закона минус пяти третей" для некоторого интервала масштабов горизонтальных движений в поверхностном слое океана была подтверждена в ряде работ косвенным образом - по зависимости коэффициента турбулентного перемешивания (K) от пространственного масштаба (l): в широком диапазоне масштабов выполняется закон $K \sim l^{4/3}$, являющийся следствием „закона двух третей" или „закона минус пяти третей" для поля скорости. Выполнение „закона минус пяти третей" для 300-метровых масштабов в районах с глубинами 50-150 м может свидетельствовать о значительной анизотропии турбулентного поля скорости и о том, что температурные неоднородности, подчиняющиеся „закону минус пяти третей", связаны именно с двумерной горизонтальной турбулентностью.

Приведенные выше данные подчеркивают необходимость систематизации наших знаний не только о характере, но и о наблюдавшихся структурных особенностях полей температуры, о пространственных и временных масштабах их колебаний в озере. В свою очередь, обнаруженные температурные неоднородности могут явиться одновременно причиной и следствием особенностей распределения таких гидробионтов, как фито- и зоопланктон, и оказать влияние на ход гидрохимических и биологических процессов в верхнем слое озера.

* * *

За последние 10-15 лет появилось большое число работ как в нашей стране, так и за рубежом, посвященных исследованию микроструктуры стратификации в океанах, морях и озерах с помощью новой высокочувствительной зондирующей аппаратуры. Результаты подобных исследований и методика их до сих пор вызывают неослабевающий интерес, так как существование тонкой структуры стратификации является следствием и причиной ряда процессов, определяющих динамическое состояние вод, и в частности процессы обмена.

Благодаря исключительной важности этих работ в океанологии, например, сложилось новое направление исследований, итоги которых представлены в книге К.Н.Федорова (1976).

В июле 1977 г. с помощью упомянутого выше термозонда в Ладожском озере с научно-исследовательского судна „Талан" выполнялись первые измерения тонкой структуры температурной стратификации. Проведенные работы носили опытно-методический характер, тем не менее полученные результаты представляются интересными для выявления процессов, протекающих как в деятельном слое, так и в глубинных слоях озера.

Измерение температуры по вертикали осуществлялось на двух якорных станциях - в Яккимварском заливе и в северной части озера. Зондирование выполнялось с турачки брашпиля при одной и той же скорости опускания и подъема термозонда (32 см/с). Перед опусканием датчик термозонда находился в самом верхнем слое воды. По сигналу с палубы, совпадавшему с моментом пуска лебедки брашпиля, включался потенциометр и ставилась первая отметка. Глубина зондирования (выход прибора в придонный слой) рассчитывалась по скорости опускания зонда. В момент выхода зонда в придонный слой с палубы подавался второй сигнал, по которому выключался потенциометр и ставилась вторая отметка, после чего сразу же выполнялось второе зондирование, но в обратном направлении - от придонного горизонта до поверхности. При этом включение и выключение потенциометра и отметки на ленте также производились по сигналу с палубы. Полученные профили температуры десяти зондирований на станции в Яккимварском заливе (глубина 40 м) приведена на рис.2.1.3, а.

Согласно данным сезонных температурных съемок, полученным более десятка лет назад (Тихомиров, 1968), в районе работ в июле формируется четко выраженный термоклин, нижняя граница которого лежит на глубине 15 м от поверхности. Более детальные исследования последнего времени свидетельствуют о сложности структуры термоклина, имеющей ряд особенностей, как устойчивых, так и изменчивых. Прежде всего глубина залегания термоклина непрерывно флуктуирует, причем нижняя его граница - в пределах 5 м. Непрерывно меняется и толщина приповерхностного слоя: у самой поверхности то появляются, то исчезают тонкие более теплые слои. Флуктуирует толщина и самого термоклина, и величина градиента в его пределах. Ряд профилей имеет слабо выраженную ступенчатую структуру (рис.2.1.3,а), как, например, профили, зарегистрированные в 15 ч 09 мин и 15 ч 37 мин. На последнем заметны температурные инверсии в пределах 0.1-0.3°С. Толщина нижнего слоя, находящегося в состоянии, близком к гомотермии, флуктуирует в пределах 5 м с изменениями температуры в пределах 1°С.

Вертикальным зондированием, проведенным с помощью проволочного термодатчика в холодных водах ($t° < 4°C$) над глубинами 200 м, из-за ограниченной длины кабеля охвачена водная толща лишь до глубины 90 м. Все профили, построенные по результатам этого

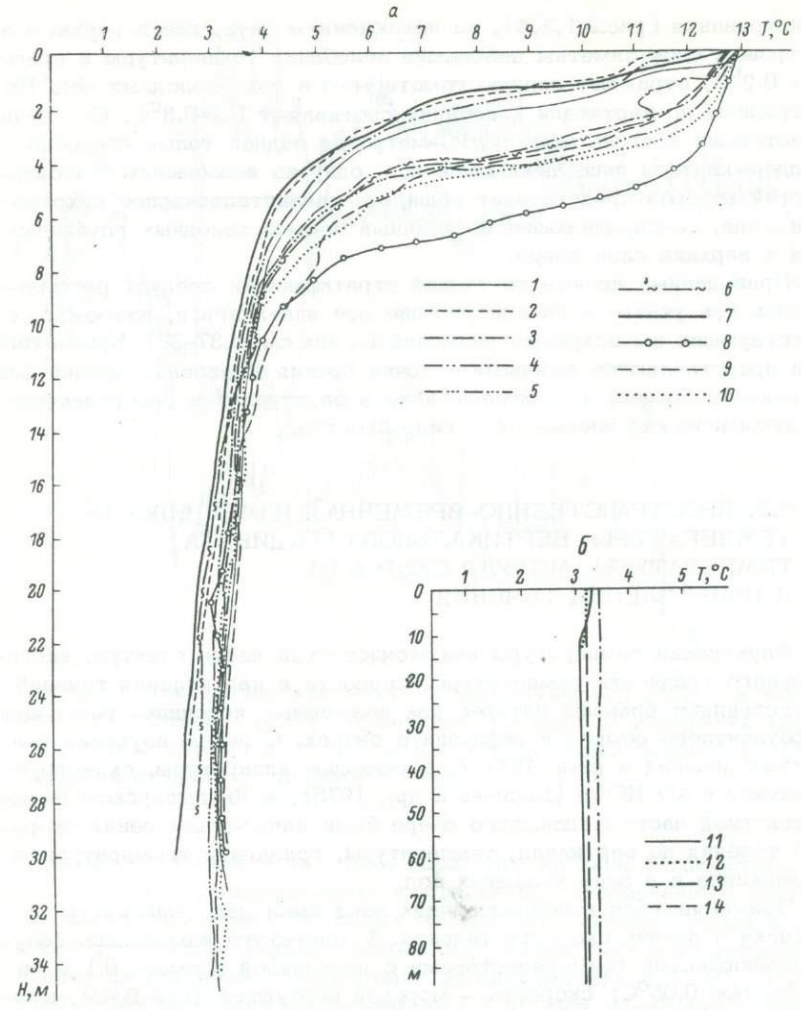


Рис.2.1.3. Вертикальные профили температуры, построенные по данным зондирования проволочным термодатчиком 04 07 77 г. в Якким-варском заливе (а) и в северо-западной части озера в зоне холодных вод (б) на якорных станциях с глубинами 40 и 200 м, соответственно.

1 – 14 ч 25 мин; 2 – 14 ч 28 мин; 3 – 14 ч 39 мин; 4 – 14 ч 47 мин; 5 – 14 ч 50 мин; 6 – 15 ч 09 мин; 7 – 15 ч 30 мин; 8 – 15 ч 34 мин; 9 – 15 ч 37 мин; 10 – 16 ч 00 мин; 11 – 16 ч 26 мин; 12 – 16 ч 35 мин; 13 – 18 ч 18 мин; 4 – 20 ч 06 мин.

зондирования (рис.2.1,3,б), за исключением двух, где в верхнем 8-метровом слое заметны небольшие колебания температуры в пределах 0.2°С, отражают полную гомотермию в зоне холодных вод. Но в среднем по вертикали колебания составляют 0.2-0.3°С. Состояние гомотермии в столь мощной, 90-метровой водной толще способно поддерживаться лишь динамикой вод, одну из возможных разновидностей которой представляет обширное квазистационарное вихревое движение, обеспечивающее постоянный подъем холодных глубинных вод в верхние слои озера.

Приведенные данные по тонкой стратификации следует рассматривать как указание на присутствие зон апвелинга и, возможно, сопутствующих им вихревых движений (о них см. с.37-39). Кроме того, они представляются важными с точки зрения выявления причин формирования процессов перемешивания и флуктуаций в распределении гидрохимических элементов и гидробионтов.

2.2. ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННАЯ ИЗМЕНЧИВОСТЬ ТЕМПЕРАТУРЫ, ВЕРТИКАЛЬНОГО ГРАДИЕНТА ТЕМПЕРАТУРЫ, МОДУЛЯ СКОРОСТИ И НАПРАВЛЕНИЯ ТЕЧЕНИЯ

Флуктуации температуры высокочастотной части спектра, вертикального градиента температуры, скорости и направления течений представляют большой интерес как возможные источники генерации турбулентного обмена и диффузии в озерах. С целью изучения указанных явлений в июле 1977 г. с помощью аппаратуры, сконструированной в АО ИОАН (Киричек и др., 1975), в Яккимварском заливе и северной части Ладожского озера были начаты измерения скорости течения по вертикали, температуры, градиента температуры в термоклине и в зоне холодных вод.

Применявшийся в исследованиях зонд имел два температурных датчика и датчик скорости течения. Температура измерялась полупроводниковыми терморезисторами с постоянной времени 0.1 с и точностью 0.05°С; скорость - морской вертушкой типа ВММ, в которой механический счетчик числа оборотов заменен электрическим датчиком периодов оборотов. Последний представляет собой магнитоуправляемое реле, приводимое в действие магнитом, укрепленным на одной из лопастей ротора. При каждом обороте реле на мгновенье подключало к одному из терморезисторов шунтирующее сопротивление, вследствие чего на сигнал температуры накладывались импульсы. Интервал следования импульсов обратно пропорционален значению скорости потока. Терморезисторы с помощью трехжильного кабеля включаются в схему двойного моста. Такое включение позволяет измерить сумму и разность температур в точках расположения датчиков, причем флуктуации разности - с большой чувствительностью. При разнесении датчиков по вертикали разностный сигнал характеризует вертикальный градиент температуры. При

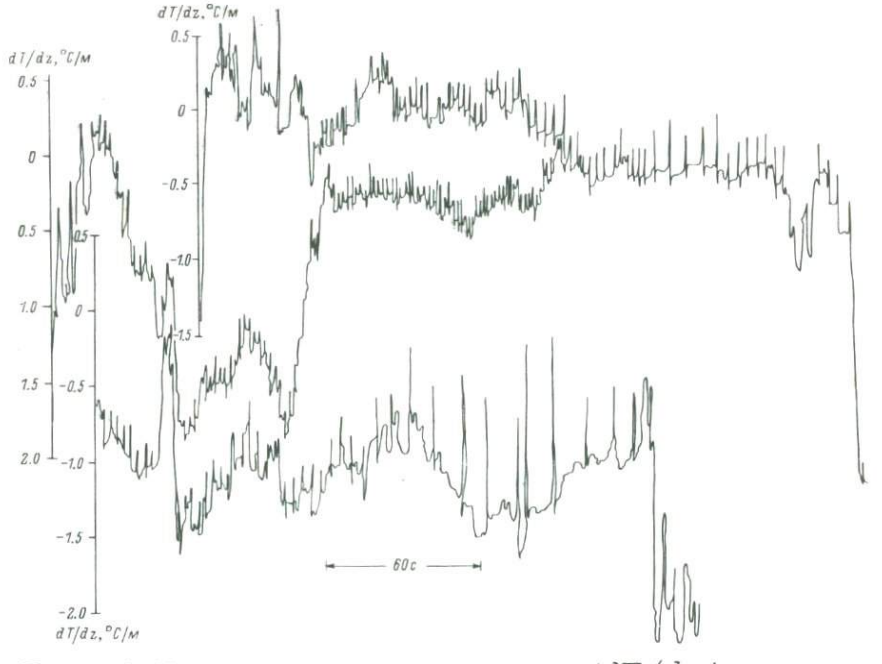


Рис. 2.2.1. Изменение градиента температуры (dT/dz) и модуля скорости течения (u) в термоклине, по данным измерений вертушкой-зондом на горизонте 1.7 м в северной части озера 5 07 77 г. (якорная станция с глубиной 50 м).

совмещении датчиков на одном горизонте профиль температуры регистрируется с минимальным осреднением, обусловленным только инерционностью чувствительных элементов. Сигналы суммы и разности температур с наложенными импульсами вертушки регистрировались на перьевых самопишущих потенциометрах ЭПП-09. Температурные датчики были разнесены на 1.7 м. Все измерения проведены на трех якорных станциях в северной части озера. При этом две из них располагались в месте четко выраженного термоклина, а третья – в зоне холодных вод, практически находящихся в состоянии гомотермии. Полученные фактические материалы наблюдений позволили выборочно выделить наиболее интересные реализации, зарегистрированные зондом.

Как показывает изменение во времени градиента температуры в верхнем слое (толщина 1.7 м) (рис.2.2.1), его значения по вертикали – dT/dz – за промежуток времени 12 мин колеблются в больших пределах – от 0.3 до 2.3°С. Бóльшим изменениям вертикального градиента температуры (dT/dz) отвечают его колебания с периодами 3 и 1 мин; относительно небольшим – в пределах 0.1–0.3°С – целая группа высокочастотных флуктуаций (3, 6, 9, 16, 30с). По

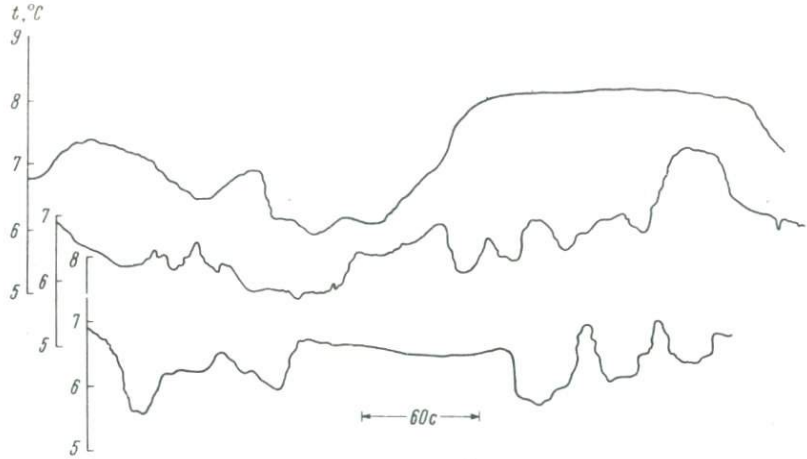


Рис.2.2.2. Изменение температуры ($t°$, С) на горизонте 6 м в северо-западной части озера 5 07 77 г. (якорная станция с глубиной 50 м).

изменению расстояния между вертикальными штрихами (рис.2.2.1) в первом приближении можно судить об относительных колебаниях модуля скорости во времени, так как скорость течения обратно пропорциональна расстоянию между ними. Как видно из рис.2.2.1, за этот же небольшой промежуток времени скорость течения изменилась на порядок, а период указанного изменения оказался близким максимальному периоду dT/dz и составил примерно 4 мин. Кроме того, на фоне больших изменений модуля скорости можно заметить и более высокочастотные его флуктуации.

В северо-западной части озера на якорной станции 5 07 77 г. термозондом с проволочным датчиком на горизонте 6 м в термоклине (в слое наибольшего скачка температуры) были зарегистрированы временные изменения температуры, близкие по характеру колебаниям dT/dz (рис.2.2.2). На фоне колебаний температуры с амплитудами 1.5-2.5°С и периодом 3-4 мин четко выделяются ее флуктуации с амплитудами 0.2-0.5°С и секундными периодами (3, 6, 9, 16, 20, 30).

Практически синхронными измерениями градиента температуры и модуля скорости течения, проведенными в зоне холодных вод 4 июля 1977 г. (рис.2.2.3,а-в), обнаружены небольшие (от 0.05 до 0.3°С), но непрерывные флуктуации dT/dz в верхнем слое (толщиной 1.7 м) с периодами от 6, 9, 15, 30 с до 1 мин, почти затухающие на горизонтах 10 и 30 м и вновь возникающие на короткие промежутки времени в пределах одной минуты. Модуль скорости течения на горизонте 30 м в 2 и 2.5 раза превысил значения этой величины на горизонте 10 и 1.7 м соответственно, но каких-либо заметных колебаний его (во времени) на протяжении 6-минутных

интервалов на всех трех горизонтах зарегистрировано не было. Материалы по вертикальному зондированию скорости течения пока еще ограниченны, хотя имеют существенное значение для понимания формирования процессов вертикальной диффузии и тонкой структуры вод. В сравнительно недавно опубликованной работе (Thorpe, 1977) на основании результатов измерений мелкомасштабной вертикальной структуры скорости течения специальным зондом в оз. Лохнес сделан вывод о ее существенной неустойчивости и перемежаемости при устойчивой стратификации, а еще раньше (Монин и др., 1974) выдвинута гипотеза о формировании микроструктуры в слоях с вертикальными градиентами скорости течений.

По реализациям вертикального градиента температуры (dT/dz) и модуля скорости течения (u) рассчитаны функции спектральной плотности $S_{dT/dz}(\omega)$ и $S_u(\omega)$ в соответствии с методикой, рассмотренной выше (с.00).

Как показывают графики нормированных спектральных плотностей градиента температуры $-S_{dT/dz}(\omega)$ (рис.2.2.4), рассчитанных по наблюдениям 4 07 77 г. на горизонтах 4 и 40 м (станция у выхода из Яккимварского залива, глубина 80 м) и на горизонте 10 м (станция в зоне холодных вод, глубина 200 м), выбросы их максимальных значений имеют место на частоте 0.12 рад/с (период – 52 с). В интервале более высоких частот (периоды 6, 9, 16, 22 и 31 с) спектра $S_{dT/dz}(\omega)$, рассчитанного по наблюдениям на горизонте 4 м, в среднем имеет место уменьшение спектральной плотности в соответствии с „законом $-5/3$".

Наличие во всех реализациях $dT/dz, t°$ и спектрах $S_{dT/dz}(\omega)$ колебаний с периодом около одной минуты, по-видимому, обусловлено микрометеорологическим максимумом в скорости ветра над материком и водоемом (Колесникова, Монин, 1965). Колебания с периодами 3–4 мин в термоклине связаны с флуктуациями внутренних гравитационных волн на частоте Вяйсяля-Брента (Киричек, Михайлов, 1977). Рассмотренные выше флуктуации с секундными периодами, возможно, являются следствием воздействия мелкомасштабных внутренних волн, формирующихся на мелководье Яккимварского залива и ранее обнаруженных в Калифорнийском заливе и других районах (La Fond, 1959; Woods, 1968).

Наиболее длительные реализации модуля скорости течения по наблюдениям зондом вертушкой-градиентометром 6 06 77 г. были подвергнуты статистической обработке. На рис.2.2.5 представлен нормированный на дисперсию σ_u^2, спектр модуля скорости течения $S_u(\omega)$ для горизонта 1.7 м по наблюдениям в Яккимварском заливе (глубина 40 м). На спектре $S_u(\omega)$ четко выделяются три пика спектральной плотности, соответствующие периодам 17, 24 и 98 с. Из сравнения спектров вертикального градиента температуры $S_{dT/dz}(\omega)$ (рис.2.2.4) и модуля скорости течения $S_u(\omega)$ видно,

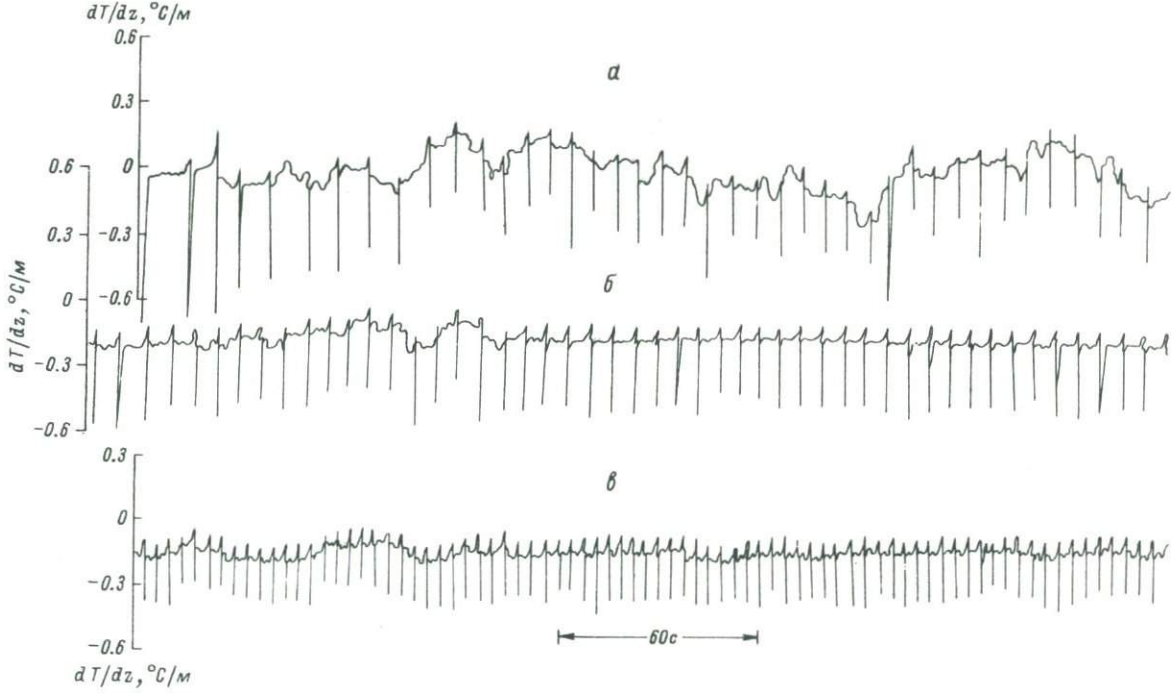


Рис.2.2.3. Изменение градиента температуры (dT/dz) и модуля скорости течения (u) в зоне холодных вод на горизонтах 1.7 (а), 10 (б) и 30 м (в), по наблюдениям 4 07 77 г. (якорная станция в северо-западной части озера с глубиной 200 м).

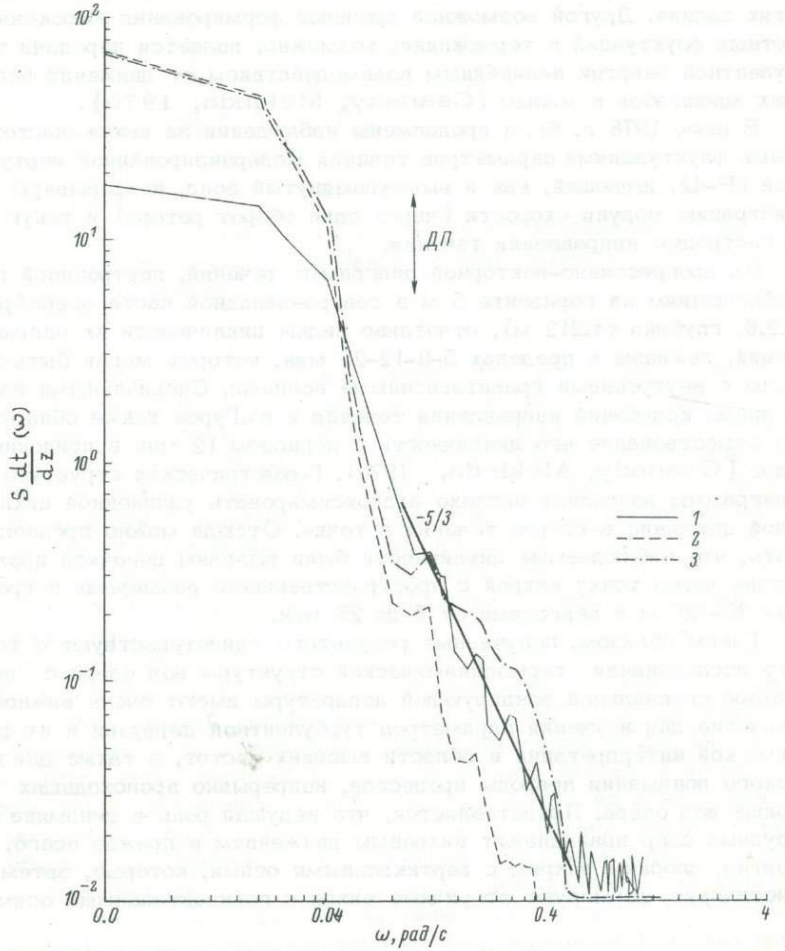


Рис.2.2.4. Сравнение нормированных спектральных плотностей градиента температуры (dT/dz) с „законом –5/3" по наблюдениям на якорных станциях 4 07 77 г.

1 – Яккимварский залив, горизонт 4 м, глубина 80 м; 2 – там же, горизонт 40 м, глубина 80 м; 3 – северо-западная часть озера (зона холодных вод), горизонт 10 м, глубина 200 м.

что выбросы максимальных значений спектральной плотности у них близки по частотам. В этой связи можно предполагать, что обнаруженные флуктуации модуля скорости течения обусловлены высокочастотными флуктуациями внутренних гравитационных волн в термоклине, которые, в свою очередь, возникают на мелководье и в узостях залива. Другой возможной причиной формирования высокочастотных флуктуаций в термоклине, возможно, является передача турбулентной энергии нелинейным взаимодействием от движений больших масштабов к малым (Csanady, Mekinda, 1970).

В июле 1978 г. были продолжены наблюдения за высокочастотными флуктуациями параметров течения модернизированной вертушкой ГР-42, имеющей, как и вышеупомянутый зонд, непрерывную регистрацию модуля скорости (через один оборот ротора) и такую же регистрацию направления течения.

На прогрессивно-векторной диаграмме течений, построенной по наблюдениям на горизонте 5 м в северо-западной части озера (рис. 2.2.6, глубина ст.212 м), отчетливо видны цикличности их направлений, лежащие в пределах 5-9-12-25 мин, которые могли быть связаны с внутренними гравитационными волнами. Специальными измерениями колебаний направления течения в оз.Гурон также обнаружено существование его цикличности с периодом 12 мин в придонном слое (Csanady, Mekinda, 1970). Геометрическая структура диаграммы позволяет неплохо аппроксимировать удлиненной циклоидой движение векторов течения в точке. Отсюда можно предполагать, что наблюдаемые цикличности были вызваны цепочкой проходящих через точку вихрей с пространственными размерами в пределах 30-120 м и периодами от 5 до 25 мин.

Таким образом, полученные результаты свидетельствуют о том, что исследования термодинамической структуры вод озера с помощью специальной зондирующей аппаратуры имеют очень важное значение для изучения параметров турбулентной диффузии и их физической интерпретации в области высоких частот, а также для глубокого понимания природы процессов, непрерывно происходящих в толще вод озера. Представляется, что ведущая роль в динамике вод крупных озер принадлежит вихревым движениям и прежде всего, вероятно, плоским вихрям с вертикальными осями, которые, затем диссипируя, формируют вторичные вихри с горизонтальными осями.

2.3. ВИХРЕВОЕ ДВИЖЕНИЕ ВОД В СЕВЕРНОЙ ЧАСТИ ЛАДОЖСКОГО ОЗЕРА

Так как поле течений обладает диффузионными свойствами, то представляется целесообразным проводить исследования течений в переменных Лагранжа с помощью дискретно плавающих индикаторов -

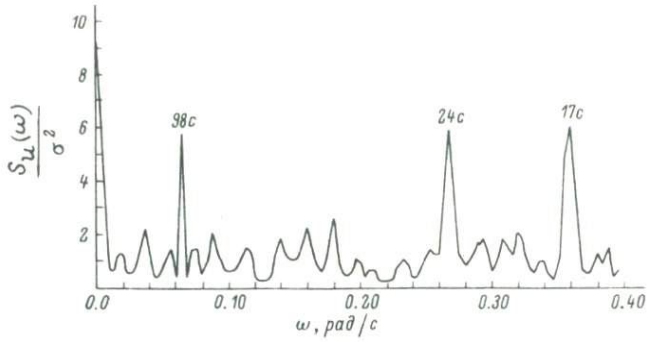


Рис.2.2.5. Нормированный спектр модуля скорости течения по наблюдениям вертушкой-зондом в Яккимварском заливе 4 07 77 г. (горизонт 1.7м, глубина 40 м).

свободно дрейфующих драг. Такой способ приобретает еще большую рациональность, если при исследовании процесса турбулентной диффузии исходить из статистической теории, являющейся наиболее обоснованной физически. Кроме того, изучение течений в переменных Лагранжа позволяет строже исследовать их кинематическую структуру и надежнее определять пространственный масштаб вихрей (ℓ), который имеет существенное значение при оценке параметров турбулентной диффузии, необходимых для решения целого ряда практических задач по рациональному использованию и охране вод озер от загрязнения.

В сентябре 1978 г. Институтом озероведения АН СССР в северной части Ладожского озера с научно-исследовательского судна „Талан" были сделаны первые измерения течений дрейфующей драгой, в результате чего обнаружен антициклональный вихрь. Драга представляла собой систему, состоящую из двух частей. Верхняя несущая часть, плавающая по поверхности, состоит из вехи с радиолокационным отражателем высотой 3 м над водной поверхностью. Для обеспечения вертикального положения снизу веха была продета в пенопластовый круг и снабжена грузом-противовесом. Нижняя часть, подвешиваемая к верхней на тонком стальном тросе, состояла из двух взаимно перпендикулярных рам, размером 4 $м^2$ каждая, обтянутых плотной материей. Рамы выполняли роль водного паруса, влекомого течением на заданной глубине. Соотношение площадей сопротивления потока верхней и нижней частей системы - 1:100.

Драга запускалась в озеро с судна, стоявшего на якоре. Ее движение в течение почти двух суток регистрировалось судовым радиолокатором с дискретностью 1 ч, и путь наносился на крупномасштабную навигационную карту. По пройденному расстоянию и времени дрейфа драги вычислялась скорость течения. Описанная методика неоднократно использовалась при изучении течений и турбулентной

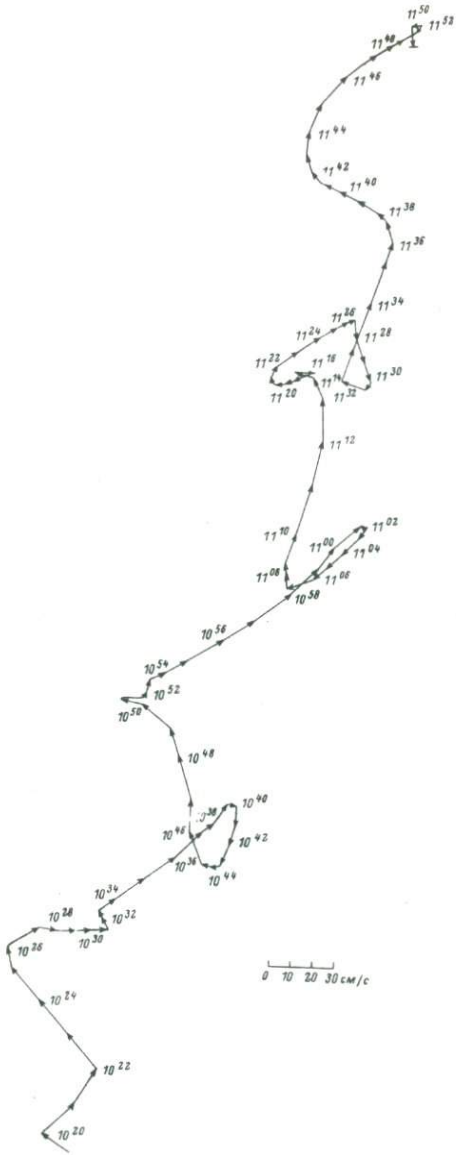


Рис.2.2.6. Прогрессивно-векторная диаграмма течений по наблюдениям в северо-западной части озера 16 06 78 г. при скорости ветра 2-3 м/с (горизонт 5 м, глубина 212 м).

диффузии в океанах, морях и озерах (Никитин, 1957, 1963; Помыткин, 1962).

Измерения течений драгой были проведены в шхерной северо-западной части Ладожского озера, в районе расположения впадины с глубинами около 220 м, на горизонте 5 м при штилевой погоде. Одновременно с корабля, стоящего на якоре, в двух точках проводились ежечасные измерения течений морской вертушкой ВММ также на том же 5-метровом горизонте. Кроме того, в точке выпуска драги было выполнено вертикальное зондирование температуры термозондом, показавшее почти полную гомотермию с небольшим перепадом температуры от поверхности до дна в 0.7°С.

На рис.2.3.1 представлена траектория движения драги, полученная по наблюдениям 7-9 09 78 г. и прогрессивно-векторные диаграммы течений в двух точках по измерениям вертушкой ВММ. Как видно из рисунка, драга совершила правильное кольцевое движение по часовой стрелке со средней скоростью 13 см/с, придя точно в исходное место выпуска через 31 ч. Последующие 6 ч драга следовала в том же направлении по близкой траектории с небольшим ее смещением внутри кольца. Диаметр кольца составлял 4.3 км, а скорость течения держалась устойчиво на всем пути дрейфа, изменяясь в небольших пределах - 10-15 см/с. Скорость течения по наблюдениям ВММ на двух якорных станциях составляла 10-14 см/с, а на-

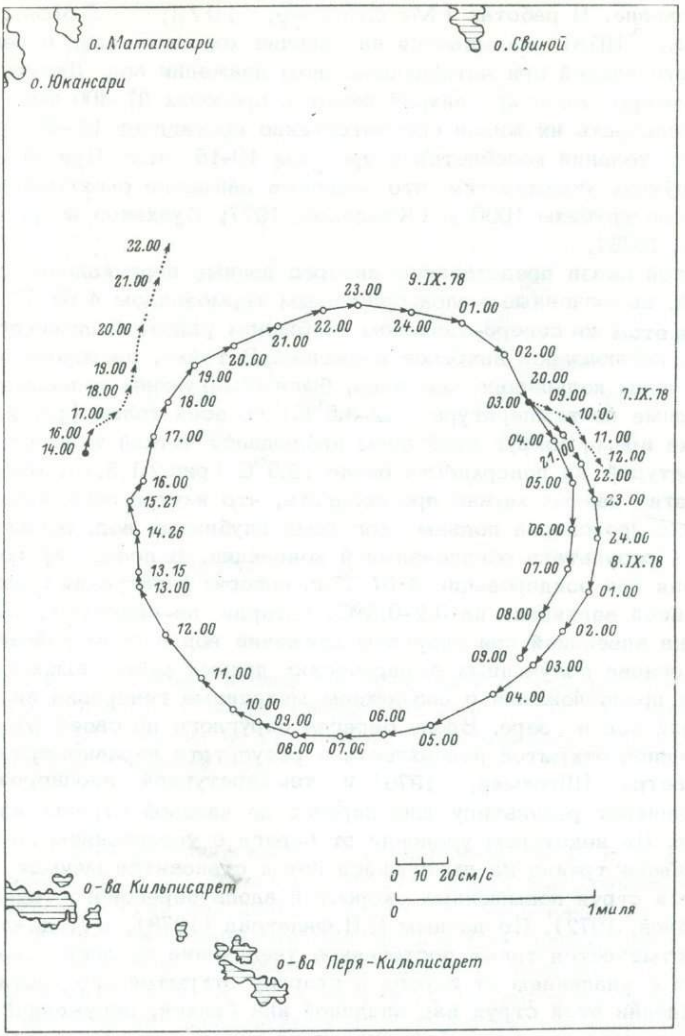


Рис.2.3.1. Кольцевая траектория дрейфа драги на горизонте 5 м по наблюдениям в переменных Лагранжа 7-9 09 78 г. в северо-западной части озера над глубинами около 200 м.

правление практически совпадало с движением драги по кольцу, т.е. по часовой стрелке.

В настоящее время появилось достаточно большое количество работ как в нашей стране, так и за рубежом, в которых обсуждаются вопросы генерации и структуры синоптических мезомасштабных вих-

рей в океане. В работах (McCartney, 1978; Solomon, Ahlnas, 1978) указывается на наличие холодных ядер в центральной части вихрей при антициклональном движении вод. Диаметральные размеры океанских вихрей лежат в пределах 37–400 км, продолжительность их жизни соответственно составляет 12–45 суток, а скорость течений колеблется в пределах 10–15 см/с. При этом во всех случаях указывается, что вихревые движения охватывают толщу вод до глубины 1000 м (Кошляков, 1977; Булкаков и др., 1977; Royer, 1978).

В этой связи представляют интерес данные вертикальных зондирований, выполненные малоинерционным термозондом 4 07 77 г. (с. 29) в этом же северо-западном глубинном районе Ладожского озера, где наблюдалось вихревое движение. В точке, расположенной внутри зоны кольцевого движения, были обнаружены холодные воды, однородные по температуре (3.2–3.5°С) во всей толще (рис.2.1.3,б). В то же время вокруг этой зоны наблюдался четкий термоклин с температурой на поверхности около 13.5°С (рис.2.1.3, а). На основании этих данных можно предполагать, что внутри зоны кругового движения происходил подъем холодных глубинных вод, образовавшихся в результате осенне-зимней конвекции. В пользу кругового движения при зондировании 4 07 77 г. говорит флуктуация температуры по всей вертикали на 0.2–0.3°С, которая, по-видимому, была обусловлена адвекцией при вихревом движении вод в этом районе.

На основе полученных эмпирических данных можно высказать следующее предположение о возможном механизме генерации вихревого движения вод в озере. Вдоль берегов округлого по своей форме озера в период открытой поверхности в результате неравномерностей поля ветра (Штокман, 1970) и температурной неоднородности вод возникает результирующий перенос по часовой стрелке или против нее. На некотором удалении от берега с увеличением глубины, где влияние трения на движущийся поток становится меньше, формируется струя повышенных скоростей вдоль берегового течения (Михайлов, 1972). По данным Н.Н.Филатова (1978), в Ладожском озере отмечается также постепенное увеличение средней скорости течения с удалением от берега в сторону открытой его части. При прохождении этой струи над впадиной или банкой, окруженной островами или мелями, могут формироваться локальные круговороты в результате воздействия на набегающий поток морфологических особенностей бассейна.

Обнаруженный вихрь в северо-западной части озера располагался в зоне глубоководной впадины (глубины 150–220 м), окруженной с севера и юга группой островов. При этом расстояние от западного берега до вихря составляло примерно 16 км, где, судя по глубинам, может проходить струя повышенных скоростей вдольберегового течения.

Формирование вихревых движений в результате воздействия на вдольбереговые пото и морфометрических особенностей может быть проиллюстрировано копией снимка водной поверхности у северо-вос-



Рис.2.3.2. Копия снимка водной поверхности у северо-восточного побережья Балтийского моря (сделанного с ИСЗ ERTS США 4 08 75 г.), на котором по скоплениям фитопланктона обнаруживаются вихревые движения вод.

точного побережья Балтийского моря, сделанного 4 08 75 г. с ИЗС США (рис.2.3.2).[1] На этом снимке четко видна завихренность поля скоростей течений и отдельные вихревые образования по траекториям движения скоплений фитопланктона с пространственными размерами 2-25 км. Этим снимком также подтверждается достоверность оценок горизонтальных размеров вихрей (l), сделанных для северо-восточного района Балтийского моря ранее на основании использования закономерностей инерционного интервала (Михайлов, 1974).

Интересные данные о формировании синоптических рингов по обе стороны от Гольфстрима, полученные по данным отрывных термозондов и съемки ИК-радиометром с ИСЗ (рис.2.3.3), приводят Чиней с соавторами (Cheney, 1976).

---

[1] Михайлов Ю.Д., Филатов Н.Н. Оценка характеристик турбулентного перемешивания в Балтийском море и крупных озерах. - Geod. und Geophys., Reihe IV, Hft 30, 1979, Ss. 43-52.



Рис.2.3.3. Синоптические ринги по обе стороны от Гольфстрима, по данным отрывных термозондов и съемки ИК-радиометром с ИСЗ.

Для решения вопроса о происхождений обнаруженного вихревого движения заслуживает внимания предположение Тихомирова (1964) о формировании замкнутой круговой циркуляции в северной глубоководной части озера за счет концентрического изменения температуры поверхности воды. Согласно А.И.Тихомирову (1964), вследствие такого распределения температуры возникает разница в гидростатическом давлении поверхностных слоев воды, которые, приходя в движение, отклоняются вправо за счет кориолисовых сил и образуют круговую циркуляцию.

В заключение следует отметить, что вихревые образования в озере являются своеобразными генераторами горизонтального и вертикального движения водных масс и их обмена. Они также играют существенную роль в диссипации энергии кругового течения, типичного для озер. Можно предполагать, что вихревые движения оказывают влияние на формирование термического режима вод озера и прежде всего термобара (Тихомиров, 1963, 1964). Поэтому в исследовании вихревых движений лежит ключ к пониманию гидрохимических и биологических процессов, протекающих в водной толще озера.

Автор признателен В.Н.Иванову и А.Е.Ордановичу за обсуждение многих вопросов и полезные советы, выражает свою благодарность капитану НИС „Талан" Г.Н.Пахомову и всем членам экипажа, добросовестно выполнившим наблюдения за перемещением драги судовым радиолокатором.

Литература

Булгаков Н.П., Джиганшин Г.Ф., Белоусов Л.М. Инструментальные измерения течений в синоптическом вихре. – Морские гидрофизические исследования, 1977, № 4, Севастополь, с.30–39.

Гинзбург А.И. Экспериментальное исследование термического пограничного слоя в воде при ее охлаждении через свободную поверхность. Автореф.канд.дис. М., 1978, с.21.

Гинзбург А.И., Зацепин А.Г., Федоров К.Н. Тонкая структура термического пограничного слоя в воде у поверхности раздела вода–воздух. ФАО, 1977, т.13, № 12, с.1268–1277.

Иванов В.Н., Монин А.С., Пака В.Т. О структуре поля температуры поверхности океана. – ДАН СССР, 1968, т.183, № 6, с.1304–1307.

Киричек А.Д., Михайлов Ю.Д. Турбулентная диффузия и тонкая структура вод Балтийского моря. – Ambio, Spec.Rep., 1977, N 5, p.205–209.

Киричек А.Д., Пака В.Т., Михайлов Ю.Д., Шкуренко В.Н. О тонкой структуре вод Балтийского моря. – ФАО, 1975, т.1, №1, с.99–102.

Колесникова В.Н., Монин А.С. О спектрах колебаний метеорологических полей. – ФАО, 1965, т.1, № 7, с.653–669.

Кошляков М.Н. Научные результаты „Полигон–70" и других советских экспедиций. – В кн.: Исследования синоптической изменчивости океана. Севастополь, 1977, с. 13–45.

Михайлов Ю.Д. Вероятностные характеристики прибрежных течений Балтийского моря. – Тр.ГОИН, 1972, вып.110, с.76–97.

Михайлов Ю.Д. Статистические характеристики турбулентного поля скоростей течений и их оценка в прибрежной зоне Балтийского моря. – Тр.ГОИН, 1974, вып.122, с.90–107.

Михайлов Ю.Д., Киричек А.П. Параметры горизонтального и вертикального турбулентного обмена в Балтийском море. – В кн.: Сборник докладов III Советско-Шведского симпозиума по охране вод Балтийского моря от загрязнения. Стокгольм, 1975, с.11–23.

Монин А.С., Каменкович В.М., Корт В.Г. Изменчивость Мирового океана. Л., 1974. 261 с.

Никитин И.С. Радиолокационный метод изучения морских течений. – Метеорология и гидрология, 1957, № 4, с.47–50.

Никитин И.С. Методика изучения течений в водохранилищах радиолокационными средствами. – Метеорология и гидрология, 1963, № 5, с.29–36.

Помыткин Б.А. Некоторые сведения о течениях в южной части Байкала. – Метеорология и гидрология, 1962, № 11, с.47–50.

Рожков В.А. О выборочной изменчивости спектральных характеристик морского волнения. – В кн.: Теоретические и практические вопросы мореходных качеств судов. Л., 1967, с.219–235.

Рожков В.А., Трапезников Ю.А. Методические рекомендации, алгоритмы и программы расчета вероятностных характеристик ветрового волнения на ЭЦВМ. М.–Л., 1969. 385 с.

Тихомиров А.И. О термическом баре Ладожского озера. – Изв. ВГО, 1963, №2, т.95, с.134-142.
Тихомиров А.И. Основные черты термического режима Ладожского озера. – Изв.ВГО, 1964, т.96, № 5, с.383-392.
Тихомиров А.И. Температурный режим и запасы тепла Ладожского озера. – В кн.: Тепловой режим Ладожского озера. Л., 1968, с.144-217.
Федоров К.Н. Тонкая термохалинная структура вод океана. Л., 1976. 194 с.
Филатов Н.Н. Изменчивость течений в крупных озерах. – В кн.: Изменчивость гидрофизических полей в озерах. Л., 1978, с.6-88.
Штокман В.Б. Избранные труды по физике моря. Л., 1970. 152 с.
Bruce J.G., Firing E. Temperature Measurements in the Upper 10 m with Modified Expendable Bathytermogaph Probes. - J. Geoph. Res., 1974, v.79, N 27, p.4110-4111.
Csanady G. T., Mekinda M. Rapid fluctuations of current direction in lake Huron. - Proc. 13th Conf.Great Lakes Res., 1970, p.397-412.
Cheney R.E., Webb D., Gemmill W.H. et al. Tracking a Gulf Stream Ring With SOFAR Floats. - J. Phys. Oceanogr., 1976, 6, p.741-749.
Defant A. Physical Oceanography. V.1, Pergaman, N.-Y., 1961. 109 p.
Gaarder T., Spärck R. Hydrographisch-biochemische Untersuchungen in norwegischen Austern-Pollen. - Naturvidenskapeligrekke, 1932, N 1, p.5-144.
La Fond E.C. Sea surface features and internal Waves in the sea. - Indian J. Met. Geophys., 1959, 10, p.415-419.
McCartney M.S., Worthington L.V., Schmitz Jr.W.J. Large cyclonic rings from the northeast Sargasso Sea. - J.Geophys. Res., 1978, v.83, N 2, p.901-914.
Royer T.C. Ocean eddies generated by seamounts in the North Pacific. - Science, 1978, v.199, N 4333, p.1063-1064.
Thorpe S.A. Turbulence and mixing in a Scottish Loch. - Phil. Trans. Roy. Soc. London, 1977, v.286.N1334, p.125-181.
Solomon H., Ahlnäs K. Eddies in the Kamchatka current. - Deep-Sea Res., 1978, v.25. N 4, p.403-410.
Woods J.D. Wave-induced instability in the summer thermocline. - J. Fluid Mech., 1968, v.32, pt.4, p.791-800.

Глава 3

ЦИРКУЛЯЦИИ ЛЕНГМЮРА

Параметризация механизмов формирования верхнего квазиоднородного слоя водоема[1] зачастую приводит к неудовлетворительным результатам, что объясняется недостаточным знанием действующих механизмов, одним из которых являются циркуляции Ленгмюра, названные так в честь впервые их описавшего исследователя (Langmuir, 1938).[2] Циркуляции носят глобальный характер, имея место как во внутренних водоемах (озера, водохранилища), так и в океанических и морских условиях, что определяет интерес к ним не только со стороны лимнологов, но и океанологов. Однако этот интерес оставался бы чисто академическим, если бы не та значительная роль, которую играют циркуляции в формировании термодинамического и химико-биологического режимов верхних слоев водоема. Есть основания считать, что с возникновением циркуляций Ленгмюра происходит не только резкое увеличение передачи энергии и вещества к нижележащим слоям, но формирование и эволюция термоклина, генерация внутренних волн и термодинамической микроструктуры и др. Тем не менее, хотя с момента первого описания циркуляций прошло более 40 лет, их исследование, особенно экспериментальное, продвинулось крайне недостаточно.

В настоящей главе представлены результаты исследований циркуляций Ленгмюра за период работ Ладожской гидрофизической экспедиции (1976–1979 гг.). Автор выражает благодарность А.А.Дмитриевой за постоянное внимание к работе и разрешение воспользоваться материалами совместной статьи, а также А.И.Дуванину и Н.Н.Филатову за полезное обсуждение отдельных результатов.

---

[1] Проведенные исследования показали, что эпилимнион озера обладает многими чертами, присущими квазиоднородному слою моря – термодинамической микроструктурой, перемежаемостью и др. (см. с.165).

[2] В литературе встречаются другие, менее употребимые названия: вихри Ленгмюра, упорядоченные циркуляции, поперечные циркуляции в ветровом течении и др.

3.1. ЦИРКУЛЯЦИИ ЛЕНГМЮРА И МНОГООБРАЗИЕ УПОРЯДОЧЕННЫХ ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ СТРУКТУР

Циркуляции Ленгмюра – особый тип упорядоченных движений в природных водоемах. Исследователь, давший им имя, в северной части Атлантического океана обратил внимание на скопление водорослей, вытянутые в виде полос в направлении ветра. Позднее для выявления природы этого явления он провел серию экспериментов на оз.Джорж (США) (Langmuir, 1938), основные результаты которых можно свести к следующему.

1. Воздействие ветра создает в толще воды систему чередующихся право- и левосторонних вихрей (циркуляций) с осями, параллельными направлению ветра (рис.3.1.1). На поверхности частицы воды конвергируют в полосы, образуя нисходящие движения, и дивергируют между полос.

2. Две соседние полосы ограничивают циркуляционную ячейку. Полосы, в которые сбиваются пена, водоросли, органическая пленка и др., становятся заметными при скоростях ветра 4 м/с.

3. Скорости нисходящего потока в полосах конвергенции оказались необычно большими (1–3 см/с). Подъем воды между полос происходил с гораздо меньшей скоростью.

4. Наряду с поперечным ротационным движением частицы в циркуляциях имеют продольную (вдоль ветра) составляющую скорости u. При этом u-компонента больше в полосах конвергенции, чем между ними. Направление течения по ветру под полосами конвергенции сохраняется до некоторой глубины и мало меняется по модулю.

5. Наряду с ярко выраженными основгыми полосами конвергенции наблюдалось множество слабо выраженных полос с гораздо меньшим расстоянием, что, видимо, связано с разномасштабностью циркуляционных движений.

6. По мнению И.Ленгмюра, глубина проникновения циркуляций лимитировалась верхней границей слоя скачка, а в период осенней гомотермии – дном озера (H = 60 м). Расстояние между ярко выраженными полосами (L_0) в различные сезоны варьировало от 5–10 до 15–25 м и примерно соответствовало глубине верхней границы термоклина.

7. И.Ленгмюр считает, что циркуляции являются одним из важнейших механизмов формирования эпилимниона.

Как уже отмечалось выше, индикатором присутствия циркуляций Ленгмюра служат полосы конвергенции. Характерные особенности „ленгмюровских" полос: появление начиная с некоторых скоростей ветра (Дмитриева, Рянжин, 1976), совпадение с направлением ветра, относительная периодичность в пространстве и распространенность на обширной акватории, а также способность быстро перестраиваться за изменением направления ветра (Langmuir, 1938; Welander, 1963). При этом, как правило, наряду с циркуляционными ячейками основного масштаба с расстоянием между соседними полосами конвергенций L_0 существуют циркуляционные ячейки

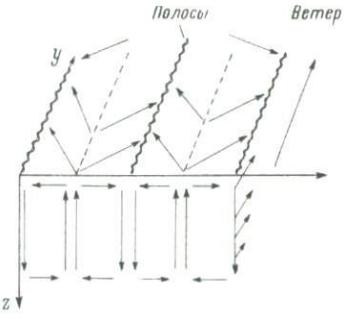


Рис.3.1.1. Схематическое движение в циркуляционных ячейках, согласно описанию И.Ленгмюра (Langmuir, 1938).

вторичного масштаба с расстоянием между полосами $L_в$, причем $L_0 > L_в$. Кроме того, наблюдается перемежаемость циркуляционных ячеек в пределах обоих масштабов. Исследования на Ладожском озере показали, что с усилением ветра вначале возникают вторичные циркуляции и лишь позже – циркуляции основного масштаба. Время диссипации после ослабления ветра, наоборот, больше для основных циркуляций. При прочих равных условиях скорости нисходящего потока в полосах конвергенции циркуляций масштаба L_0, как правило, также выше (Рянжин, 1977б). При развитом экмановском потоке направления полос, маркирующих циркуляции масштабов L_0 и $L_в$, не совпадают, хотя угол не превышает нескольких градусов. Такая особенность может быть объяснена значительно меньшей глубиной проникновения ($z_п$) циркуляций Ленгмюра вторичного масштаба. В этом случае направление полос маркирует, по-видимому, направление среднего сдвига в слое, охваченном циркуляциями. Циркуляции вторичного масштаба охватывают слой малой глубины, и направление полос почти совпадает с направлением приводного ветра, тогда как основные циркуляции проникают гораздо глубже, а направление полос характеризует средний сдвиг в большом слое (McLeish, 1968), и основные полосы конвергенции отклоняются в Северном полушарии вправо от направления приводного ветра в среднем на 14° (Faller, 1964).

При резких порывах ветра на поверхности возникают очень узкие (1-2 см) прерывистые полоски, маркирующие, видимо, появление упорядоченных циркуляций еще меньшего масштаба – с расстоянием между полосами L_m. Циркуляции этого масштаба, по всей видимости, обладают меньшей энергией по сравнению с циркуляциями масштаба L_0 и даже $L_в$ и после прекращения порыва ветра исчезают.

Исследованиями на Ладожском озере обнаружено также присутствие в поле циркуляционных ячеек групповых структур (см. 3.12). Причем группы состоят из различного количества ячеек, зависящего от фоновых гидрометеорологических и морфометрических условий.

После И.Ленгмюра большинство исследований проводилось с упором на изучение циркуляций масштаба L_0 ввиду их наибольшего, по сравнению со вторичными циркуляциями, влияния на режим квазиоднородного слоя.

Однако на поверхности природных водоемов часто наблюдаются полосы конвергенции, указывающие на присутствие в квазиоднородном слое циркуляционных структур, схожих по кинематике движения, но различных по механизмам генерации. В силу этого ряд исследователей отождествляли циркуляции Ленгмюра с похожими явлениями. Кроме „ленгмюровских" полос конвергенции, на поверхности природных водоемов наблюдаются также и нижеследующие.

П о л о с ы у п о р я д о ч е н н о й к о н в е к ц и и. Этот тип полос конвергенции маркирует ориентированную вдоль сдвига течения плотностную ячеистую конвекцию, открытую Г.Бенаром (Benard, 1900) и неоднократно исследовавшуюся экспериментально и теоретически (см., например, обзор в работе: Ролль, 1968). В естественных условиях подобные движения удалось наблюдать сравнительно недавно (Архипова, Ржеплинский, 1949). Качественную схему возникающих движений можно найти в работе Н.Н.Зубова (1949). Отметим, что упорядоченная конвекция возникает в определенном диапазоне чисел Рэлея (Lilly, 1966; Латун, 1968) в присутствии плотностной неустойчивости, тогда как циркуляции Ленгмюра образуются и при сильно устойчивой стратификации верхнего квазиоднородного слоя (Myer, 1969; Рянжин, 1980), что указывает на несвязанность процессов по механизмам генерации. Тем не менее, термические факторы являются своеобразным „катализатором", ускоряющим или замедляющим развитие циркуляций и влияющим на их параметры (с. 55).

П о л о с ы с л и к о в. При слабых и умеренных ветрах на поверхности водоемов часто возникают полосы скопления органической пленки, достигающие 50 м в ширину и имеющие определенную регулярность (Ролль, 1968). Исследованию полос этого типа посвящены обширные работы (Dietz, Lafond, 1950; Ewing, 1950, и др.). В более поздних исследованиях было показано, что появление сликов связано с внутренними волнами (Lafond, 1959, 1961) (рис.3.1.2). Направление сликов образует с направлением ветра угол в 90°. На мелководье слики часто следуют изобатам.

Как показали исследования на Ладожском озере, в период осенней гомотермии и отсутствия термоклина характерная частота циркуляций Ленгмюра ($\omega_л$) (см.3.6) значительно превышала частоту Вяйсяля–Брендта (N_i). Это обстоятельство указывает на различную природу образования сликов и ленгмюровских полос конвергенции, хотя, достигая термоклина, циркуляции могут генерировать внутренние волны (см.3.6). Другое важное отличие циркуляций Ленгмюра от циркуляционных движений между сликами заключается в характере изменения продольной (вдоль полос конвергенции) компоненты скорости течения (u) вблизи поверхности. В сликах значения u минимальны, а между ними – максимальны (Lafond, 1961), тогда как в ленгмюровских ячейках – наоборот.

П о л о с о о б р а з н ы е п я т н а. Согласно Г.Роллю (1968), полосообразные пятна возникают в районах приливных от-

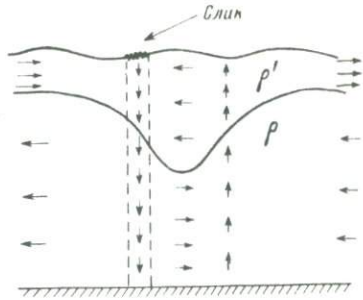


Рис.3.1.2. Схема движения при образовании сликовых полос (Lafond, 1961).

мелей на низкой воде и представляют собой чередование участков гладкой воды и покрытых рябью. Явление встречается только на очень мелких местах. Картина его своеобразна: эллиптические пятна гладкой воды с продольными осями, перпендикулярными направлению ветра, располагаются цепочками по ветру и движутся по направлению течения, то же в основном ориентированному по ветру. Не останавливаясь подробно на гипотезах образования, отметим лишь, что природа полосообразных пятен до конца не выяснена. В озерах, насколько известно авторам, полосообразные пятна не обнаружены.

Другие виды полос. К этой группе можно отнести нерегулярные полосы конвергенции различной природы. Так, например, полосы возникают на фронтальных зонах в участках конвергенции (см., например, Cooper, Batt, 1961) и сильного горизонтального сдвига течения (Bell, 1954). Генерация вихрей с горизонтальными осями над участками с резким изломом дна также приводит к образованию полосы конвергенции (Рыжков, 1966). В озере полоса конвергенции также располагается на границе развивающегося термобара (Тихомиров, 1963). Однако возникновение перечисленных полос не приурочено к „критическим" скоростям ветра; они не обладают относительной регулярностью, параллельностью друг другу и направлению ветра на обширной акватории и тем самым отличаются от полос конвергенции циркуляций Ленгмюра.

3.2. ЦИРКУЛЯЦИИ ЛЕНГМЮРА ПО СОВРЕМЕННЫМ ПРЕДСТАВЛЕНИЯМ

Благодаря проведенным в последние годы исследованиям представления о циркуляциях Ленгмюра, как об эпизодическом явлении, заметно пошатнулись. Так, например, на Балтике П.Веландер наблюдал циркуляции в 36% случаев (Welander, 1963), А.А.Дмитриева и С.В.Рянжин (1976) – в 61% случаев, на оз.Джордж (США) Д.Скотт и соавторы (Scott et al., 1969) – в 49% случаев. Причем повторяемость циркуляций Ленгмюра при различных средних скоростях ветра неодинакова и в среднем с ее ростом увеличивается (см. рис.3.2.1). Количественно эта тенденция проявляется в том, что на Балтике, например, коэффициент бисериальной линейной парной корреляции (Пановский, Брайер, 1972) существования циркуляций

и средней скорости ветра в приводном слое $r = 0.78(\pm 0.08)$[1] (Дмитриева, Рянжин, 1976). При сильных и умеренных ветрах циркуляции наблюдаются еще чаще. Так, если отбросить ситуации, когда средняя скорость ветра мала ($v_a < 5.0$ м/с), то повторяемость циркуляций достигает на Балтике 82% (Дмитриева, Рянжин, 1976), а на оз.Джордж - 83% (Scott et al., 1969). Фактически частота появления циркуляций еще выше. Дело в том, что, как правило, присутствие ленгмюровских циркуляций отмечается авторами лишь по отчетливым полосам конвергенции. Отсутствие маркирующих материалов, а также органических пленок, определяющих устойчивость пены, часто не проявляют полос конвергенции даже при сильных ветрах. Исследования на Ладожском озере показали, что искусственно вносимые в таких случаях трассеры (поплавки, флюоресцин и др.) выстраивались в параллельные ветру и друг другу отчетливые полосы, указывая на присутствие ленгмюровских циркуляций.

За время, прошедшее с момента первого описания циркуляций И.Ленгмюром, накоплен определенный фактический и теоретический материал, тем не менее исследование продвинулось крайне недостаточно. До сих пор остается неясным механизм генерации, а предложенные модели не отражают многих особенностей явления. Кроме того, количество опубликованных в последние годы результатов теоретических исследований явно превалирует над количеством публикаций с результатами натурных наблюдений. Отчасти поэтому при построении той или иной модели важные особенности процесса вовсе не рассматриваются. Этому обстоятельству также способствуют, с одной стороны, немногочисленность и противоречивость эмпирических сведений о циркуляциях Ленгмюра, а с другой - подобие циркуляций (во всяком случае, по внешним признакам) процессам иной природы. В свою очередь, накоплению эмпирических данных препятствовали отсутствие прецизионной аппаратуры для исследования процессов в соответствующих пространственно-временных масштабах, а также сложности организации тонких наблюдений в условиях открытого моря. Не случайно большинство исследований циркуляций Ленгмюра проведено на озерах. Анализ экспериментальных работ, заслуживающих внимания и вносящих вклад в понимание процесса (Woodcock, 1944, 1950; Цикунов и др., 1950; Ржеплинский, 1952; Welander, 1963; Faller, Woodcock, 1964; Faller, 1964; Katz et al., 1965; Ichiye, 1967; McLeish, 1968; Stewart, Schmitt, 1968; Scott et al., 1969; Gordon, 1970, Stewart, 1970; Assaf et al., 1973; Harris, Lott, 1973), позволяет сделать ряд выводов.

1. Обычно наблюдаются циркуляции основного и вторичного масштабов, визуально различающиеся по сосуществованию ярко выраженных основных и слабо заметных вторичных полос конвергенции.

---

[1] В гл.3 доверительные пределы коэффициентов рассчитаны при вероятности $p = 99\%$ по методике, изложенной в работе Р.Г.Григоркиной (1970).

Циркуляции вторичного масштаба локализованы в тонком поверхностном слое, тогда как циркуляции основного существенно влияют на формирование и эволюцию квазиоднородного слоя.

2. Интенсивное перемешивание, сопровождающее циркуляции, связано с сильными нисходящими токами в полосах конвергенции.

3. Циркуляции возникают при некоторых „критических" скоростях ветра.

4. Поперечные размеры циркуляционных ячеек варьируют в зависимости от фоновых гидрометеорологических и морфометрических условий.

Тем не менее, несмотря на определенный прогресс, результаты натурных исследований позволяют лишь качественно судить о влиянии циркуляций Ленгмюра на термодинамический режим квазиоднородного слоя, об их энергии, пространственно-временных масштабах и месте циркуляций в широком спектре движений. В следующих параграфах сделана попытка восполнить отмеченные пробелы.

3.3. ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ В ЦИРКУЛЯЦИИ ЛЕНГМЮРА

Как отмечено в предыдущем разделе (3.2), важной особенностью циркуляций Ленгмюра являются мощные нисходящие движения в полосах конвергенции, приводящие к интенсивной передаче энергии и вещества нижележащим слоям. При этом опускание частиц воды происходит в относительно узких полосах конвергенции, тогда как подъем – в широком пространстве между ними. Такая особенность циркуляций объясняет значительно большие скорости спускания, имеющие порядок $0(w) \sim 10^0$ см/с.

Первые прямые измерения скоростей нисходящего потока в полосах конвергенции циркуляций вблизи поверхности (w_0) были проведены И.Ленгмюром на оз.Джордж (Langmuir, 1938). Максимальные значения w_0, измеренные поплавком нейтральной плавучести и с помощью красителя, достигали 2-3 см/с. А.Вудкок в северной части Атлантики при скорости ветра 4 м/с получил значение w = 4.4 см/с. Впоследствии, обнаруживая поверхностные водоросли Sargassum на необычно больших глубинах в присутствии циркуляций Ленгмюра, по разнице плотностей водорослей и воды он оценил w в пределах 4.5-7.2 см/с, как необходимые для их заглубления (Woodcock, 1950). У.Сатклифф с соавторами (Sutcliffe et al., 1963) провели в районе Бермуд несколько измерений w_0 поплавком нейтральной плавучести и обнаружили значения w_0 =2.7-5.7 см/с в диапазоне скоростей ветра 3.2-6.5 см/с. Д.Скотт и соавторы (Scott et al.,1969) проводят данные пяти измерений Р.Стюарта и Д.Карста на оз.Джордж (США): в диапазоне скоростей ветра 4.0-8.6 м/с были обнаружены W_0 = 3.6-6.2 см/с. Г.Майер (Myer, 1969) по скорости заглубления изотерм под полосами конвергенции циркуляций Ленгмюра на оз. Джордж (США) оценил

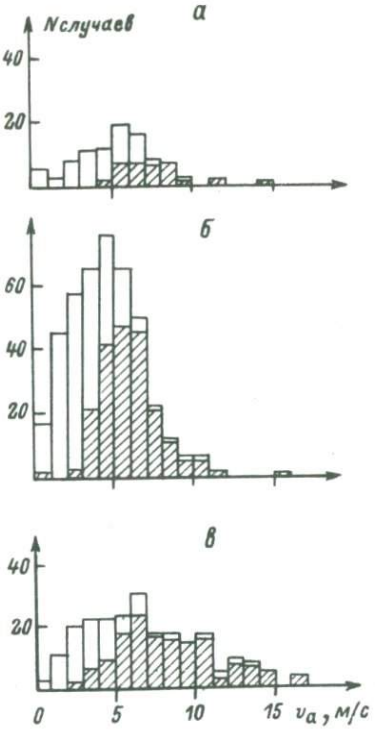


Рис.3.2.1. Полосы конвергенции циркуляций Ленгмюра при различных скоростях ветра в приводном слое (v_α).

Высота столбика – общее число наблюдений, заштрихованной части – число случаев наблюдений полос; а – Балтийское море (Welander, 1963); б – оз.Джордж (США) (Scott et al., 1969); в – Балтийское море (Финский залив) (Дмитриева, Рянжин, 1976).

значение w_0 в пределах 2–3 см/с при устойчивой и больше 5 см/с при неустойчивой стратификации верхних слоев. Наиболее полные исследования проведены Д.Харрисом и Н.Лоттом (Harris, Lott, 1972) на оз.Онтарио. Поплавком нейтральной плавучести авторы провели 72 измерения w_0, округленные при обработке по 19 сериям. При этом w_0 менялось от 2.1 до 9.4 см/с в промежутке средних скоростей ветра ($\overline{v}_\alpha$), равных 3.6–9.4 м/с.

Результаты измерений w_0 различными авторами сведены в табл.3.3.1. Рис.3.3.1 указывает на возможную коррелированность значений w_0 и скорости ветра в приводном слое. Как правило, для измерения w_0 используются поплавки нейтральной плавучести, описание и способ тарировки которых опубликованы (Рянжин 1977б, 1978). Здесь лишь укажем, что при радиусе поплавка 10 см число Рейнольдса в полосе конвергенции

$$Re = 2w_0 r/\nu \sim 10^2 \div 10^4 \gg 1,$$

где r – радиус поплавка; ν – коэффициент кинематической вязкости, и можно считать, что заглубление поплавка происходит под действием сопротивления формы. Последнее обстоятельство позволяет применять для тарировки поплавка методику, изложенную в ранее опубликованных работах (Рянжин, 1977б, 1978).

Вернемся к вопросу о возможной коррелированности значений w_0 и v_α. По результатам наблюдений поплавком нейтральной плавучести на Ладожском озере были рассчитаны линейные регрессионные зависимости w_0 от средней скорости ветра на горизонте 10 м (Рянжин, 1977б), одна из которых представлена на рис.3.3.1. Ис-

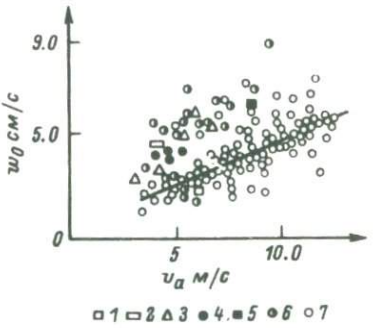


Рис.3.3.1. Скорости нисходящего потока в полосах конвергенции циркуляций Ленгмюра (w_0) при различных скоростях ветра (v_α) в приводном слое.

1 – оз.Джордж (Langmuir, 1938; 2 – Сев.Атлантика (Woodcock, 1944); 3 – Сев. Атлантика (Sutcliffe et al., 1963); 4–5 – оз. Джордж, по данным Д.Карста и Р. Стюарта соответственно (Scott et al., 1969); 6 – оз.Онтарио (Harris, Lott, 1973); 7 – Ладожское оз. (Рянжин, 1977 б). Линейная зависимость рассчитана по результатам наблюдений С.В. Рянжина (1977б).

пользуя метод наименьших квадратов, рассмотрим возможность нелинейной связи w_0 с v_α. Вопрос о том, в каком именно классе функций искать аппроксимацию, обычно решается из физических соображений. Будем считать, что функция $w_0(\bar{v}_\alpha)$ монотонно возрастает в диапазоне средних скоростей ветра 3.7–11.4 м/с, т.е. в том, для которого получены значения w_0. Для уменьшения разброса измеренных значений w_0 осредним в пределах 36 серий измерений; аналогичную операцию проделаем со значениями v_α. После этого все осредненные величины разобьем на две группы – в зависимости от знака конечно-разностного аналога градиентного числа Ричардсона (Ri^*) в 10-метровом приводном слое. В первом приближении можно считать, что при $Ri^* > 0$ приводный слой стратифицирован устойчиво, а при $Ri^* < 0$ – неустойчиво. Кроме того, знак Ri^* указывает на направленность потока тепла на границе раздела вода–воздух, во всяком случае, потоков тепла за счет контактного теплообмена и, вообще говоря, испарения–конденсации. Осредненные величины при различных знаках числа Ri^* представлены на рис.3.3.2.

Рассчитанные по осредненным данным коэффициенты линейной парной корреляции $\bar{w}_0$ с $\bar{v}_\alpha$ значимы при 1%-м уровне. Для всех осредненных данных без разделения по знаку числа Ri^* коэффициент $r = 0.72$ (± 0.08); при $Ri^* > 0$ $r = 0.58$ (± 0.12) и при $Ri^* < 0$ $r = 0.91$ (± 0.04). При $Ri^* < 0$ связь, как видно, оказывается более тесной, что согласуется с результатами Д.Харриса и Н.Лотта по оз.Онтарио (Harris, Lott, 1973). Очевидно, такой результат объясняется следующим. В этом случае, с одной стороны, силы плавучести в приводном слое воздуха направлены в сторону увеличения передачи энергии ветра поверхности, а с другой – возможно образование неустойчивости приповерхностных слоев, что и проявляется в более тесной корреляции (Рянжин, 1980).

Таблица 3.3.1.

Скорости нисходящего потока в полосах конвергенции циркуляций Ленгмюра (ω)

Источник	Объект	Способ измерений	Число измерений	Максимальные значения, см/с	Примечание
Langmuir, 1938	Оз.Джордж	Поплавок и краситель	–	2–3	
Woodcock, 1950	Сев.Атлантика	Расчет	–	7.2	Расчет по разнице плотностей водорослей и воды
Sutcliffe et al., 1963	То же	Поплавок	5	5.7	
Scott et al., 1969	Оз.Джордж	–	5	6.2	Данные Р.Стюарта и Д.Карста
Myer, 1969	То же	Расчет	–	>5.0	Расчет по скорости заглубления изотерм
Harris, Lott, 1973	Оз.Онтарио	Поплавок	72	9.4	
Рянжин, 1977 б	Ладожское оз.	"	>150	7.0	

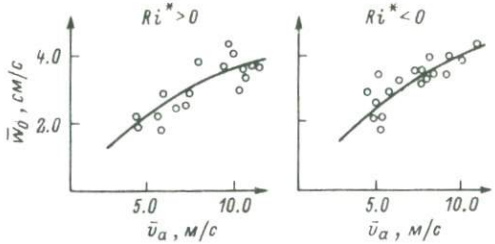


Рис.3.3.2. Осредненные скорости нисходящего потока ($\bar{w}_0$) в полосах конвергенции циркуляций Ленгмюра и степенные регрессионные аппроксимации от средней за 10 мин скорости ветра ($\bar{v}_a$) на горизонте 10-12 м при различных знаках числа Ri^* в приводном слое (Рянжин, 1980).

Будем искать аппроксимации $\bar{w}_0(\bar{v}_a)$ в классах линейной, степенной, показательной, квадратичной и лог-линейной функций. Наряду с регрессионными коэффициентами рассчитаем также показатели оптимальности аппроксимаций (Клеванцов и др., 1972):

$$D_j = \frac{1}{N}\sum_{i\in N}(\Phi_i - P_i)^2,$$

где N - исходная выборка; Φ_i и P_i - соответственно фактическая и рассчитанная по данному уравнению величина $\bar{w}_0$.

Анализ данных табл.3.3.2, где представлены рассчитанные значения D_j, показывает, что зависимость средней скорости нисходящего потока в полосах конвергенции циркуляций Ленгмюра от средней скорости ветра в приводном слое отличается от линейной, а наилучшую аппроксимацию дает степенная зависимость:

$$\bar{w}_0 = c_1 \bar{v}_a^{c_2}. \qquad (3.3.1)$$

В полученной зависимости $[\bar{w}_0]=[\bar{v}_a]$ = см/с; соответственно c_2 - безразмерный, c_1 - размерный эмпирический коэффициент и $[c_1] = \text{см}^{(1-c_2)}\text{с}^{(c_2-1)}$. Причем сами значения коэффициентов меняются в зависимости от характера устойчивости приводного слоя: по всем данным без разделения $c_1 = 3.6\cdot10^{-2}$, $c_2 = 0.7$; при $Ri^*>0$ $c_1 = 6.0\cdot10^{-2}$, $c_2 = 0.6$ и при $Ri^*<0$ $c_1 = 3.7\cdot10^{-2}$, $c_2 = 0.7$. Рассчитанные регрессионные зависимости представлены на рис.3.3.2. Нетрудно заметить, что при одинаковой средней за 10 мин скорости ветра на высоте 10-12 м средняя скорость нисходящего потока в полосе конвергенции будет выше при $Ri^*<0$, чем при $Ri^*>0$.

Необычно большие значения w вызывают сомнения в корректности измерений поплавками нейтральной плавучести, однако кос-

Таблица 3.3.2

Показатели оптимальности регрессионных аппроксимаций средних скоростей нисходящего потока в полосах конвергенции от средней скорости ветра, по данным С.В.Рянжина (1977б, 1980)

	$c_1\bar{v}_\alpha + c_2$	$c_1\bar{v}_\alpha^{c_2}$	$c_1 \cdot c_2^{\bar{v}_\alpha}$	$c_1 \ln \bar{v}_\alpha + c_2$	$c_1\bar{v}_\alpha^2 + c_2\bar{v}_\alpha + c_3$
По всем данным без разделения по знаку Ri^* ($N = 36$)	0.58	0.50	0.57	0.60	0.60
По данным при $Ri^* < 0$ ($N = 19$)	0.18	0.10	0.19	0.71	0.22
По данным при $Ri^* > 0$ ($N = 17$)	1.10	0.51	1.10	1.21	1.60

Примечание. N – длина исходной выборки осредненных значений.

венные измерения дают тот же порядок (см. табл.3.3.1). Для выяснения $0(w)$ воспользуемся уравнением неразрывности, учитывая особенности ленгмюровских циркуляций и полагая отсутствие продольных (вдоль полос конвергенции) изменений в циркуляционных ячейках. Тогда, переходя по общим правилам к безразмерным величинам, имеем

$$0(\tilde{w}) = 0(\tilde{v})\,0(\tilde{z})/0(\tilde{y}), \qquad (3.3.2)$$

где $\tilde{y}$, $\tilde{z}$ – соответственно характерный поперечный и вертикальный масштабы циркуляционной ячейки; $\tilde{v}$ и $\tilde{w}$ – характерные величины поперечной и вертикальной компоненты скорости в циркуляционной ячейке. Считая, что $0(\tilde{z}) \sim 0(z_\pi) \sim 0(\tilde{y}) \sim 0(L)$ и $0(\tilde{v}) \sim 10^0$ см/с (см. 3.4, 3.7, 3.10), из (3.3.2) для характерной величины вертикальной компоненты скорости в циркуляционной ячейке Ленгмюра имеем $0(\tilde{w}) \sim 0(\tilde{v}) \sim 10^0$ см/с.

3.4. ЭНЕРГИЯ ВЕРТИКАЛЬНОГО ПОТОКА, ГЛУБИНА ПРОНИКНОВЕНИЯ ЦИРКУЛЯЦИЙ И ВЕРТИКАЛЬНЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ ОБМЕН

Эмпирическая зависимость (3.3.1) позволяет оценить кинетическую энергию E_w вертикального потока в полосе конвергенции циркуляций Ленгмюра вблизи поверхности как функцию средней скорости приводного ветра. Так, для единицы объема (эрг/см^3) с учетом (3.3.1) можно записать

$$E_w = 0.5\rho_w c_1^2 \bar{v}_\alpha^{2c_2}. \qquad (3.4.1)$$

На рис.3.4.1 представлены полуэмпирические зависимости (3.4.1) при различном характере устойчивости приводного слоя, а также различия кинетической энергии вертикального потока ΔE_w. Как видно из рис.3.4.1, величина E_w растет с ростом $\bar{v}_\alpha$. Причем величина $E_{\bar{w}}$ при $Ri^* < 0$ растет быстрее, чем $E_{\bar{w}}$ (при $Ri^* > 0$), а различия ΔE_w достигают 1 эрг/см^3 уже при $\bar{v}_\alpha = 6$ м/с. Отметим, что величина $2E_w$ численно равна нормальному напряжению Рейнольдса τ_{zz} в динах на см^2 площади полосы конвергенции. В этом случае косвенные оценки $\tau_{zz} \sim 10^0$–10^1 дин/см^2, полученные по скорости заглубления изотерм под полосами конвергенции циркуляций на оз.Джордж (США) (Myer, 1969), согласуются с рассчитанными по (3.4.1).

Таким образом, с увеличением средней скорости приводного ветра энергия вертикального потока E_w растет и, видимо, возрастает глубина проникновения ленгмюровских циркуляций. Причем, как видно из рис.3.4.2 (Scott, и др., 1969), величины E_w оказывает-

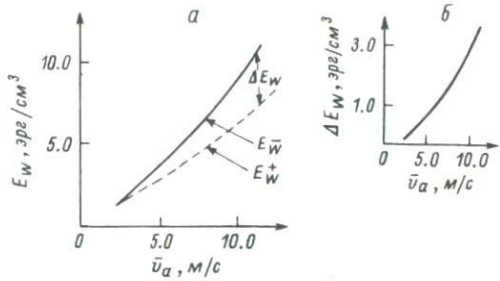


Рис.3.4.1. Зависимости энергии вертикального потока (E_w) в полосе конвергенции от средней скорости ветра ($\bar{v}_a$) в приводном слое. а – $E^+_{\bar{w}} = E_w$ при $Ri^* > 0$ и $E_{\bar{w}} = E_w$ при $Ri^* < 0$; б – $\Delta E_w = E_{\bar{w}} - E^+_{\bar{w}}$.

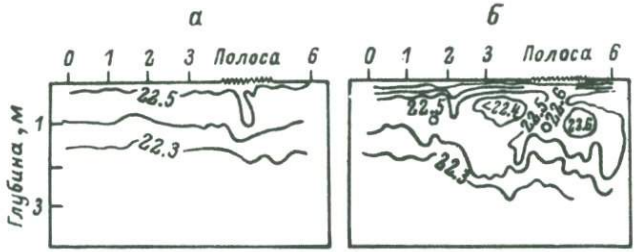


Рис.3.4.2. Проникновение в глубину нисходящего потока под полосой конвергенции циркуляций Ленгмюра на оз.Джордж (Scott et al., 1969).

а – полоса образовалась 1 мин назад; б – то же 10 мин. назад.

ся достаточно для преодоления даже сильно устойчивой стратификации эпилимниона.

Воспользуемся зависимостью (3.4.1) для определения глубины проникновения циркуляций Ленгмюра в условиях устойчиво стратифицированного эпилимниона ($\partial\rho_w/\partial z > 0$). Будем считать, что вся энергия E_w расходуется на работу против сил плавучести. Тогда для перемешивания воды от поверхности ($z = 0$) до глубины проникновения циркуляций $z_л$ необходимо, чтобы единица массы воды с плотностью ρ_0 обладала достаточной энергией. В этом случае величина E_w равна работе по переносу частицы на расстояние $z_л$ в среде со средней плотностью ρ_w, так что для единицы объема имеем

$$\rho_w \bar{w}_0^2 = g z_л^2 \frac{\partial \rho}{\partial z}, \qquad (3.4.2)$$

или, с учетом (3.3.1), можно записать

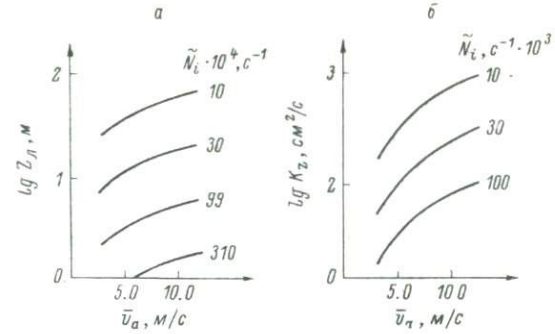


Рис.3.4.3. Зависимости глубины проникновения циркуляций Ленгмюра и коэффициента вертикального турбулентного обмена в циркуляционной ячейке от средней скорости ветра в приводном слое ($\bar{v}_\alpha$) и частоты Вяйсяля-Брендта (N_i) верхнего квазиоднородного слоя (Рянжин, 1980).

а - $Z_л$; б - K_z.

$$Z_л = c_1 \bar{v}_\alpha^{c_2} / \tilde{N}_i , \qquad (3.4.3)$$

где $\tilde{N}_i$ - характерная частота Вяйсяля-Брендта в слое $Z_л$.Таким образом, глубина проникновения циркуляций Ленгмюра растет с увеличением средней скорости приводного ветра и с уменьшением устойчивости верхних слоев водоема (рис.3.4.3). При одинаковых значениях $\bar{v}_\alpha$ и $\tilde{N}_i$ величина $Z_л$ будет несколько различаться в зависимости от знака числа Ri^* в приводном слое, что вытекает из различной скорости роста значения $\bar{\omega}_0$ (см.3.3). Отметим также, что при $\tilde{N}_i \to 0$ глубина $Z_л$ будет, вероятно, в основном определяться интенсивностью вязкой диссипации.

В зависимости (3.4.3) $Z_л$ фактически является потенциально возможной глубиной проникновения циркуляций. На мелководье при достаточно сильном ветре и слабой устойчивости водного слоя энергии E_w может оказаться достаточно, чтобы циркуляции Ленгмюра достигли дна (H) и рост их вертикальных размеров прекратился. В этом случае $Z_л \geqslant H$, а из (3.4.3) возможность такой ситуации определяется как

$$\bar{v}_\alpha \geqslant \bar{v}_{\alpha_{кр}} = (H\tilde{N}_i / c_1)^{\frac{1}{c_2}} . \qquad (3.4.4)$$

При $\bar{v}_\alpha = \bar{v}_{\alpha_{кр}}$ ленгмюровские циркуляции достигают дна водоема, а при $\bar{v}_\alpha > \bar{v}_{\alpha_{кр}}$ энергии E_w оказывается больше необходимой для достижения дна. Как показано на рис.3.4.4, „критическая" скорость

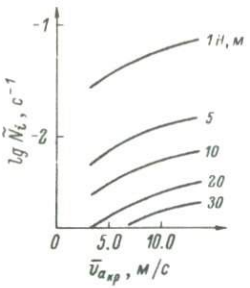


Рис.3.4.4. „Критические" средние скорости ветра в приводном слое ($\bar{v}_{\alpha_{КР}}$) и характерные значения частоты Вяйсяля–Брендта (N_i), при которых циркуляции Ленгмюра достигают дна водоема глубиной H.

ветра $\bar{v}_{\alpha_{КР}}$ возрастает с увеличением глубины места и увеличением устойчивости. Достижение дна циркуляциями в некоторый момент своего развития приводит, видимо, к тому, что при дальнейшем усилении ветра происходит лишь рост поперечных размеров циркуляционных ячеек (расстояний между полосами конвергенции), что неоднократно наблюдалось в прибрежных районах Ладожского озера и на Клязьменском водохранилище (Цикунов и др., 1950).

Аналогичные рассуждения позволяют рассматривать H как верхнюю границу термоклина $H_т$. Рассмотрим двухслойную модель (рис. 3.4.5, а): 1) квазиоднородный слой (эпилимнион) глубиной $H_т$ с плотностями на границах $\rho_0 = \rho_w(z=0)$, $\rho_{H_т} = \rho_w(z=H_т)$; 2) термоклин толщиной ΔH с плотностями на границах $\rho_{H_т}$ и $\rho_{H_т+\Delta H} = \rho_w(z=H_т+\Delta H)$. Считая изменения ρ_w в пределах $H_т$ и ΔH линейными, баланс сил, по аналогии с (3.4.2), перепишется как

$$\rho_w \bar{\omega}_0^2 = g\left(H_т^2 \frac{\partial \rho}{\partial z}\Big|_0 + \Delta H^2 \frac{\partial \rho}{\partial z}\Big|_{H_т}\right), \qquad (3.4.4)$$

а так как (3.4.4) отражает, вообще говоря, предельную ситуацию, введем функцию (Рянжин, 1980):

$$A = H_т^2 \tilde{N}_H^2 + \Delta H^2 \tilde{N}_{\Delta H}^2 - c_1^2 \bar{v}_\alpha^{2c_2}, \qquad (3.4.5)$$

где $\tilde{N}_H$ и $N_{\Delta H}$ – соответственно характерные значения частот Вяйсяля–Брендта в квазиоднородном слое и термоклине. Функция A разрешима относительно средней скорости ветра в приводном слое и позволяет оценить меру воздействия ленгмюровских циркуляций на квазиоднородный слой и термоклин. При этом возможны следующие случаи.

1. При средней скорости ветра $\bar{v}_\alpha < (H_т \tilde{N}_H / c_1)^{\frac{1}{c_2}}$ перемешивание за счет циркуляций охватывает часть квазиоднородного слоя ($z_л < H_т$) и $0 < A < H_т^2 \tilde{N}_H^2 + \Delta H^2 \tilde{N}_{\Delta H}^2$. В этом случае

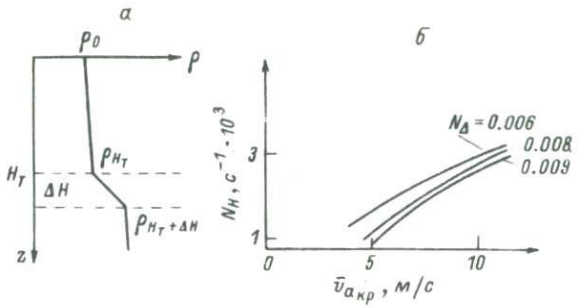


Рис.3.4.5. Модель плотности (а) и скорости ветра (б) как функции характерных значений частот Вяйсяля-Брендта в термоклине и квазиоднородном слое при A=0, когда весь термоклин, толщиной 1 м и глубиной залегания верхней границы 10 м, подвержен воздействию циркуляций Ленгмюра.

отсутствует корреляция между $z_л$ и $H_т$, что наблюдалось на оз.Джордж (США), где коррелировали лишь глубина первого устойчивого слоя z_0 и скорость ветра (Scott et al., 1969).

2. При $\bar{v}_\alpha = (H_т \tilde{N}_H / c_1)^{\frac{1}{c_2}}$ циркуляции охватывают весь квазиоднородный слой и достигают верхней границы термоклина ($z_л = H_т$), а $A = \Delta H^2 N^2_{\Delta H} > 0$. Глубина $z_л$ совпадает с глубиной первого устойчивого слоя z_0 и с глубиной $H_т$, что приводит к резкому скачку температуры (на графике – почти под прямым углом), обнаруженному в присутствии ленгмюровских циркуляций Г.В.Ржеплинским (1952).

3. При скорости ветра $\bar{v}_\alpha > (H_т \tilde{N}_H / c_1)^{\frac{1}{c_2}}$ энергия E_w превосходит необходимую для преодоления устойчивой стратификации квазиоднородного слоя ($z_л > H_т$) и $A < \Delta H^2 \tilde{N}^2_{\Delta H}$. В этой ситуации возможна эррозия термоклина и отмеченная в разделе 3.6 генерация внутренних волн (см. также рис.3.6.5). В частности, при $A \leq 0$ весь термоклин потенциально подвержен воздействию циркуляций. Для иллюстрации на рис.3.4.5 представлены скорости ветра $\bar{v}_\alpha$ как функции $\tilde{N}_H$ и $\tilde{N}_{\Delta H}$ для случая $A = 0$ при $H_т = 10$ м, $\Delta H = 1$ м. Нетрудно заметить, что средняя скорость ветра растет при неизменных линейных размерах термоклина и квазиоднородного слоя с увеличением устойчивости последних. Таким образом, степень воздействия циркуляций Ленгмюра на термодинамический режим квазиоднородного слоя и термоклина можно параметризовать через среднюю скорость приводного ветра и начальные характеристики устойчивости.

Наблюдения показывают, что циркуляции Ленгмюра вызывают интенсивное вертикальное перемешивание, приводящее к выравниванию характеристик в слое $z_л$ (Ржеплинский,1952; Myer, 1969;

Scott et al., 1969; Рянжин, 1980). Для оценки коэффициента вертикального турбулентного обмена за счет циркуляций в слое $z_л$ воспользуемся выражением Эргеля. Полагая, что путь смешения $l \sim z_л$, а величина характерной вертикальной компоненты скорости $\tilde{w} \sim 0.5\bar{w}_0$ (т.е. $\partial w/\partial z$ = const), с учетом зависимостей (3.3.1) и (3.4.3) имеем

$$K_z = 0.5\, c_1^2 \bar{v}_\alpha^{2c_2} / \tilde{N}_i \,, \qquad (3.4.6)$$

где $[K_z]$ = см^2/с; $[\bar{v}_\alpha]$ = см/с; $[\tilde{N}_i]$ = с$^{-1}$.

Как показывает рис.3.4.3, б, величина K_z растет со средней скоростью ветра в приводном слое и с уменьшением устойчивости квазиоднородного слоя. Так, при $\tilde{N}_i$ = 0.05 с$^{-1}$ и $\bar{v}_\alpha$ = 10м/с K_z = 170 см^2/с, тогда как при том же ветре, но при $\tilde{N}_i$ = 0.01 с$^{-1}$, возрастает почти в 5 раз.

3.5. О МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕНОСА ВЗВЕШЕННОЙ ПРИМЕСИ И ПУЗЫРЬКОВ ВОЗДУХА ЦИРКУЛЯЦИЯМИ ЛЕНГМЮРА

Циркуляции Ленгмюра играют важную роль в формировании химико-биологического режима квазиоднородного слоя. Чередующиеся зоны конвергенции и дивергенции перераспределяют, например, взвешенные фосфаты и органофосфатные пленки настолько, что их концентрация оказывается в среднем на 25% выше в полосах и под полосами конвергенции (Sutcliffe et al., 1963). Общее содержание органического углерода также оказывается выше, и разница концентраций растет с увеличением скорости ветра (Sutcliffe et al., 1971). Причем с усилением ветра распределение частиц по размерам под полосами конвергенции обнаруживает максимум на частицах с размером 6.0 10^{-4} см (Sutcliffe et al.,1971). В присутствии ленгмюровских циркуляций в приповерхностных слоях наблюдается уменьшение концентрации хлорофилла (Harris, Smith, 1977) и зоопланктона (Sutcliffe et al., 1963). Отмеченное в океане (Woodcock, 1950) и водохранилище (Новиков, 1978) в приповерхностных слоях уменьшение концентрации водорослей с увеличением скорости ветра, очевидно, также связано с ленгмюровскими циркуляциями.

Приведенные факты свидетельствуют о возникновении особого химико-биологического режима в полосах конвергенции циркуляций Ленгмюра, исследование которого, однако, не продвинулось дальше констатации малочисленных натурных наблюдений. Кстати сказать, своеобразие возникающего режима „используют" чайки, предпочитая садиться на воду вдоль полос конвергенции.

Рассмотрим следующую схему. С усилением ветра возникают циркуляции Ленгмюра, приводящие в движение приповерхностные слои воды. Взвешенные и плавающие частицы с разностью плотностей

$\Delta\rho = \rho_ч - \rho_w < 0$ ($\rho_ч$ – плотность частицы) конвергируют в полосы и подвергаются воздействию нисходящего потока. Направим ось Z вертикально вниз ($Z = 0$ на поверхности) и попытаемся выяснить, что будет происходить в однородной жидкости с частицей в полосе конвергенции. Очевидно, что шарообразная частица радиусом r может находиться в равновесии относительно вертикальной оси, если

$$F + G + P = 0, \tag{3.5.1}$$

где F – сила сопротивления в вертикальном потоке; G и P – соответственно силы плавучести и веса, для которых

$$G + P = \frac{4}{3}\pi r^3 g \Delta\rho. \tag{3.5.2}$$

В общем случае, с учетом выражения для F (см., например, Ле Меоте, 1974) можно записать

$$F + G + P = \frac{1}{2}\rho_w C_D \pi r^2 w^2 + \frac{4}{3}\pi r^3 g \Delta\rho = 0, \tag{3.5.3}$$

откуда вытекает

$$3\rho_w C_D w^2 + 8 r g \Delta\rho = 0. \tag{3.5.4}$$

Тогда для радиуса частицы, находящейся в равновесии,

$$r = -\frac{3\rho_w C_D w^2}{8 g \Delta\rho}, \tag{3.5.5}$$

где w – вертикальная компонента скорости в полосе конвергенции, C_D – коэффициент сопротивления формы. Реально выражение для F определяется выражением для C_D, которое, в свою очередь, зависит от числа Рейнольдса:

$$Re = 2wr/\nu. \tag{3.5.6}$$

При $Re < Re_{кр} \approx 1$ $C_D = 24/Re = 12\nu/wr$ и F – стоксова сила, а выражение (3.5.3) преобразуется в

$$9\rho_w w\nu + 2r^2 g \Delta\rho = 0. \tag{3.5.7}$$

При $Re \gg Re_{кр}$ F рассматривается как сила сопротивления формы и $C_D \approx 1 = \text{const}$, а из (3.5.3) получим

$$3\rho_w w^2 + 8 r g \Delta\rho = 0. \tag{3.5.8}$$

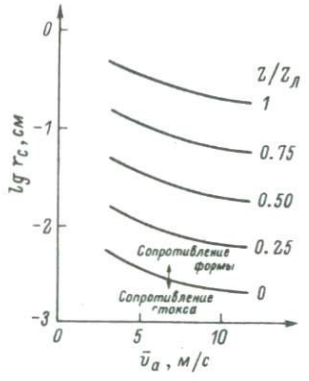


Рис.3.5.1. Величина r_c в полосе конвергенции циркуляций Ленгмюра как функция средней скорости ветра в приводном слое ($\bar{v}_\alpha$) и безразмерной глубины ($z/z_л$).

Будем считать, что баланс сил, действующих на частицу в полосе конвергенции, определяется выражением (3.5.7) при $Re < 1$ и (3.5.8) при $Re > 1$. Тогда, разрешая (3.5.6) с учетом $Re = 1$ и эмпирической зависимости (3.3.1) относительно r, найдем „стоксов" радиус частицы:

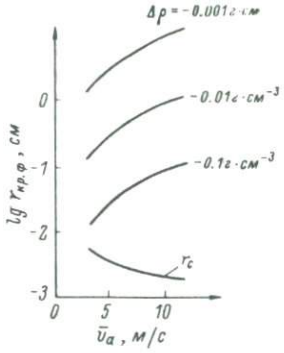
$$r_c(0) = \nu / 2 C_1 \bar{v}_\alpha^{C_2} . \qquad (3.5.9)$$

Величина $r_c(0)$ делит весь диапазон взвешенных и плавающих в полосе конвергенции частиц на два: 1) имеющих $r < r_c(0)$ – с действующими стоксовыми силами (3.5.7); 2) имеющих $r > r_c(0)$ – с силами сопротивления формы (3.5.8). Причем с усилением ветра величина $r_c(0)$ уменьшается, т.е. равновесие все более мелких частиц начинает определяться сопротивлением формы. Так, например, при средней скорости ветра $\bar{v}_\alpha$ = 5.0 м/с – $r_c(0)$ = 0.036 см, а при $\bar{v}_\alpha$ = 10.0 м/с – уже 0.021 см. Поэтому можно, вообще говоря, считать, что равновесие частиц с $r \geqslant 0.01$ см ($Re > 1$–5) определяется выражением (3.5.8) (см. рис.3.5.1). Преобразуя (3.5.5) для частиц с $r > r_c(0)$ при $z = 0$, получим

$$r_{кр.ф}(0) = -\frac{3 \rho_w C_1^2 \bar{v}_\alpha^{2C_2}}{8 g \Delta\rho} . \qquad (3.5.10)$$

Величина $r_{кр.ф}(0)$ представляет критический размер частицы, находящейся на поверхности в равновесии. Частицы с размером $r < r_{кр.ф}(0)$ под действием силы F увлекаются к нижележащим слоям, а с размерами $r > r_{кр.ф}(0)$ – удерживаются на поверхности. Причем, так как с ростом средней скорости ветра величина $r_c(0)$ уменьшается, а $r_{кр.ф}(0)$ увеличивается, абсолютный диапазон размеров увлекаемых частиц растет с увеличением средней скорости ветра в приводном слое (рис.3.5.2). Выбор расчетного интервала для $\bar{v}_\alpha$ на рис.3.5.2 объясняется тем, что при $\bar{v}_\alpha < 3.0$ м/с циркуляции Ленгмюра, как правило, не образуются (Дмитриева, Рянжин, 1976), а также возможностями использования зависимости (3.3.1). Кроме того, как видно из рис.3.5.2, увеличение скорости ветра для относительно легких частиц незначительно расширяет диапазон увлекаемых размеров, тогда как для частиц с $\rho_ч \approx \rho_w$ даже неболь-

Рис.3.5.2. Радиусы увлекаемых частиц ($r_{кр.ф}$) с различными значениями $\Delta\rho$ как функции средней скорости ветра в приводном слое ($\bar{v}_a$).



шое усиление ветра приводит к резкому расширению диапазона. При этом под поверхность могут увлекаться и почти нейтрально плавучие водоросли с $\Delta\rho \approx -0.001$ г/см^3, что, действительно, обнаружено в Атлантике (Woodcock, 1944).

Таким образом, под полосы конвергенции в результате действия силы сопротивления формы увлекаются частицы, размеры которых лежат в промежутке $r \in [r_c(0), r_{кр.ф}(0)]$.

Рассмотрим, что происходит с частицами после увлечения под поверхность. Так как нисходящие движения в полосах конвергенции в среднем затухают с глубиной, то, полагая $dw/dz = -Kz$ с учетом $w_{z=0} = \bar{w}_0$ и $w_{z=z_л} = 0$, в полосе конвергенции имеем

$$w_z = \bar{w}_0 \exp(-Kz), \qquad (3.5.11)$$

где w_z – скорость нисходящего потока на горизонте z; K – коэффициент затухания циркуляций Ленгмюра по глубине. Полагая, что $w_{z=z_л} = 0.01\,\bar{w}_0$, из (3.5.11) найдем

$$z_л = 4.6\,K^{-1}, \qquad (3.5.12)$$

а подставляя (3.5.11) с учетом (3.5.12) в (3.5.9), получим

$$r_c(z) = \frac{\nu \exp\left(4.6\,\frac{z}{z_л}\right)}{2\,C_1\,\bar{v}_a^{\,C_2}}. \qquad (3.5.13)$$

Выражение (3.5.13) указывает верхний предел размеров частиц, движение которых на горизонте z еще определяется стоксовой силой. Хотя величина $r_c(z)$ уменьшается с усилением ветра, с увеличением z она возрастает. Таким образом, за счет затухания нисходящего потока по глубине движение частиц по мере заглубления замедляется, становится все более „вязким" и все в меньшей степени определяется сопротивлением формы (см. рис.3.5.1). Вблизи

поверхности движение частиц с размерами $r \in \langle r_c(0), r_{кр.ф}(0) \rangle$ определяется сопротивлением формы. Однако по мере заглубления размер частицы может попасть в промежуток $r \in \langle r_c(0), r_c(z) \rangle$, и дальнейшее движение частицы будет определяться (3.5.7). Иными словами, если на поверхности „невязкое" увлечение определяется как

$$r \in]r_c(0), r_{кр.ф}(0)[, \qquad (3.5.14)$$

то на горизонте Z – уже как

$$r \in]r_c(z), r_{кр.ф}(z)[, \qquad (3.5.15)$$

а величина „крит ческого" радиуса частицы, заглубляемого еще под действием сопротивления формы на горизонте Z, из (3.5.10) с учетом (3.5.11, 3.5.12) определяется как

$$r_{кр.ф}(z) = -\frac{3\rho_\omega C_1^2 \bar{v}_\alpha^{2C_2}}{8g\Delta\rho \exp 2Kz} . \qquad (3.5.16)$$

Теперь, разрешая (3.5.16) с учетом (3.5.12) относительно Z, найдем безразмерную глубину „насыщения", т.е. глубину, на которой частица размером r и данной $\Delta\rho$ уравновешивается силами сопротивления формы, плавучести и веса:

$$\frac{z_ф}{z_л} = 0.11 \ln \frac{r_{кр.ф}(0)}{r} , \qquad (3.5.17)$$

а из (3.5.15) вытекает очевидное условие „невязкого" равновесия,

$$r_{кр.ф}(z) - r_c(z) > 0 , \qquad (3.5.18)$$

наблюдаемого на безразмерной глубине:

$$\frac{z_c}{z_л} = 0.07 \ln \frac{r_{кр.ф}(0)}{r_c(0)} . \qquad (3.5.19)$$

Таким образом, от поверхности до глубины z_c частицы в полосе конвергенции заглубляются, уравновешиваются под действием сопротивления формы и „накапливаются" на глубине $z_ф$. Зависимость (3.5.17) показывает, что $z_ф$ тем больше, чем меньше радиус частицы и чем больше ее плотность и скорость ветра в приводном слое. С другой стороны, глубина z_c не зависит от размера рассматриваемой частицы, а зависит лишь от соотношения $r_{кр.ф}(0)$ и $r_c(0)$.

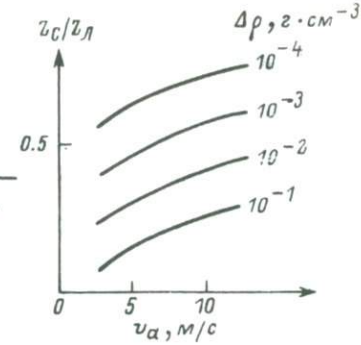


Рис.3.5.3. Безразмерные глубины „насыщения" (равновесия) увлекаемых частиц с различными значениями $\Delta\rho$ как функции средней скорости ветра в приводном слое ($\bar{v}_a$).

Как видно из рис.3.5.3, „невязкое" равновесие по всей глубине циркуляционной ячейки наступает лишь для частиц с $\Delta\rho > -10^{-5}$ г/см^3.

Из всего диапазона размеров частиц, стягивающихся под поверхность в полосы конвергенции циркуляций Ленгмюра под действием сопротивления формы, увлекаются с размерами из промежутка $r \in]r_c(0), r_{кр.ф.}(0)[$, а в „невязком" равновесии на горизонте z_Φ оказываются лишь с размерами из промежутка $r \in]0, (r_{кр.ф.}(z) - r_c(z))[$. Так как при этом $z_\Phi \leq z_c$, то из (3.5.17) и (3.5.19) следует, что „невязкое" равновесие может наступать для частиц с размерами

$$r > r_{кр.\Phi}(0)^{0.36} \cdot r_c(0)^{0.64}. \qquad (3.5.20)$$

Частицы с размерами $r < r_c(0)$ вовлекаются в „вязкое" заглубление. Из (3.5.7) получим верхнюю границу размеров „вязко" заглубляемых частиц на поверхности:

$$r < r_{кр.в}(0) = 2\sqrt{6 r_{кр.\Phi}(0) r_c(0)}, \qquad (3.5.21)$$

а так как всегда $r_{кр.в}(0) > r_c(0)$ (по крайней мере для частиц с $\Delta\rho > -0.1$ г/см^3), то вовлеченными в заглубление оказываются практически все частицы с размерами $r < r_c(0)$. Из (3.5.7) несложно получить глубину $z_в$, на которой произойдет „вязкое" равновесие частицы радиуса r:

$$\frac{z_в}{z_л} = 0.11 \ln \frac{r_{кр.\Phi}(0) r_c(0)}{r}. \qquad (3.5.22)$$

Так как величина r_c растет с глубиной (рис.3.5.1), то если заглубление частицы началось на поверхности как „вязкое", то и в процессе заглубления оно будет оставаться „вязким". Кроме того, выражение (3.5.22) показывает, что глубина $z_в$, так же как и в случае „невязкого" заглубления, меньше для более крупных и менее плотных частиц и возрастает со средней скоростью ветра в приводном слое.

По всей видимости, при достаточно сильном ветре под полосы конвергенции циркуляций Ленгмюра могут увлекаться и мелкие воздушные пузырьки ($\Delta\rho \approx -0.999$ г/см^3). Пузырьки возникают в результате неустойчивости ветровых волн и сбиваются в полосы конвергенции в огромных количествах, что делает полосы особенно заметными (Дмитриева, Рянжин, 1976). Хотя размеры пузырьков значительно варьируются, наиболее повторяющиеся имеют на поверхности радиус 0.01 см (Blanchard, Woodcock, 1957). Если пренебречь флокуляцией, условия увлечения пузырьков вблизи поверхности, очевидно, аналогичны рассмотренным выше. Расчет показывает, что для пузырьков в диапазоне средних скоростей ветра $\bar{v}_\alpha$ = = 3.0÷11.0 м/с выполняется условие $r_{кр.ф}(0) < r_c(0)$, поэтому увлечение пузырьков можно рассматривать как „вязкое". Однако по мере заглубления пузырька его радиус (r), объем (v) и плотность (ρ) меняются, что необходимо учитывать при определении глубины равновесия (насыщения). Рассматривая эти изменения, будем считать, что $dv/dz = -\alpha z$, где α – коэффициент сжимаемости пузырька. Тогда для изотермического процесса можно записать

$$\begin{aligned} v(z) &= v(0)\exp(-\alpha z), \\ r(z) &= r(0)\exp\left(-\frac{\alpha}{3}z\right), \\ \rho(z) &= \rho(0)\exp(\alpha z). \end{aligned} \qquad (3.5.22)$$

Подставляя (3.5.22) в (3.5.7), баланс сил получим в виде

$$9\rho_w \bar{w}_0 \nu \exp(-Kz) + r(0)^2 g\rho(0)\exp\frac{\alpha}{3}z - r(0)^2 g\rho_w \exp\left(-\frac{2\alpha}{3}z\right) = 0. \qquad (3.5.23)$$

Учитывая, что второй член в (3.5.23) имеет высший порядок малости по сравнению с первым и третьим, для глубины равновесия пузырька с учетом его сжимаемости получим

$$z_H = \frac{3}{3K - 2\alpha} \ln \frac{3C_1 \bar{v}_\alpha^{C_2} \nu}{g r(0)}. \qquad (3.5.24)$$

В свою очередь, из (3.5.24) вытекает очевидное условие верхней границы промежутка размеров пузырьков, „вязко" заглубляемых под полосы конвергенции (поскольку $\alpha \ll K$):

$$r(0) < r_{кр} = 3\sqrt{\frac{C_1 \bar{v}_\alpha^{C_2} \nu}{g}}. \qquad (3.5.25)$$

Выражение (3.5.25) показывает, что с усилением ветра и соответственно величины $r_{кр}$ все более крупные пузырьки за-

глубляются под полосы. Глубина же их равновесия уменьшается с увеличением размера пузырька и увеличивается с ростом скорости ветра. Проникая на глубину и создавая слои „насыщения" (равновесия), пузырьки могут играть значительную роль в аэрации квазиоднородного слоя. Способность пузырьков адсорбировать поверхностно-активные пленки может приводить к существенному проникновению на глубину биогенных элементов (например, органофосфатов). Возможность существования слоев „насыщения" пузырьками воздуха следует, видимо, учитывать при разработке проблем гидроакустики.

Таким образом, с возникновением циркуляций Ленгмюра в квазиоднородном слое должна происходить своеобразная вертикальная фильтрация и перераспределение положительно плавучей полидисперсной примеси и пузырьков воздуха по плотности и по размеру. При постоянной скорости ветра в приводном слое и установившихся циркуляциях Ленгмюра на горизонте $z_2 < z_\Delta$ частицы с радиусом r_2 и плотностью ρ_2 „накапливаются", тогда как частицы той же плотности, но с большим радиусом ($r_1 > r_2$) будут располагаться ближе к поверхности и будут почти отсутствовать в пробе воды, взятой на горизонте z_2. Частицы с той же плотностью, но с радиусом $r_3 < r_2$ „проскакивают" горизонт z_2, обнаруживаясь в пробе наряду с частицами r_2, и „накапливаются" на горизонте $z_3 > z_2$. С усилением интенсивности циркуляций (скорости приводного ветра) на горизонте z_2 происходит уже накопление более крупных частиц с размером $r_1 > r_2$ той же плотности и более мелких - меньшей плотности. Повторное изменение интенсивности циркуляций приводит к повторному перераспределению частиц. Рассмотренная схема объясняет обнаруженные неравенства в концентрациях взвешенных частиц (Sutcliffe et al., 1963, 1971; Harris, Smith, 1977), а также появление с усилением ветра максимума функции распределения частиц по размерам (Sutcliffe et al., 1971). Отметим, что с усилением ветра максимум функции распределения частиц данной плотности на данном горизонте должен смещаться в сторону более крупных частиц. Кроме того, между полос конвергенции циркуляций Ленгмюра должны существовать аналогичные скопления и фильтрация относительно тяжелых частиц (с $\Delta\rho > 0$). Ослабление или прекращение ветра будут, видимо, приводить к тому, что в полосах частицы с $\Delta\rho < 0$ всплывают, а между полос с $\Delta\rho > 0$ - опускаются. Учитывая наличие в спектре скорости ветра колебаний суточного характерного временного масштаба, предложенным механизмом, в определенной степени, можно объяснить суточные миграции планктона.

Предложенную схему нетрудно обобщить на случай бароклинной жидкости, подставляя в выражение (3.5.4) конкретный вид функции $\rho_w = \rho_w(z)$. Однако вышеописанный механизм нуждается в тщательной проверке. Первая попытка провести такую проверку была предпринята В. В. Васильевым на Белом озере в 1977 г. Известно,

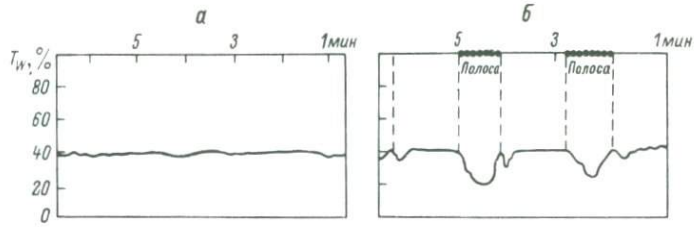


Рис.3.5.4. Временной ход коэффициента пропускания (T_w) в видимой части спектра в отсутствие (а) и присутствии (б) циркуляций Ленгмюра (неопубликованные данные В.В.Васильева, оз.Белое, изотермия, глубина места 6 м, горизонт измерения 5 м).

что концентрация и размеры взвешенной примеси в воде меняют ее оптические свойства. Так, например, с увеличением концентрации примеси уменьшается коэффициент пропускания (T_w) в видимой части спектра. Поэтому изменения концентрации примеси, возникающие в результате ленгмюровских циркуляций, должны вызывать изменчивость T_w в тех же пространственно-временных масштабах. Исходя из этого, В.В.Васильев провел измерения T_w в присутствии и отсутствие циркуляций Ленгмюра. Для измерений использовался измеритель направленного излучения – прозрачномер, изготовленный в Институте озероведения АН СССР. Прибор позволяет непрерывно фиксировать T_w на базе 1 м в видимой части спектра (565–700 нм). Постоянная времени измерительной системы – 0.63 с. За опорный принимается сигнал, регистрируемый в приводном слое воздуха. Характерное смещение полос конвергенции циркуляций Ленгмюра (Дмитриева, Рянжин, 1976) позволяет регистрировать временную изменчивость T_w и одновременно фиксировать моменты прохождения полос над прибором. При отсутствии ленгмюровских циркуляций в диапазоне исследуемых временных масштабов величина T_w варьировалась незначительно (рис.3.5.4, а), однако с появлением циркуляций картина резко менялась. Прохождение полосы конвергенции характеризуется резким уменьшением (почти в два раза) коэффициента пропускания (рис.3.5.4,б), отмечавшимся на всех горизонтах измерения, вплоть до 5 м, при общей глубине места 6 м. Отмеченный вторичный минимум коэффициента между полосами конвергенции, возможно, указывает на наличие максимума восходящего потока. В этом случае при распространении циркуляций Ленгмюра до дна в точке с максимальной скоростью восходящего потока происходит подъем относительно тяжелых частиц ($\Delta\rho>0$) донных отложений.

3.6. ЭНЕРГИЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ПОТОКА И МЕСТО ЦИРКУЛЯЦИЙ В ШИРОКОМ СПЕКТРЕ ДВИЖЕНИЯ

Сведения о структуре горизонтального течения в циркуляционных ячейках Ленгмюра весьма ограниченны. Результаты натурных наблюдений в океане (Woodcock, 1944; Welander, 1963; Ichiye, 1967; Gordon, 1970; Assaf et al., 1971), а также в озерах и водохранилищах (Цикунов и др., 1950; Harris, Lott, 1973; Рянжин, 1980) качественно подтверждают кинематическую картину, описанную И.Ленгмюром (Langmuir, 1938). Однако подавляющая часть наблюдений носит сопутствующий характер, а детальные исследования, включая количественные оценки, практически отсутствуют. Измерения поля горизонтального течения (вектора горизонтального течения – $\vec{V}(t)$) на Ладожском озере позволяют несколько расширить представления о горизонтальных течениях в циркуляциях Ленгмюра.

Исследования проводились в различных районах озера со свайного основания, заякоренного понтона, а также с небольших научно-исследовательских судов Института озероведения АН СССР (подробнее см. гл.5). Для измерения горизонтального течения использовались модифицированные вертушки ГР-42; характеристик ветра в приводном слое – анеморумбограф М-63М, а также модифицированный анеморумбометр М-47; температуры воздуха и воды – специально сконструированная термокоса (6 датчиков ММТ-1) (см. гл.5). Измерения горизонтальных течений проводились в основном в прибрежных районах Ладожского озера, а также в достаточно изученном в гидрологическом отношении (Комплексные исследования шхерной части Ладожского озера, 1961) Яккимварском заливе. Во избежание возможного „наложения" на ленгмюровские циркуляции упорядоченной плотностной конвекции в квазиоднородном слое (с.48) измерения проводились в условиях устойчивой стратификации верхних слоев озера ($Ri^* = 0.7 \div 1.1$).

Важной особенностью циркуляционных ленгмюровских ячеек основного и вторичного масштабов является смещение их в направлении, поперечном к ветру (Дмитриева, Рянжин, 1976). Кроме того, установлено, что вся система полос смещается справа налево, при этом полосы остаются параллельными друг другу и направлению ветра вблизи поверхности. Во время наблюдений на Финском заливе (глубина места 6 м) направление смещения сохранялось при ветрах любой силы и любых румбов, достигая максимальной скорости 14 см/с (Дмитриева, Рянжин, 1976). Однако скорость смещения не обнаружила значимой корреляции со средней скоростью ветра в приводном слое ($\bar{v}_a$) и величиной суммарного потока тепла на границе раздела вода–воздух (Рянжин, 1980) (рис.3.6.1). В разных районах Ладожского озера с различными глубинами места наблюдалось как право-, так и левостороннее смещение. При этом смещение происходит не всегда, во всяком случае, оно не всегда заметно и, по всей видимости, связано со степенью развития слоя Экмана.

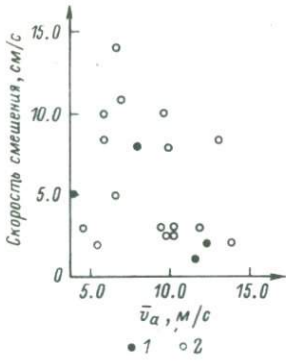


Рис.3.6.1. Скорости смещения полос конвергенции циркуляций Ленгмюра при различных средних скоростях ветра в приводном слое ($\bar{v}_\alpha$) и знаках потока тепла (q_0) на границе раздела вода–воздух (Балтийское море, Финский залив, глубина места 6 м) (Рянжин, 1980).

1 – $q_0 < 0$; 2 – $q_0 > 0$.

Смещение циркуляционных ячеек Ленгмюра позволяет наблюдать любопытную картину изменчивости вектора горизонтального течения – $\vec{V}(t)$ – в квазиоднородном слое. На представленных отрезках прогрессивно-векторных диаграмм течения на горизонте 1 м (рис.3.6.2) видно, что в отсутствие циркуляций вектор течения незначительно меняется по направлению, однако с появлением их ситуация резко меняется: прогрессивно-векторная диаграмма обнаруживает квазипериодические колебания $\vec{V}(t)$ с характерным временным масштабом – $\tilde{T}_л = 2 \div 4$ мин. Этот временной масштаб примерно соответствует разности моментов прохождения над вертушкой ГР-42 двух соседних полос конвергенции циркуляций Ленгмюра основного масштаба. Такие особенности поведения $\vec{V}(t)$ выявлялись во всех шести сериях измерений течения. Отметим, что хотя во время измерений на поверхности всегда присутствовали вторичные полосы конвергенции, свидетельствующие о существовании вторичных ленгмюровских циркуляций, прогрессивно-векторные диаграммы не обнаруживали их, как правило, уже на горизонте 1-2 м. Последнее обстоятельство указывает на локализацию вторичных циркуляций в тонком поверхностном слое, что согласуется с косвенными (McLeish, 1968) и температурными данными (Myer, 1969).

Рассмотрим спектральную структуру колебаний вектора горизонтального течения в промежутке частот $\omega \in \tilde{\omega}_0 = \langle 0.01, 0.314 \text{ рад/с} \rangle$ (характерные временные масштабы – $\tilde{T}_x$ – 20 с – 10 мин). В качестве инвариантной оценки плотности кинетической энергии используем оценку линейного инварианта симметричной части тензора спектральной плотности течения – $I_1^*(\omega)$ (Белышев, Рожков 1975).[1] На рис.3.6.3 представлен инвариантный спектр (горизонт 1 м) для типичных ситуаций отсутствия (пунктир) и наличия ленгмюровских циркуляций основного масштаба в квазиоднородном слое озера. Анализируя этот рисунок, отметим, что при отсутствии циркуляций спек-

[1] Автоспектры и другие оценки поля течения как вероятностного процесса в этом и последующем разделе рассчитаны по программе КИСА (Клеванцов и др., 1972; Клеванцов, Рожков, 1975) при числе степеней свободы $\nu = 14$. Спектры рассчитывались по автокорреляционным функциям и сглаживались функцией Хемминга.

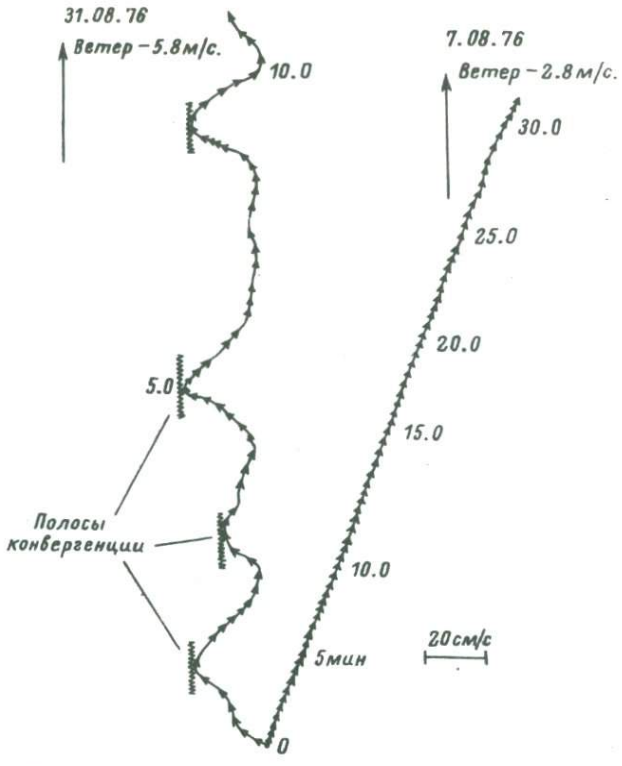


Рис.3.6.2. Типичные прогрессивно-векторные диаграммы течения в отсутствие и присутствии циркуляции Ленгмюра в квазиоднородном слое (Ладожское оз., Яккимварский залив, глубина места 12 м, горизонт измерения 1 м, $Ri^* = 0.80 \div 0.90$) (Рянжин, 1980).

тральная функция немонотонна и обнаруживает заметную энергонесущую зону в промежутке частот $\omega \in \tilde{\omega}_м = \langle 0.06,\ 0.07$ рад/с$\rangle$ ($\tilde{T}_м = 90 \div 100$ с). Аналогичную зону обнаруживают инвариантные спектры, рассчитанные по синхронным реализациям вектора ветра в приводном слое, причем с высокой когерентностью. Поэтому энергонесущую зону в промежутке частот $\tilde{\omega}_м$ можно интерпретировать как вынужденные колебания вектора течения $\vec{V}(t)$ с частотой микрометеорологического максимума. В то же время, как показывает рис. 3.6.3, циркуляции Ленгмюра основного масштаба характеризуются значительной энергонесущей зоной в промежутке частот $\tilde{\omega}_л = \langle 0.025,\ 0.045$ рад/с$\rangle$ ($\tilde{T}_л = 2 \div 4$ мин), которая не прослеживается на графике спектральной плотности при отсутствии циркуляций. При наличии циркуляций спектр также обнаруживает максимум в промежутке частот $\tilde{\omega}_м$, а колебания вектора течения с частотами $\omega \in \langle 0.08,\ 0.314$ рад/с$\rangle$, вероятно, обусловлены короткими внутренними гравитационными волнами.

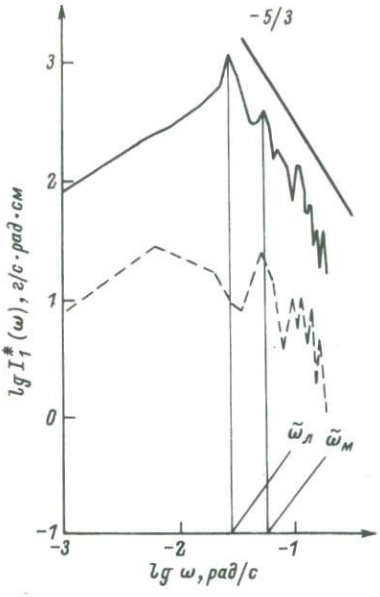


Рис.3.6.3. Типичные инвариантные спектры течения в промежутке частот ($\tilde{\omega}_0$) в отсутствие (пунктир) и присутствии (сплошная линия) циркуляций Ленгмюра (Ладожское оз., Яккимварский залив, глубина места 12 м, горизонт 1 м, $Ri^* = 0.80 \div 0.90$, расчет при $\nu = 14$) (Рянжин, 1980).

Примечательно, что в промежутке частот $\langle 0.03, 0.200$ рад/с$\rangle$ спад энергии происходит по закону, близкому к „-5/3". Циркуляции Ленгмюра при этом, обладая значительной плотностью энергии, фактически определяют низкочастотную границу промежутка (рис.3.6.3), в силу чего могут являться мощным источником мелкомасштабной турбулентности на частотах этого промежутка (Рянжин, 1980). На невыполнимость закона „-5/3" в области волновых чисел, близких к $K_л = L^{-1}$, указывалось и ранее (Лабзовский, 1978). Однако полученные факты более убедительно свидетельствуют в пользу гипотезы дискретного энергоснабжения на волновых числах $K \sim K_л$ (Озмидов, 1968). В ряде случаев при наличии ленгмюровских циркуляций рассчитанный инвариантный спектр для вектора ветра обнаруживал „всплески" в полосе частот, близкой к $\tilde{\omega}_л$. И хотя необходимы дальнейшие исследования, это обстоятельство свидетельствует о возможности резонансной генерации циркуляций Ленгмюра, рассмотренной Р.В.Озмидовым (1960, 1968).

Изображенный на рис.3.6.4 инвариантный спектр кинетической энергии для широкого диапазона частот (от инерционных до микрометеорологических - $\omega \in \langle 10^{-5}, 10^{-2}$ Гц$\rangle$) дает представление о месте циркуляций Ленгмюра в широком спектре движений Ладожского озера. При составлении схемы оценка плотности энергии колебаний течения на частоте инерционных колебаний заимствована из работы Н.Н.Филатова (1978), а величина характерного периода одноузловой сейши Яккимварского залива (55 мин) - из работы Т.И.Малининой (1961). Хотя схема не претендует на роль исчерпывающей,[2] она указывает на значительную энергию ленгмюровских

[2] Более подробно этот вопрос рассмотрен выше (с.17), где приводится спектр для еще более широкого диапазона частот, рассчитанный на основе корректной „склейки".

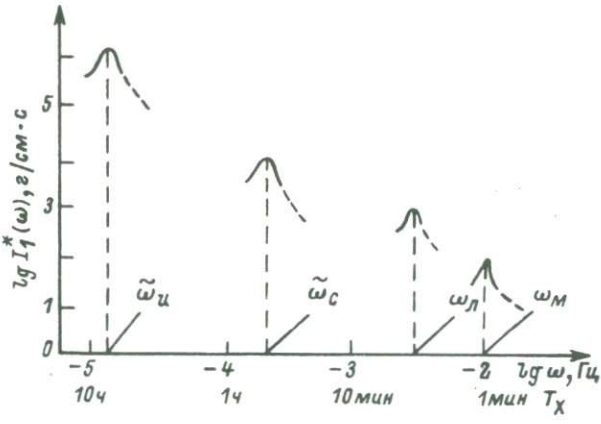


Рис.3.6.4. Плотности энергии пульсаций вектора горизонтального течения различной природы в Ладожском озере (Рянжин, 1980).

$\tilde{\omega}_{и}$, $\tilde{\omega}_{с}$, $\tilde{\omega}_{л}$ и $\tilde{\omega}_{м}$ – характерные промежутки частот инерционных, сейшевых, ленгмюровских и микрометеорологических колебаний соответственно.

колебаний вектора течений. Так, плотность энергии ленгмюровских колебаний на порядок больше плотности энергии микрометеорологических и сравнима с плотностью энергии сейшевых колебаний течения.

До сих пор остается нерешенным вопрос об объективном критерии глубины проникновения циркуляций Ленгмюра. По-иному взглянуть на него позволяют описанные выше особенности изменчивости вектора горизонтального течения в присутствии ленгмюровских циркуляций. Синусоидальные колебания вектора течения $\vec{V}_z(t)$ на горизонте z с характерным временным масштабом $\tilde{T}_л$, очевидно, указывают на распространение циркуляций до глубины не меньше z и, таким образом, могут служить объективным критерием глубины проникновения циркуляций $z_л$. В этой связи принципиально важными представляются измерения, проведенные 2 09 1977 г. со свайного основания в Яккимварском заливе Ладожского озера. Во время измерений на горизонтах 1 и 3 м регистрировалось течение, а на горизонтах 1, 2 ,3 и 4 м – температура воды $\Theta_w(t)$. Термоклин располагался на глубине 4÷5 м, а верхний слой имел слабую устойчивую стратификацию ($Ri^* = 0.8$). В начальный момент при слабом ветре ($\bar{v}_a = 1.5$ м/с) ленгмюровских циркуляций не было и выбрасываемые на поверхность поплавки беспорядочно дрейфовали по направлению ветра. Временной ход течения и температуры воды не обнаруживал заметных колебаний. Через несколько минут ветер усилился до 5 м/с и поплавки начали выстраиваться в полосы, а еще через 5–6 минут появились малозаметные узкие полосы пены с примерно одинаковым между ними расстоянием в 5 м. В это же

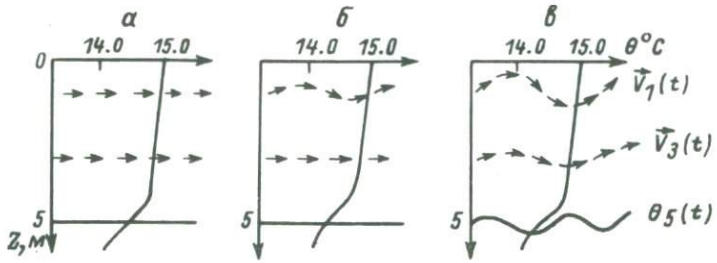


Рис. 3.6.5. Схема распространения циркуляций Ленгмюра по глубине с усилением ветра и генерация внутренней волны в термоклине (Ладожское оз., Яккимварский залив, глубина места 6м) (Рянжин, 1980). а – 0 мин, $\bar{v}_\alpha$ – 1.5 м/с; б – 5 мин, $\bar{v}_\alpha \sim$ 5 м/с; в – 20 мин, $\bar{v}_\alpha$ – 8 м/с.

время запись течения $\vec{V}_1(t)$ указала на слабые синусоидальные колебания ($\tilde{T} \approx 1$ мин), тогда как колебания вектора по направлению на горизонте 3 м по-прежнему отсутствовали, так же как и на всех горизонтах колебания температуры (рис.3.6.5). Дальнейшее усиление ветра до 8 м/с привело к возникновению на горизонтах 1 и 3 м синусоидальных колебаний вектора течения с характерным временным масштабом – $\tilde{T} = \tilde{T}_л \approx 3$ мин, а на их фоне, но лишь на горизонте 1 м, по-прежнему наблюдались колебания вектора с характерным временным масштабом около 1 мин. В этот момент на поверхности, наряду с уже возникшими вторичными полосами, появляются яркие полосы конвергенции с расстоянием около 15 м. А еще через несколько минут временной ход температуры на горизонте 4 м указывает на возникновение внутренних волн в термоклине с характерным временным масштабом, близким к $\tilde{T}_л$ ($\sim$ 3 мин). Описанные наблюдения, а также последующие результаты позволяют сформулировать следующие важные выводы.

1. С усилением ветра возникают циркуляции Ленгмюра малых масштабов (вероятно, L_β) и лишь по мере развития ветрового течения – более крупных (L_0).

2. Циркуляции вторичного масштаба возникают до появления отчетливых полос конвергенции на поверхности.

3. Развитие циркуляций, во всяком случае вторичного масштаба, происходит от поверхности к нижележащим слоям. Достигая термоклина, циркуляции Ленгмюра могут генерировать внутренние волны.

Рассмотрим изменчивость вектора горизонтального течения в циркуляционной ячейке Ленгмюра (в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$), возникшей в результате действия устойчивого ветра ($\bar{v}_\alpha$ = 5.8 м/с) в устойчиво стратифицированном эпилимнионе ($Ri^* = 0.9$). Представленные на рис.3.6.6 участки прогрессивно-векторных диаграмм течения на горизонтах 1, 3 и 5 м указывают на характерные для лен-

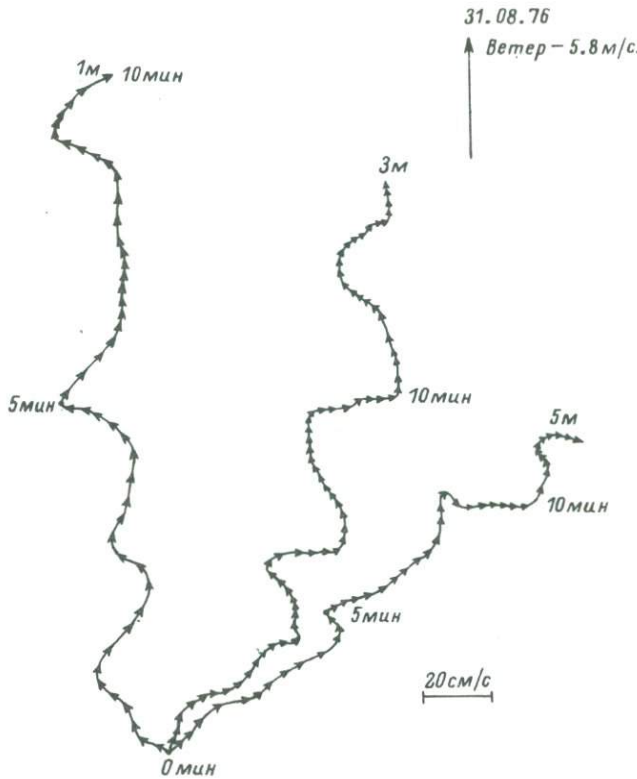


Рис.3.6.6. Прогрессивно-векторные диаграммы течения на различных горизонтах в присутствии циркуляций Ленгмюра (Ладожское оз., Яккимварский залив, глубина места 12 м, $Ri_*^* = 0.90$).

гмюровских циркуляций колебания векторов на фоне спирали Экмана. Отметим, что сосуществование циркуляций Ленгмюра и экмановской спирали наблюдалось также в северной части Атлантики (Assaf et al., 1971). Значительная доля изменчивости вектора течения сосредоточена в низкочастотной области спектра с частотами $\omega < \tilde{\omega}_л$ (рис.3.6.3), что указывает на присутствие фоновых низкочастотных колебаний течения. Эти колебания могут быть вызваны, например, сейшевыми течениями или присутствием в поле самих циркуляций Ленгмюра крупных неоднородностей (см. далее 3.12). Однако, учитывая пространственно-временные масштабы этих неоднородностей, для получения их достоверных вероятностных оценок требуются реализации $\vec{V}(t)$ гораздо большей длительности, порядка 4-6 ч, тогда как для расчетов вероятностных характеристик циркуляций Ленгмюра как вероятностного процесса в настоящей главе используются реализации продолжительностью 1-2 ч. Поэтому предварительно из

исходных реализаций фильтром В.А.Рожкова отфильтровывались составляющие с $\tilde{T}_x > \tau_m = 10$ мин $(\omega < \frac{2\pi}{\tau_m} = 0.01$ рад/с$)$.[3] В результате фильтрации движение в промежутке частот $\omega \in \tilde{\omega}_0 = \langle 0.01,$ 0.314 рад/с $\rangle$ рассматривалось как стационарное, по Хинчину. Параметры фильтра (Рожков 1967, 1979) выбирались как $\rho = \delta = 61\Delta t$; $p = 3\Delta t$ при $\tau_m = 60\Delta t$.

Здесь следует сказать несколько слов о применяемом вероятностном аппарате. Дело в том, что сложная пространственно-временная структура ленгмюровских циркуляций, развивающихся на фоне разномасштабных гидрофизических процессов, заставляет рассматривать циркуляции с позиций вероятностных процессов с последующим анализом их корреляционной и спектральной структуры. Целесообразность такого подхода определяется также условностью деления процессов на вероятностные и детерминированные. Именно поэтому более или менее упорядоченные изменения гидрофизических полей, создаваемые циркуляциями, анализируются с вероятностных позиций.

Вернемся к анализу полученных результатов. Представленные на рис.3.6.7 оценки инвариантов $I^{*}_{1.2}(\omega)$ после фильтрации для горизонтов 1, 3 и 5 м сохраняют отмеченные особенности изменчивости вектора $\vec{V}(t)$, в присутствии циркуляций Ленгмюра. Для получения энергетических оценок и, в частности, для сравнения энергии колебания вектора течения в промежутке частот ленгмюровских циркуляций – $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_{\Pi})$ – с энергией колебаний вектора на других частотах рассчитаем величину[4]

$$E_{\vec{V}}(\Delta\omega) = \int_{\omega\in\Delta\omega} I_1(\omega)\,d\omega = \int_{\omega\in\Delta\omega} \left[S_u(\omega) + S_v(\omega)\right] d\omega, \quad (3.6.1)$$

где $\Delta\omega$ – ширина исследуемого промежутка частот; $S_u(\omega)$ и $S_v(\omega)$ – соответственно оценки спектров продольной и поперечной компоненты вектора $\vec{V}(t)$.

Рассчитаем также параметр

$$B_2(\Delta\omega) = \int_{\omega\in\Delta\omega} S_M(\omega)\,d\omega / E_{\vec{V}}(\Delta\omega) = E_M(\Delta\omega)/E_{\vec{V}}(\Delta\omega), \quad (3.6.2)$$

---

[3] Фильтр В.А.Рожкова (1967, 1979) – скользящее осреднение с полиномиальным выравниванием.

[4] В случае справедливости гипотезы „замороженной" турбулентности Тэйлора энергетические оценки в промежутке частот $\tilde{\omega}_{\Pi}$ можно рассматривать как энергетические характеристики циркуляционной ячейки Ленгмюра.

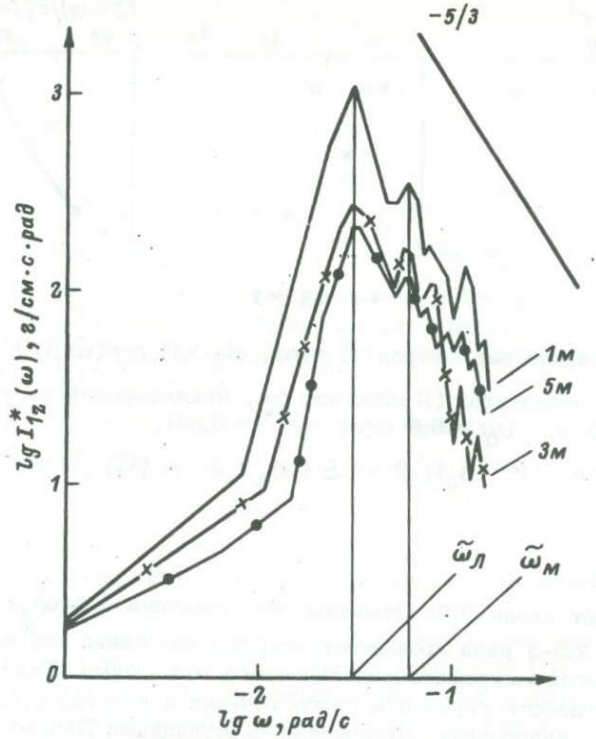


Рис.3.6.7. Инвариантные спектры течения на различных горизонтах в присутствии циркуляций Ленгмюра в промежутке частот $\tilde{\omega}_0$ (Ладожское оз., Яккимварский залив, глубина места 12 м, $\bar{v}_\alpha$ = 5.8м/с, Ri^* = 0.90, расчет при ν = 14).

где $S_M(\omega)$ – оценка спектральной плотности колебаний модуля течения. Параметр $B_z(\Delta\omega)$ показывает, какая часть энергии колебаний вектора $\vec{V}(t)$ в промежутке частот $\Delta\omega$ определяется изменчивостью только скорости потока (Рожков, Филатов, 1975). Результаты расчетов для одной из трех типичных серий измерений иллюстрируются рис.3.6.8, где $[E_{\vec{V}}(\Delta\omega)] = [E_M(\Delta\omega)]$ = г/см с^2, т.е. имеют размерность кинетической энергии единицы объема. Как показывает рис.3.6.8, энергия $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_0)$ во всем исследуемом промежутке частот $\tilde{\omega}_0$ быстро уменьшается с глубиной, что, вообще говоря, характерно для ветрового течения. Однако значительный вклад в эту энергию вносят ленгмюровские циркуляции основного масштаба. Так, например, на горизонте 1 м он составляет 60%. С глубиной этот вклад уменьшается, тем не менее даже на горизонте

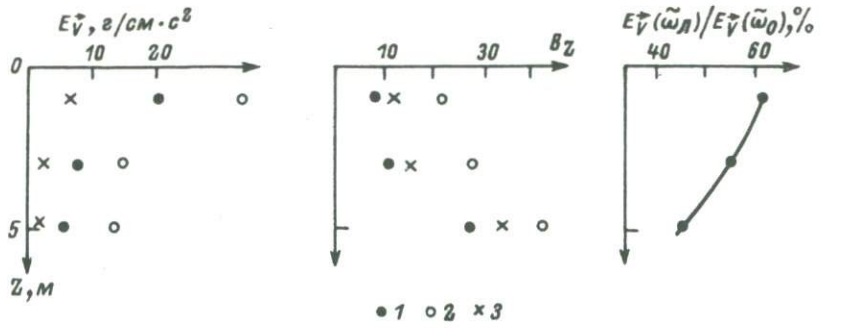


Рис.3.6.8. Значения параметров $E_{\vec{V}}(\omega), B_z(\omega), E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_л)/E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_0)$ на различных горизонтах (Ладожское оз., Яккимварский залив, глубина места 12 м, $\bar{v}_\alpha$ = 5.8 м/с, Ri^* = 0.90).
1 – $E(\tilde{\omega}_л)$ и $B(\tilde{\omega}_л)$; 2 – $E(\omega_0)$ и $B(\tilde{\omega}_0)$; 3 – $E(\tilde{\omega}_м)$ и $B(\tilde{\omega}_м)$.

5 м составляет около 50%. Отметим, что величина $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_л)$ на всех горизонтах в 2.5–3 раза превышает энергию колебаний вектора течения с частотой микрометеорологического максимума. Таким образом, изменчивость горизонтального течения в квазиоднородном слое примерно наполовину обусловлена циркуляциями Ленгмюра. Как видно из того же рисунка и рис.3.6.7, с глубиной возрастает вклад энергии течений, генерируемых короткими внутренними гравитационными волнами с частотами $\omega > \tilde{\omega}_м$.

Следуя опубликованной работе (Рянжин,1980), будем считать, что на горизонте $z_л$ „ленгмюровских" колебаний вектора $\vec{V}(t)$ нет и

$$I_{1.z_л}(\omega) = I_{1.z_л}(\omega), \quad \forall \omega \in \tilde{\omega}_0 , \qquad (3.6.3)$$

т.е. спектральная плотность во всем промежутке частот $\tilde{\omega}_0$ аппроксимируется спектром „белого шума". Тогда относительный вклад энергии $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_л)$ в общую энергию $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_0)$ можно оценить как

$$E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_л)/E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_0) = \tilde{\omega}_л/(\omega_N - \omega_m), \qquad (3.6.4)$$

где $\omega_m = 2\pi/\tau_m$; τ_m – максимальный сдвиг автокорреляционной функции; ω_N – частота Найквиста. Так, например, для рассмотренного на рис.3.6.7 случая на горизонте $z_л$ отношение $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_л) / E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_0)$ = 0.05, т.е. энергия колебаний вектора те-

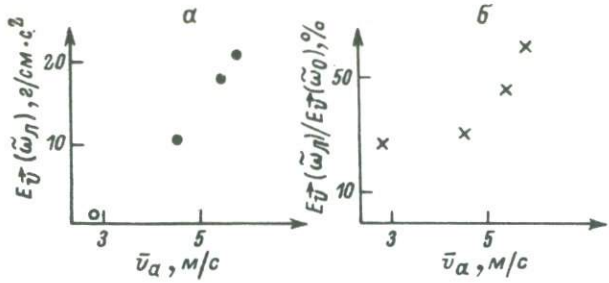


Рис.3.6.9. Энергетические оценки колебаний вектора горизонтального течения при различных средних скоростях ветра ($\bar{v}_a$) в приводном слое (Ладожское оз., Яккимварский залив, глубина места 12 м, горизонт 1 м) (Рянжин, 1980).

а – $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_Л)$ – энергия колебаний в промежутке частот ($\tilde{\omega}_Л$);

б – относительный вклад $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_Л)$ в общую энергию колебаний в промежутке частот $\tilde{\omega}_0$.

чения в промежутке частот $\tilde{\omega}_Л$ не превосходит 5% общей энергии колебаний в промежутке $\tilde{\omega}_0$.

Вернемся к анализу рис.3.6.8, который показывает, что в циркуляциях Ленгмюра основного масштаба на горизонте 1 м лишь ~9% энергии колебаний вектора горизонтального течения обусловлены колебаниями вектора по модулю (по скорости). Для сравнения заметим, что в промежутке частот микрометеорологического максимума изменчивость модуля определяет 30÷40% величины $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_М)$, а на частоте синоптического максимума течения в Ладожском озере ($\omega \in \langle 0.06,\ 0.10$ рад/ч$\rangle$) – 70% (Рожков, Филатов, 1975).

С глубиной циркуляции Ленгмюра затухают, колебания вектора горизонтального течения уменьшаются по направлению, на что указывает увеличение параметра $B_Z(\tilde{\omega}_Л)$. Так, на горизонте 5 м величина $B_Z(\tilde{\omega}_Л)$ достигает уже 30%. Интересно, что хотя энергия $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_Л)$ монотонно убывает с глубиной, величина $E_М(\tilde{\omega}_Л)$ немонотонна и достигает максимума на глубине, примерно равной половине глубины проникновения циркуляций. Таким образом, с ростом глубины горизонтальное течение в промежутке частот $\tilde{\omega}_Л$ становится все более устойчивым по направлению, а поле движения в циркуляциях Ленгмюра основного масштаба все в большей степени определяется изменчивостью модуля течения.

С увеличением средней скорости ветра в приводном слое увеличивается вертикальная составляющая скорости течения в полосах конвергенции циркуляций Ленгмюра (см. с. 53). Поэтому можно предположить, что будет возрастать и энергия колебаний вектора горизонтального течения в промежутке частот циркуляций Ленгмюра. На рис.3.6.9, заимствованном из ранее опубликованной работы (Рянжин,

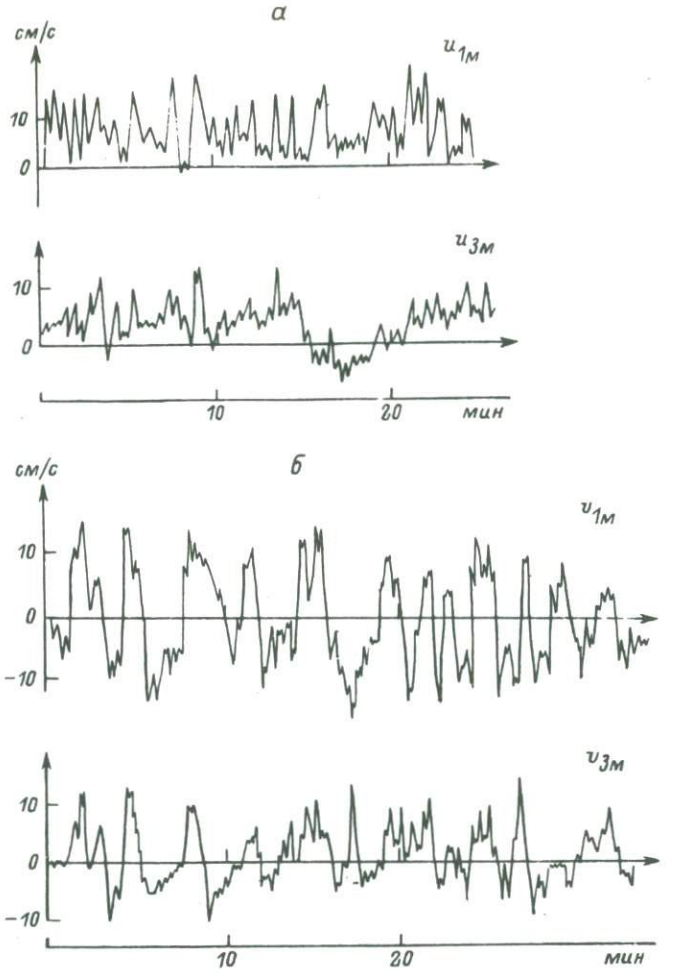


Рис.3.7.1. Характерные колебания продольной (а) и поперечной (б) компонент скорости течения при прохождении над измерителем ГР-42 полос конвергенции циркуляций Ленгмюра (Ладожское оз., Яккимварский залив, $\bar{v}_{\alpha}$ = 5.8 м/с, глубина места 12 м, горизонты 1 и 3м, Ri^{*} = 0.90).

1980), представлены рассчитанные для горизонта 1 м значения энергий $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_{Л})$ при различных средних скоростях ветра $\bar{v}_{\alpha}$ на горизонте 10÷12 м. Малочисленность экспериментальных данных не позволяет получить определенных аппроксимаций, тем не менее рис. 3.6.9 показывает, что значения $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_{Л})$ возрастают с увеличением средней скорости ветра. Кроме того, с ростом средней скорости ветра возрастает относительный вклад энергии циркуляций в об-

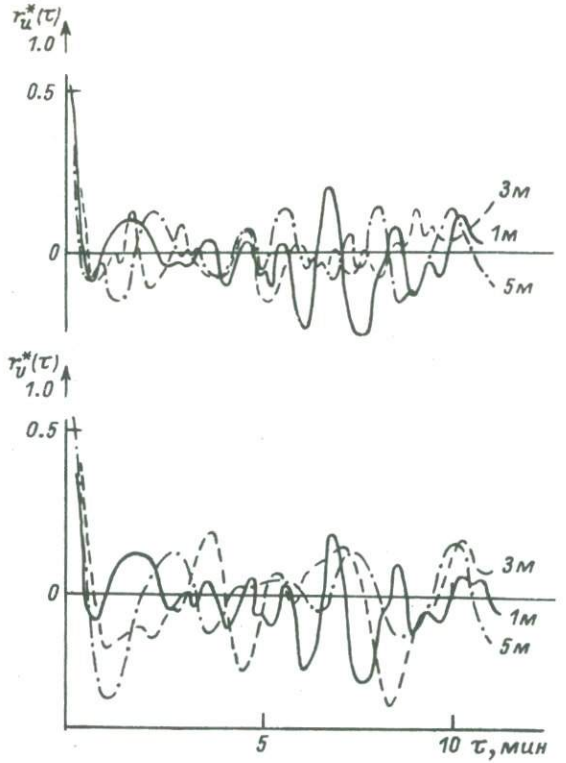


Рис.3.7.2. Нормированные по общей дисперсии оценки автокорреляционных функций колебаний компонент течения на различных горизонтах в присутствии ленгмюровских циркуляций (расчет при T_u = = 60 мин, Δt = 10 с, $\tau_m = 60\,\Delta t$, Ладожское оз., Яккимварский залив, глубина места 12 м, $\bar{v}_a$ = 5.8 м/с, Ri^* = 0.90).

щую энергию колебаний вектора горизонтального течения в промежутке частот $\tilde{\omega}_0$ (рис.3.6.9,б), и, следовательно, ленгмюровские циркуляции играют все большую роль в формировании изменчивости горизонтального течения в верхнем квазиоднородном слое.

3.7. ПРОДОЛЬНОЕ И ПОПЕРЕЧНОЕ ДВИЖЕНИЯ. НАПРЯЖЕНИЯ РЕЙНОЛЬДСА И ГОРИЗОНТАЛЬНЫЙ ТУРБУЛЕНТНЫЙ ОБМЕН

Представляет интерес выяснить, как распределена энергия $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_л)$ в циркуляционной ячейке Ленгмюра основного масштаба в продольном и поперечном к среднему горизонтальному течению направлениях. Отмеченное на прогрессивно-векторных диаграммах колебание

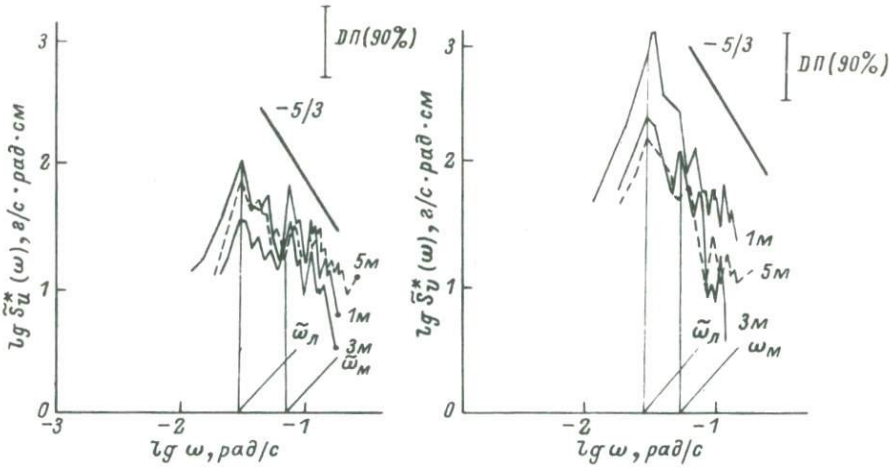


Рис.3.7.3. Сглаженные функцией Хемминга оценки спектральной плотности кинетической энергии колебаний продольной – $S_u^*(\omega)$ – и поперечной $S_v^*(\omega)$ – компонент течения в промежутке частот $\tilde{\omega}_0$ для различных горизонтов в присутствии циркуляций Ленгмюра.

$\tilde{\omega}_л$ и $\tilde{\omega}_м$ – характерные промежутки частот циркуляций Ленгмюра и микрометеорологического максимума (расчет с фильтром В.А.Рожкова, 1979; параметры фильтра – $\rho = \delta = 61\Delta t$; расчет при $\nu = 14$, Ладожское оз., Яккимварский залив, глубина места 12 м, $\bar{v}_\alpha = 5.8$ м/с, $Ri^* = 0.90$).

вектора $\vec{V}(t)$ с характерным временным ленгмюровским масштабом (рис.3.6.2; 3.6.6) отчетливо прослеживается в колебаниях продольной – $u(t)$ – и поперечной – $v(t)$ – компонентах течения (рис.3.7.1). Причем характерная смена знака $v(t)$ происходит в момент прохождения над измерителем течения ГР-42 чередующихся полос конвергенции и дивергенции. Рассчитанные для всех шести серий измерений по реализациям $u(t)$ и $v(t)$ нормированные по дисперсии автокорреляционные функции $r_u^*(\tau)$ и $r_v^*(\tau)$ также обнаруживают колебания вектора $\vec{V}(t)$ с характерным временным масштабом $\tilde{T}_л$ в присутствии ленгмюровских циркуляций (рис.3.7.2).

Рассмотрим рассчитанные по автокорреляционным функциям спектральные плотности кинетической энергии продольной ($\tilde{S}_u^*(\omega)$) и поперечной ($\tilde{S}_v^*(\omega)$) компоненты вектора $\vec{V}(t)$ в промежутке частот $\tilde{\omega}_0$, предварительно отфильтровав низкочастотные колебания с $\tilde{T}_x > \tau_m = 10$ мин $= 60\,\Delta t$. Как показывает рис.3.7.3, где представлены спектры компонент для одной из характерных ситуаций, продольная и поперечная компоненты течения испытывают значительные колебания в промежутке частот ленгмюровских циркуляций $\omega \in \tilde{\omega}_л$. Сравним энергии продольных – $E_u(\tilde{\omega}_л)$ – и попереч-

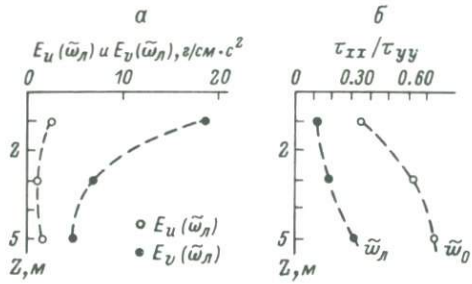


Рис.3.7.4. Кинетические энергии колебаний продольной и поперечной компонент скорости горизонтального течения в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$ (а), а также показатели анизотропности колебаний течения в промежутках частот $\tilde{\omega}_л$ и $\tilde{\omega}_0$ (б) (Ладожское оз., Яккимварский залив, глубина места 12м, $\bar{v}_\alpha$ = 5.8 м/с, Ri^* = 0.90).

ных – $E_v(\tilde{\omega}_л)$ – колебаний течения в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$. Анализ табл.3.7.1, в которой представлены энергетические оценки для одной из характерных ситуаций, показывает, что энергия продольной компоненты слегка уменьшается от поверхности до половины глубины проникновения циркуляций, а затем несколько возрастает. Энергия поперечных колебаний – $E_v(\tilde{\omega}_л)$ – значительно превосходит энергию продольных (!), однако, в отличие от $E_u(\tilde{\omega}_л)$, быстро и монотонно убывает с глубиной. На быстрое уменьшение поперечных компонент течения в циркуляционной ячейке указывал также Т.Ичие (Ichiye, 1967). Вклад энергии $E_u(\tilde{\omega}_л)$ в общую энергию продольных колебаний в промежутке частот $\tilde{\omega}_0$ составляет ~25%, тогда как относительный вклад энергии $E_v(\tilde{\omega}_л)$ в общую энергию $E_v(\tilde{\omega}_0)$ значителен (~75%). Анализ показателя анизотропности колебаний (нормальных напряжений Рейнольдса) в форме

$$E_u(\Delta\omega)/E_v(\Delta\omega) = \tau_{xx}/\tau_{yy},$$

где τ_{xx} и τ_{yy} – нормальные напряжения Рейнольдса в плоскости (x,y), позволяет заключить, что колебания течения в промежутке частот $\tilde{\omega}_0$ анизотропны, но быстро приближаются к изотропным с увеличением глубины (см. рис.3.7.4, табл.3.7.1). В то же время колебания в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$ существенно анизотропны, что связано с резким преобладанием поперечных движений в циркуляционной ячейке Ленгмюра. С глубиной движение на частотах $\omega \in \tilde{\omega}_л$ также приближается к изотропному, но даже на горизонте 5 м показатель анизотропности мал ($\tau_{xx}/\tau_{yy} \approx 0.3$).

Значительные напряжения и энергии колебаний течения в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$, очевидно, свидетельствуют об интенсивном го-

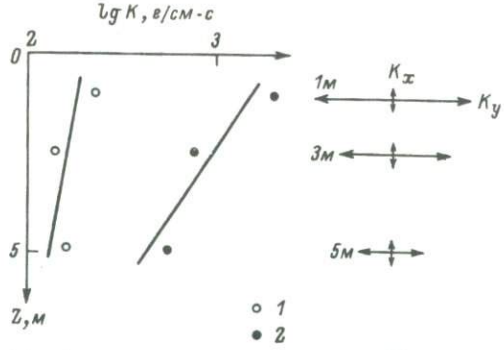


Рис.3.7.5. Коэффициенты горизонтального турбулентного обмена в промежутке частот $\widetilde{\omega}_л$ на различных горизонтах (Ладожское оз., Яккимварский залив, глубина места 12 м, $\overline{v}_a$ = 5.8 м/с, Ri^*=0.90). 1 – K_{xx}; 2 – K_{yy}.

Таблица 3.7.1. Энергия колебаний продольной ($E_u(\widetilde{\omega}_л)$) и поперечной ($E_v(\widetilde{\omega}_л)$) компонент вектора течения, напряжения Рейнольдса (τ_{xx}, τ_{yy}), коэффициенты горизонтального турбулентного обмена (K_{xx}, K_{yy}) и показатель анизотропности в циркуляционной ячейке Ленгмюра основного масштаба (Ладожское оз., Яккимварский залив, $\overline{v}_a$ = 5.8 м/с, глубина места 12 м, $z_л \approx$ 7 м, Ri^* = 0.90)

Z, м	$2E_u=-\tau_{xx}$	$2E_v=-\tau_{yy}$	K_{xx}	K_{yy}	τ_{xx}/τ_{yy}
	г/см с		см^2/с		
1	4.4	37.8	$2.3\cdot10^2$	$2.0\cdot10^3$	0.12
3	2.6	13.6	$1.4\cdot10^2$	$7.2\cdot10^2$	0.19
5	3.0	9.8	$1.6\cdot10^2$	$5.2\cdot10^2$	0.31

ризонтальном обмене импульсом в циркуляционной ленгмюровской ячейке основного масштаба. Для расчета оценок горизонтального турбулентного обмена вида K_{xx} и K_{yy} в циркуляционной ячейке воспользуемся формулами Хессельберга (см., например: Озмидов, 1968). Рассчитанные значения коэффициентов в циркуляционной ячейке Ленгмюра основного масштаба ($\widetilde{T}_л \approx$ 3.5 мин) при средней скорости приводного ветра 5.8 м/с и устойчиво стратифицированном квазиоднородном слое представлены в табл.3.7.1 и иллюсирируются рис. 3.7.5. Нетрудно заметить, насколько велик горизонтальный турбу-

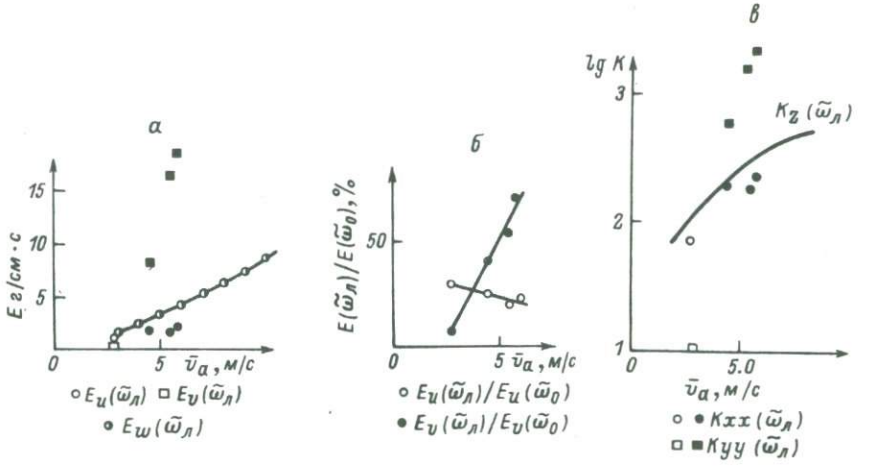


Рис.3.7.6. Характеристики колебаний горизонтального течения в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$ на горизонте 1 м при различных средних скоростях ветра в приводном слое ($\bar{v}_a$) (Ладожское оз., Якким-варский залив, глубина места 12 м).

а (знак с заливкой – в присутствии, светлый – в отсутствие циркуляций Ленгмюра) – $E_u(\tilde{\omega}_л)$ и $E_v(\tilde{\omega}_л)$, полуэмпирическая зависимость (к р и в а я) (3.4.1); б – относительные вклады энергий; в – коэффициенты обмена и полуэмпирическая зависимость для K_z (3.4.6).

лентный обмен в циркуляционной ячейке: K_{xx}=1.4·10^2–2.3·10^2 см^2/с; K_{yy} = 5.2·10^2–2.0·10^3 см^2/с. Причем поперечный к среднему направлению потока на данном горизонте обмен преобладает над продольным по всей глубине циркуляционной ячейки. Так как коэффициенты, рассчитываемые по формулам Хессельберга, линейно связаны с напряжениями, то изменения по глубине последних аналогичны изменению коэффициентов (рис.3.7.4). Отчетливо прослеживается, например, их анизотропность, уменьшающаяся с глубиной.

Определим характеристики продольных и поперечных колебаний течения в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$ при различных средних скоростях ветра в приводном слое $\bar{v}_a$. Результаты расчетов сведены в табл.3.7.2 и иллюстрируются рис.3.7.6. Как показано в разделе 3.6, значение энергии $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_л)$ растет с увеличением $\bar{v}_a$. Однако, как показывает рис.3.7.6, при этом значение энергии поперечных колебаний вектора скорости $E_v(\tilde{\omega}_л)$ с увеличением ветра растет быстрее энергии продольных $E_u(\tilde{\omega}_л)$, которая также имеет тенденцию к увеличению. Для сравнения на рис.3.7.6 представлена зависимость энергии нисходящего потока в полосе конвергенции –

E_w – от скорости ветра в соответствии с выражением (3.4.1). Хотя величина E_w несколько превосходит величину $E_u(\tilde{\omega}_л)$ при слабых ветрах (< 6 м/с), тем не менее обе они растут с примерно одинаковой скоростью. С ростом же скорости ветра увеличивается относительный вклад энергии $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_л)$ в общую энергию $E_{\vec{V}}(\tilde{\omega}_0)$. Рис.3.7.6 показывает, что увеличение относительного вклада происходит в основном за счет преобладающего роста $E_v(\tilde{\omega}_л)$, так как относительный вклад энергии $E_u(\tilde{\omega}_л)$ даже несколько убывает. Так, при $\bar{v}_a$ = 6.0 м/с вклад $E_v(\tilde{\omega}_л)$ в $E_v(\tilde{\omega}_0)$ составляет ~70%.

При слабом ветре (~2.8 м/с) и отсутствии ленгмюровских циркуляций горизонтальные колебания $\vec{V}(t)$ как во всем исследуемом промежутке частот $\tilde{\omega}_0$, так и в промежутке $\tilde{\omega}_л$ сильно анизотропны, но уже с преобладанием продольных колебаний и обмена. При циркуляциях Ленгмюра и бóльшем ветре колебания также анизотропны, но с преобладанием поперечных. Поэтому можно предположить, что при некоторой средней скорости ветра (вероятно, ~ 3.5 м/с) горизонтальные колебания течения и горизонтальный обмен в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$ близки к изотропным. Примечательно, что эта скорость ветра близка к „критической" для появления циркуляций.

С увеличением средней скорости ветра в приводном слое растут и коэффициенты горизонтального турбулентного обмена в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$ (рис.3.7.6, в). Для сравнения на рис.3.7.6,в, представлена зависимость коэффициента вертикального турбулентного обмена в ленгмюровской циркуляционной ячейке (K_z) от $\bar{v}_a$ для близких условий устойчивости ($\tilde{N}_i$ = 0.01 $с^{-1}$).

3.8. КИНЕМАТИКА ГОРИЗОНТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ И КОМПОНЕНТЫ ЗАВИХРЕННОСТИ

В предыдущем разделе рассматривались колебания вектора горизонтального течения в продольном и поперечном к среднему течению на данном горизонте направлении. Однако, как правило, направление среднего течения на различных горизонтах различно (см., например, рис.3.6.6). Будем считать, что для циркуляций Ленгмюра основного масштаба справедлива гипотеза „замороженной" турбулентности Тэйлора, т.е. в процессе смещения величина L не меняется. Тогда для анализа кинематики горизонтального потока в циркуляционной ячейке воспользуемся единой для всех горизонтов системой разложения: на продольную - $u_z(t)$ и поперечную - $v_z(t)$ к направлению полос конвергенции на поверхности. Так как направление полос конвергенции на поверхности примерно совпадает со средним направлением ветра в приводном слое (на горизонте 10-12 м), то $u_z(t)$ и $v_z(t)$ – одновременно продольная и поперечная компоненты $\vec{V}(t)$ к направлению ветра.

Таблица 3.7.2

Энергетические характеристики продольной и поперечной компонент течения в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$ (Ладожское оз., Яккимварский залив, горизонт 1 м, глубина места 12 м)

$\bar{v}_a$, м/с	$2E_u = -\tau_{xx}$	$2E_v = -\tau_{yy}$	τ_{xx}/τ_{yy}	$E_u(\tilde{\omega}_л)/E_u(\tilde{\omega}_0)$	$E_v(\tilde{\omega}_л)/E_v(\tilde{\omega}_0)$	K_{xx}	K_{yy}
	г/см·с^2			%		см^2/с	
2.8	1.4	0.1	14	31	8	$7.5 \cdot 10^1$	$5.0 \cdot 10^0$
4.5	4.0	16.4	0.25	25	40	$2.1 \cdot 10^2$	$8.7 \cdot 10^2$
5.5	3.6	33.2	0.11	20	54	$1.8 \cdot 10^2$	$1.7 \cdot 10^3$
5.8	4.4	37.8	0.12	22	70	$2.3 \cdot 10^2$	$2.0 \cdot 10^3$

Таблица 3.8.1

Напряжения Рейнольдса и оценки параметров кинематики движения в циркуляционной ячейке Ленгмюра (Ладожское оз., Яккимварский залив, глубина места 12 м, $Ri^* = 0.90$, $\bar{v}_\alpha = 5.8$ м/с)

z, м	τ_{xx}	τ_{yy}	τ_{xy}	A_u	A_v	Δu	Δv
	дин/см^2			см/с			
1	-4.4	-26.0	-1.4	3.0	7.2	6.0	14.4
3	-7.0	-7.6	-0.5	3.7	3.9	7.4	7.8
5	-3.8	-9.0	+1.6	2.8	4.2	5.6	8.4

Проанализируем уже рассматриваемую типичную ситуацию измерений 31 08 76 г. при $\bar{v}_\alpha = 5.8$ м/с (Ладожское оз., Яккимварский залив, глубина места 12 м). Рассмотрим спектральную структуру компонент $u_z(t)$ и $v_z(t)$ в исследуемом промежутке $\tilde{\omega}_0$. Отметим сразу, что инвариантные оценки вида $I_1^*(\tilde{\omega}_0)$ совпадают для разложения по любому базису. При новом разложении сглаженные функцией Хеммингa оценки $\tilde{S}_u^*(\omega)$ и $\tilde{S}_v^*(\omega)$ также обнаруживают мощные энергонесущие зоны в промежутке частот $\omega \in \tilde{\omega}_л$. Оценим касательные ($\tau_{xy} = \tau_{yx}$) и нормальные ($\tau_{xx}$, τ_{yy}) напряжения Рейнольдса в циркуляционной ячейке основного масштаба, используя соотношения

$$\tau_{xx} = -2\int_{\omega\in\tilde{\omega}_л} \tilde{S}_u^*(\omega)d\omega\ ;\quad \tau_{yy} = -2\int_{\omega\in\tilde{\omega}_л} \tilde{S}_v^*(\omega)d\omega \qquad (3.8.1)$$

и

$$\tau_{xy} = \tau_{yx} = -\int_{\omega\in\tilde{\omega}_л} Co^*(\omega)d\omega\ , \qquad (3.8.2)$$

где $Co^*(\omega)$ – оценка ко-спектра, характеризующая плотность энергии синхронных колебаний компонент (см., например, Дженкинс, Ваттс, 1972). Рассчитанные напряжения, представленные в табл.3.8.1, показывают, что нормальные их значения имеют экстремумы на горизонте $z \approx 0.5\, z_л$. Причем если, τ_{yy} достигает максимума, то τ_{xx}, уменьшаясь в среднем по глубине, – минимума.

Результаты предшествующих исследований показывают, что вблизи поверхности продольная (вдоль ветра) компонента u в полосах конвергенции больше, чем между полос (Langmuir, 1938; Цикунов и др., 1950, и др.). Причем относительно неравенства $O(\Delta u) \sim 10^0$ см/с (Gordon, 1970; Harris, Lott, 1973) заметим, что Δu можно рассматривать и как различие мгновенных значений,

и как различие пульсационных компонент только в самой ячейке. Существование неравенства Δu очевидно из физических соображений: конвергирующая в полосу частица воды обладает бóльшей инерцией движения в направлении полос в силу более длительной экспозиции на поверхности.

Считая, что пульсационные компоненты в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$ характеризуют движение в циркуляционной ячейке, оценим неравенства Δu и Δv по амплитудам колебаний продольной – $A_u(\tilde{\omega}_л)$ – и поперечной – $A_v(\tilde{\omega}_л)$ – компонент в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$. Как известно (см., например, Григоркина и др., 1973), дисперсию j-компоненты в промежутке частот $\tilde{\omega}_i$ можно сопоставить с амплитудой колебания по формуле $A_j(\tilde{\omega}_i) = \left[2D_j(\tilde{\omega}_i)\right]^{1/2}$, или, с учетом (3.8.1), получим связь с напряжением:

$$A_j(\tilde{\omega}_л) = +\left[2\tau_{jj}(\tilde{\omega}_л)\right]^{1/2}. \qquad (3.8.3)$$

Тогда из (3.8.3) несложно получить оценки $A_u(\tilde{\omega}_л) = \frac{\Delta u}{2}$, а продольную компоненту скорости в циркуляционной ячейке в координатах Эйлера можно аппроксимировать как (учитывая, что $\Delta u > 0$)

$$u_z(t) = A_u(z)\left[1 + \cos\tilde{\omega}_л t\right], \qquad (3.8.4)$$

где $t = n\tilde{\omega}_л^{-1}$ – текущее время; $n \in N$ в полосах конвергенции. А с учетом гипотезы „замороженности"

$$u_z(y) = A_u(z)\left[1 + \cos K_y y\right], \qquad (3.8.5)$$

где $K_y = \frac{2\pi}{L}$ – поперечная компонента волнового вектора. На рис.3.8.1 представлены аппроксимации u-компоненты в ячейке, рассчитанные на основе данных табл.3.8.1 для горизонтов 1 и 5м.

Рассмотрим изменение поперечной компоненты в циркуляционной ячейке. Предварительно сделаем некоторые замечания. В отличие от компоненты u компонента v меняет знак при переходе через линию конвергенции или дивергенции так, что

$$v_g = v_k = 0, \qquad (3.8.6)$$

где v_k, v_g – соответственно значения v в полосах конвергенции и дивергенции. Отметим, что, например, в правосторонних декартовых координатах вблизи поверхности для правого вихря $v > 0$, а для левого – $v < 0$ (рис.3.8.1). В литературе же, как правило, приводятся оценки v-компоненты в ячейке в предположении $\bar{v} = 0$ и равенства v для правого и левого вихрей, т.е. фактически оцен-

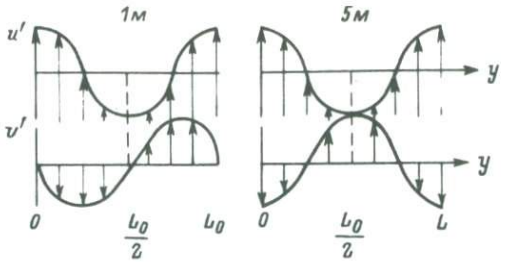


Рис. 3.8.1. Продольная (u) и поперечная (v) компоненты скорости в циркуляционной ячейке Ленгмюра на различных горизонтах.

L_0 – расстояние между соседними полосами конвергенции (поперечный размер циркуляционной ячейки основного масштаба).

ки амплитуд – $A_v(\tilde{\omega}_л)$.[1] Так, в Северной Атлантике получено значение $A_v(\tilde{\omega}_л) = 10$ см/с (Woodcock, 1944), на Клязьменском водохранилище – от долей до 1–2 см/с (Цикунов и др., 1950). Несколько меньшие величины зафиксированы в Балтийском море – 0.6–0.8 см/с (Welander, 1963). К сожалению, эти данные приведены без указаний на фоновые гидрометеорологические условия и масштабы циркуляционных ячеек, для которых получены оценки амплитуд. Измерения, проведенные на Ладожском озере, также показывают, что $0(A_v(\tilde{\omega}_л)) \sim 10^0$ см/с. Кроме того, удалось установить, что $A_v(\tilde{\omega}_л)$ немонотонно меняется по глубине циркуляционной ячейки, достигая минимальных значений на глубине $z \approx 0.5 z_л$. Эти результаты иллюстрирует табл.3.8.1. Условие (3.8.6) показывает, что вблизи поверхности распределение v в циркуляционной ячейке должно быть сдвинуто на угол φ относительно распределения u так, что в координатах Лагранжа

$$v_z(y) = A_v(z)\cos(K_y y + \varphi). \qquad (3.8.7)$$

Чтобы убедиться в этом, достаточно провести взаимный спектральный анализ компонент. Рассчитанные оценки ко-спектров для различных горизонтов указывают на коррелированность u- и v-компоненты в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$. Причем если на горизонте 1 м корреляция положительная, то на горизонте $z_л$ она меняет знак. Рассчитанная когерентность (см., например, Дженкинс, Ваттс, 1972) для всего промежутка частот $\tilde{\omega}_0$, как правило, мала на всех горизонтах ($F_z^*(\tilde{\omega}_0) < 0.50$ при 95%-м уровне значимости 0,65), тогда как в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$ когерентность значи-

[1] В действительности это справедливо лишь при совпадении направлений среднего течения вблизи поверхности и полос конвергенции.

тельна. Например, на горизонтах 1 и 5 м – соответственно 0.75 и 0.83, что свидетельствует также об устойчивости разности фаз $\varphi^*(\tilde{\omega}_л)$ продольной и поперечной компоненты в циркуляционной ячейке. Для всех трех рассматриваемых ситуаций присутствия ленгмюровских циркуляций оказалось, что на горизонте 1 м – $\varphi^*(\tilde{\omega}_л) = 275^\circ$ $(\pm 19^\circ)$[2] и экстремумы v -компоненты действительно сдвинуты относительно экстремумов u -компоненты на $0.25\ \tilde{\omega}_л^{-1}$ (или $0.25\ L^{-1}$). При правостороннем смещении полос конвергенции происходит опережение u -компоненты, при левостороннем – v -компоненты (рис.3.8.1). С другой стороны, на глубине $z_л$ в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$ ковариация $\overline{u'v'} < 0$ (см. табл.3.8.1), и разность фаз $\varphi^*(\tilde{\omega}_л) = 180^\circ(\pm 12^\circ)$ показывает, что колебания, оставаясь когерентными, противофазны (рис.3.8.1). По всей видимости, это означает, что отмечаемые на поверхности полосы конвергенции на глубине $z_л$ сменяются дивергенциями. Кроме того, так как напряжение вида τ_{xy} в ячейке меняет знак с глубиной, можно считать, что на некоторой глубине, вероятно $\sim 0.5\, z_л$, компоненты u и v в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$ некоррелированны, т.е. $\tau_{xy} = 0$, а движение в циркуляционной ячейке Ленгмюра изотропно в горизонтальной плоскости и, видимо, бездивергентно. Обращаясь к табл.3.8.1, отметим, что на указанной глубине напряжение τ_{xx} действительно минимально, а τ_{yy} – максимально, так что $\tau_{xx}/\tau_{yy} \longrightarrow 1$. Уже использованное предположение об отсутствии продольных изменений в циркуляционной ячейке Ленгмюра из уравнения неразрывности в пульсационной форме позволяет сделать важное заключение. Так как $v \to \min$ на горизонте $\sim 0.5\, z_л$, то максимум вертикальной компоненты в ячейке должен быть смещен на горизонт $\sim 0.5\, z_л$, что подтверждает выдвинутые ранее предположения (Myer, 1969; Assaf et al., 1971). Изложенные выше результаты позволяют также предположить, что в ленгмюровской циркуляционной ячейке

$$\partial \tau_{yz}/\partial z \approx 0. \qquad (3.8.8)$$

Обратимся теперь к анализу компонент завихренности в циркуляционной ячейке. А.В.Шумилов с соавторами (1973) сравнивают циркуляции Ленгмюра с двумя разнонаправленными штопорами, подразумевая наличие продольной завихренности в ячейке. По результатам наблюдений за полем течения в промежутке частот $\tilde{\omega}_л$ оценим компоненты $rot\, \vec{V} = \vec{V} \times \nabla$, где $\vec{V}$ – уже трехмерный вектор течения в правосторонней декартовой системе координат. Постулируя отсутствие продольных изменений, для компонент завихренности имеем

---

[2] Доверительные пределы с вероятностью 95% рассчитаны по методике, изложенной в работе Р.Г.Григоркиной с соавторами (1973).

$$\varepsilon = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial w}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial z}\right);\ \eta = \frac{1}{2}\frac{\partial u}{\partial z};\ \xi = -\frac{1}{2}\frac{\partial u}{\partial y}. \qquad (3.8.9)$$

Так как $\eta \neq 0$ и $\xi \neq 0$, то, помимо вращения в поперечной плоскости, в ячейке должно происходить вращение частиц воды и в других плоскостях. Используя конечно-разностную аппроксимацию (3.8.9), оценим компоненты $rot\,\vec{V}$ для одной из трех серий измерений. Оценим компоненты завихренности как для правого и левого вихрей в целом (табл.3.8.2), так и для верхней ($0 \leq z/z_л < 0.5$) и нижней ($0.5 \leq z/z_л \leq 1.0$) частей циркуляционной ячейки. Предварительно сделаем следующее замечание, необходимое для оценки скорости подъема между полосами конвергенции. Наблюдения на Ладожском озере показали, что отношение ширины полосы конвергенции к расстоянию между соседними полосами, как правило, $d_к/L < 0.1$. Результаты расчетов, приведенные в табл.3.8.2, иллюстрируются рис. 3.8.2, который показывает, что в циркуляционной ячейке превалирует поперечное вращение. В поперечной плоскости (y, z) в правом вихре частицы вращаются по часовой стрелке, а в левом – против (рис. 3.8.2). В нижней половине ячейки поперечное вращение замедляется, что, видимо, обусловлено вязкой диссипацией. Характерное время вращения в поперечной плоскости можно оценить в 2–3 мин.

В продольной плоскости (x, z) также происходит вращение. Как известно, для дрейфового потока $\eta < 0$. В то же время в ленгмюровской ячейке, за счет смещения максимума продольной компоненты скорости на глубину $\sim 0.5\, z_л$, $\eta = 3.5 \cdot 10^{-3}\,с^{-1} > 0$ – для верхней и $\eta = -4.5 \cdot 10^{-3}\,с^{-1} < 0$ – для нижней части ячейки. Причем знаки сохраняются как для левого, так и для правого вихрей (рис.3.8.2). Таким образом, циркуляционная ячейка делится как бы на две части: верхнюю – с продольным вращением по часовой стрелке, и нижнюю – с противоположным вращением. По-видимому, смена знака вращения в плоскости (x, z) должна происходить на глубине $\sim 0.5\, z_л$.

Любопытно, что в ячейке наблюдается также вращение в горизонтальной плоскости (x, y). Причем вращение в этой плоскости в правом вихре и в верхней части циркуляционной ячейки происходит против часовой стрелки, а в нижней части того же вихря – по часовой стрелке. В левом вихре смены знака вращения не наблюдается, и вращение происходит по часовой стрелке. Вращение в горизонтальной плоскости, так же как и поперечное, замедляется с глубиной. Отметим, что за счет η-компоненты сумма правого и левого вихрей в циркуляционной ячейке Ленгмюра $rot_{пр}\,\vec{V} + rot_л \neq 0$, что, возможно, связано со смещением циркуляционных ячеек.

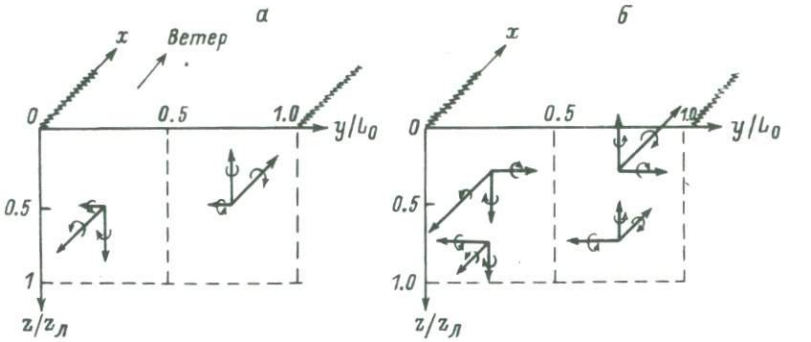


Рис.3.8.2. Компоненты $rot\vec{V}$ правого и левого вихрей циркуляционной ленгмюровской ячейки (а) и для нижней и верхней частей ячейки (б).

Таблица 3.8.2

Оценки компонент $rot\vec{V}$ правого и левого вихрей в циркуляционной ячейке основного масштаба (Ладожское оз., Яккимварский залив, 31 08 1976 г., глубина места 12 м, $\bar{v}_\alpha$ = 5.8 м/сек, Ri^* = 0.90)

Вихрь	$\varepsilon \cdot 10^3$, $с^{-1}$	$\eta \cdot 10^3$, $с^{-1}$	$\xi \cdot 10^3$, $с^{-1}$
Правый	11.6	–0.5	–3.9
Левый	–11.6	–0.5	3.9

3.9. ФОРМА ЦИРКУЛЯЦИЙ И УСТОЙЧИВОСТЬ ВЕРХНЕГО КВАЗИОДНОРОДНОГО СЛОЯ. ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Эмпирически определяемую частоту $\tilde{\omega}_л$, очевидно, можно связать с модулем вихря, так что

$$\sqrt{\langle rot\vec{V} \rangle} = 2\tilde{\omega}_л . \qquad (3.9.1)$$

Тогда, переходя в (3.9.1) к характерным величинам с учетом уравнения неразрывности, записанного в предположении отсутствия продольных изменений, получим приближенное соотношение

$$\tilde{\omega}_л = \frac{\sqrt{L\alpha^4\tilde{w}^2 + (2\tilde{w}^2 + \tilde{u}^2)L\alpha^2 + \tilde{u}^2 + \tilde{w}^2}}{2\tilde{L}_0} , \qquad (3.9.2)$$

где волнистая линия указывает на характерность величины. Безразмерное число Ленгмюра, $La = \tilde{L}_0/\tilde{z}_л$ (Assaf et al., 1971), характеризует симметрию вихрей, или степень вытянутости циркуляционной ячейки Ленгмюра. В случае круговых симметричных вихрей $La = 2$, если ячейка вытянута в поперечном направлении – $La > 2$, в вертикальном – $La < 2$. Соотношение (3.9.2) показывает, что при постоянном числе La циркуляционные ячейки с меньшим поперечным размером $\tilde{L}_0$ имеют бóльшую частоту $\tilde{\omega}_л$. После несложных преобразований из (3.9.2) получим биквадратное уравнение:

$$\tilde{w}^2 La^4 + (2\tilde{w}^2 + \tilde{u}^2) La^2 + (\tilde{u}^2 + \tilde{w}^2 - 4\tilde{L}_0^2 \tilde{\omega}_л^2) = 0. \quad (3.9.3)$$

Так как $La > 0$, то нас будет интересовать единственное решение (3.9.3) в области положительных вещественных чисел, очевидным условием существования которого является

$$\tilde{\omega}_л^2 \tilde{L}_0^2 > 0.25 (\tilde{u}^2 + \tilde{w}^2), \quad (3.9.4)$$

или, преобразуя (3.9.4), получим, что

$$\tilde{\omega}_л > \omega_{min} = \frac{0.5}{\tilde{L}_0} \sqrt{\tilde{u}^2 + \tilde{w}^2} = 0.5 \frac{|\vec{V}_{xz}|}{\tilde{L}_0}, \quad (3.9.5)$$

т.е. частота циркуляций Ленгмюра основного масштаба ограничена снизу минимальной – ω_{min}. В правой части (3.9.5) стоит модуль характерной скорости в циркуляционной ячейке в плоскости (x, z). Так как величины $\tilde{u}$, $\tilde{w}$ и $\tilde{L}_0$ зависят от скорости ветра в приводном слое, то будет ли величина ω_{min} расти или уменьшаться с увеличением U_α зависит от того, насколько быстро, по сравнению с $\tilde{L}_0$, увеличивается значение $\vec{V}_{xz}$. Из рис.3.9.1, где представлены значения ω_{min} при различных $\vec{V}_{xz}$, нетрудно сделать вывод, что частота ω_{min} для ячеек одного и того же поперечного размера растет с $\vec{V}_{xz}$. Так, например, при $\tilde{L}_0 = 20$ – $\omega_{min} = 0.8 \cdot 10^{-3}$ с$^{-1}$ при $\vec{V}_{xz} = 3.3$ см/с и достигает $2.5 \cdot 10^{-3}$ с$^{-1}$ при $\vec{V}_{xz} = 10$ см/с. Аналогичным образом из (3.9.4) следует, что характерный поперечный размер циркуляционной ячейки Ленгмюра основного масштаба не может быть меньше некоторого L_{min}, определяемого как

$$\tilde{L}_0 > L_{min} = 0.5 \frac{|\vec{V}_{xz}|}{\tilde{\omega}_л}. \quad (3.9.6)$$

Иными словами, между величинами $\tilde{L}_0$, $\tilde{\omega}_л$, $\tilde{u}$ и $\tilde{w}$ выдерживаются соотношения (3.9.2–3.9.6), что подтверждается резуль-

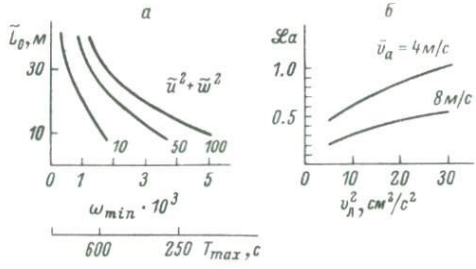


Рис.3.9.1. Минимально возможная частота циркуляций Ленгмюра (ω_{min} – а) и число La при различных средних скоростях ветра в приводном слое ($\bar{v}_a$ – б).

татами измерений на Ладожском озере. Как показано в разделе 3.10, при одинаковых средних скоростях ветра в приводном слое и характеристиках устойчивости верхнего квазиоднородного слоя средние поперечные размеры циркуляционных ячеек оказываются больше в открытых глубоководных районах, чем в прибрежных мелководных. При этом частота $\tilde{\omega}_л$ также, как правило, меньше в открытых глубоководных районах, что подтверждает правильный характер указанных выше зависимостей. Так, например, если при ветре 7.0 м/с в Яккимварском заливе при глубине места 12 м $\tilde{\omega}_л \approx 0.035$ рад/с, то в открытых районах при глубине 40 м – уже 0.026–0.029 рад/с. Возвращаясь к анализу (3.9.3), отметим, что знание числа La чрезвычайно важно с практической точки зрения, поскольку позволяет по сравнительно доступной информации о величине $\tilde{L}_0$ судить о глубине проникновения ленгмюровских циркуляций и, следовательно, степени их воздействия на эволюцию квазиоднородного слоя (см. раздел 3.4). Положим $\tilde{w}=\bar{w}_0$ и $\tilde{u}=\bar{u}_0$, где $\bar{u}_0$ – характерная скорость ветрового течения вблизи поверхности. Для оценки связи $\bar{w}_0$ с $\bar{v}_a$ воспользуемся зависимостью (3.3.1). В то же время связь $\bar{u}_0$ с $\bar{v}_a$ является предметом самостоятельного исследования, выходящего за рамки настоящей работы,[1] поэтому положим $\bar{u}_0 = c\bar{v}_a$ ($c = 0.01$ – безразмерный ветровой коэффициент; см., например, Шумилов и др., 1973). Теперь вычислим функцию $La(\bar{v}_a)$. Заметим, что с учетом (3.9.5) соотношение (3.9.3) преобразуется в

$$\tilde{w}^2 La^4 + (\tilde{w}^2 + 4\tilde{L}_0^2\omega_{min}^2)La^2 + 4(\omega_{min}^2 - \tilde{\omega}_л^2)\tilde{L}_0^2 = 0. \quad (3.9.7)$$

Последний член в левой части (3.9.7) всегда отрицателен и имеет размерность квадрата скорости. Поэтому введем „скорость Ленгмюра":

$$v_л = 2\tilde{L}_0\sqrt{|\omega_{min}^2 - \tilde{\omega}_л^2|}. \quad (3.9.8)$$

[1] См., например, обзор в работе А.В.Шумилова с соавторами (1973).

Рис.3.9.1,б, показывает, что уменьшение υ_Λ приводит к вытягиванию циркуляционной ячейки в вертикальном направлении, а при одинаковом поперечном размере ячейки с большей частотой менее вытянуты вдоль оси z. Кроме того, при одинаковой „скорости Ленгмюра" с увеличением ветра возрастает вытянутость ячеек в вертикальном направлении. В частности, как следует из (3.9.2, 3.9.7), круговые ячейки (с симметричными круговыми вихрями) описываются зависимостями

$$\tilde{L}_0 = \frac{0.5}{\tilde{\omega}_л}\sqrt{5(5\tilde{\omega}^2 + \tilde{u}^2)} \qquad (3.9.9)$$

и

$$\tilde{L}_0 = w\sqrt{\frac{5}{\tilde{\omega}_л^2 - 5\omega_{min}^2}} \quad . \qquad (3.9.10)$$

Из выражения (3.9.10) вытекает важное условие существования круговых симметричных циркуляций, показывающее, что они не могут иметь частот в промежутке

$$\omega \in \tilde{\omega}_л = \langle \omega_{min}, \sqrt{5}\,\omega_{min} \rangle . \qquad (3.9.11)$$

Рассмотрим теперь, как связана форма циркуляций с устойчивостью верхнего квазиоднородного слоя. Для этого в полученные соотношения подставим выражение для глубины проникновения ленгмюровских циркуляций (см.3.4), считая, что $\tilde{w} = \bar{w}_0$. Тогда после несложных преобразований вместо (3.9.2) получим

$$\tilde{\omega}_л = \frac{\tilde{L}_0^2 + \tilde{z}_л^2}{2\tilde{L}_0\tilde{z}_л}\sqrt{\tilde{N}_i^2 + \frac{\tilde{u}^2}{\tilde{L}_0^2 + \tilde{z}_л^2}} \quad . \qquad (3.9.12)$$

Очевидно, выражение (3.9.12) можно рассматривать как приближенное дисперсионное соотношение, связывающее частоту $\tilde{\omega}_л$ с характерными размерами циркуляционной ячейки и характерной величиной частоты $\tilde{N}_i$ в слое $\tilde{z}_л$. Частота $\tilde{\omega}_л$ состоит как бы из двух: первой, зависящей от характера устойчивости квазиоднородного слоя, и второй, не зависящей от нее. Причем (3.9.12) показывает, что частота $\tilde{\omega}_л$ растет с $\tilde{N}_i$, т.е. по мере увеличения устойчивости квазиоднородного слоя характерный временной масштаб циркуляций Ленгмюра должен уменьшаться. С учетом указанных преобразований неравенства (3.9.5) и (3.9.6) преобразуются в

$$\tilde{\omega}_л > \omega_{min} = 0.5\,\frac{\tilde{u}}{\tilde{L}_0}\sqrt{Ri^* + 1} \qquad (3.9.13)$$

и

$$\tilde{L}_0 > L_{min} = 0.5\,\frac{\tilde{u}}{\tilde{\omega}_л}\sqrt{Ri^* + 1} \quad , \qquad (3.9.14)$$

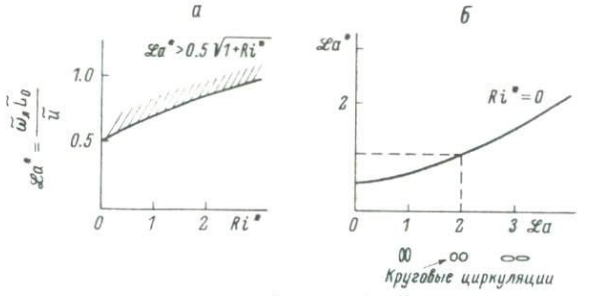


Рис.3.9.2. Безразмерные числа $L\alpha$ и $L\alpha^*$ при различных значениях числа Ri^* квазиоднородного слоя.

а – $L\alpha^*$ как функция Ri^*; б – связь $L\alpha$ с $L\alpha^*$ при отсутствии стратификации квазиоднородного слоя и форма ленгмюровских циркуляций.

где Ri^* – аналог градиентного числа Ричардсона. Таким образом, минимальная частота (ω_{min}) тем больше, чем более устойчиво стратифицирован верхний квазиоднородный слой. При стратификации, близкой к нейтральной ($\tilde{N}_i \to 0$), соотношения упрощаются. В частности (3.9.12) преобразуется в

$$\tilde{\omega}_л = \frac{\tilde{u}\sqrt{\tilde{L}_0^2 + \tilde{z}_л^2}}{2\tilde{L}_0\tilde{z}_л} \qquad (3.9.15)$$

и

$$L\alpha = 2\sqrt{\frac{\tilde{L}_0^2\tilde{\omega}_л^2}{\tilde{u}^2} - 0.25}\ , \qquad (3.9.16)$$

а из (3.9.13) следует, что

$$\tilde{\omega}_л > \omega_{min} = 0.5\frac{\tilde{u}}{\tilde{L}_0}\ . \qquad (3.9.17)$$

Соотношение (3.9.16) указывает очевидное условие существования циркуляций Ленгмюра при нейтральной стратификации: в этом случае безразмерное число

$$L\alpha^* = \frac{\tilde{L}_0\tilde{\omega}_л}{\tilde{u}} > 0.5\ , \qquad (3.9.18)$$

а круговые симметричные циркуляции характеризуются соотношениями

$$\tilde{\omega}_л = \frac{\tilde{u}}{\tilde{L}_0}\sqrt{1.25} \quad \text{и} \quad L\alpha^* = \sqrt{0.75}\ . \qquad (3.9.19)$$

В этом случае число La^* связано с числом Ленгмюра:

$$La = 2\sqrt{(La^*)^2 - 0.25}. \qquad (3.9.20)$$

Однако наиболее общее выражение для La^* можно получить из (3.9.13):

$$La^* = 0.5\sqrt{1 + Ri^*}. \qquad (3.9.21)$$

Таким образом, безразмерное число La^*, в отличие от числа La, связывает параметры циркуляций Ленгмюра с характером устойчивости квазиоднородного слоя и по сути дела является дисперсионным соотношением. Как показывает рис.3.9.2, с ростом числа Ri^* число La^* также возрастает. А при отсутствии стратификации число La^* увеличивается с ростом числа La и соответственно увеличивается вытянутость вихрей в циркуляционной ячейке в поперечном направлении ($La > 2$ и $La^* > \sqrt{1.25}$), а круговые симметричные вихри в ячейках характеризуются числами $La = 2$, и $La^* = \sqrt{1.25}$ (рис.3.9.2, б).

В заключение отметим, что вертикальная вытянутость ленгмюровских циркуляций обратно пропорциональна величине $\tilde{\omega}_л$, а усиление устойчивости квазиоднородного слоя влечет за собой рост частоты $\tilde{\omega}_л$ и уменьшение глубины проникновения циркуляций. В то же время числа La и La^* существенно зависят от характера устойчивости квазиоднородного слоя, что подтверждается результатами наблюдений на Ладожском озере. Последний вывод находит также подтверждение в результатах измерений на оз.Джордж (США), во время которых число La оказалось равным ~ 1.4 и ~ 0.3 соответственно при устойчивой и неустойчивой стратификации эпилимниона (Myer, 1969).

3.10. РАЗМЕРЫ ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ ЯЧЕЕК ЛЕНГМЮРА И ФОНОВЫЕ УСЛОВИЯ

Как отмечалось в разделе 3.1, циркуляционная ячейка – наименьшая структурная единица циркуляций Ленгмюра. Ячейки разделены узкими полосами конвергенции, так что полосы маркируют циркуляции, а расстояние между соседними полосами – L – характеризует поперечные размеры ячеек. Причем, как видно из рис.3.10.1, на котором представлены результаты измерений величины L различными авторами, она меняется фактически от долей до сотен метров. На поперечные размеры циркуляционных ячеек определенное воздействие оказывает характер устойчивости верхних слоев водоема (см. с.98). Кроме того, как показывают результаты предшествующих исследований (см., например, Langmuir, 1938; Ржеплинский, 1952;

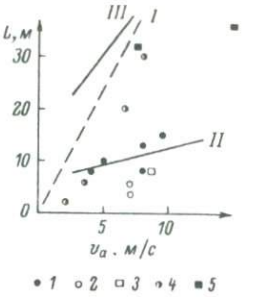


Рис.3.10.1. Поперечные размеры циркуляционных ячеек Ленгмюра (L) при различных скоростях ветра в приводном слое.

1-2 - Черное море (1 - Цикунов и др., 1950; 2 - Ржеплинский, 1952); 3 - Балтийское море (Welander, 1963); 4-5 - Сев.Атлантика (4 - Katz et al., 1965; 5 - Assaf et al., 1971). Зависимости: I - для Сев.Атлантики (Faller, Woodcock, 1964); II-III - соответственно для циркуляций Ленгмюра вторичного и основного масштабов на Ладожском озере.

Цикунов и др., 1950; Assaf et al., 1971 и др.), на вариацию поперечных размеров влияют также фоновые морфометрические и гидрометеорологические условия, такие как глубина места, средняя скорость ветра в приводном слое, параметры волнения и др.

Для выяснения влияния глубины места и скорости ветра в приводном слое на изменчивость поперечных размеров циркуляционных ячеек Ленгмюра основного и вторичного масштабов в 1976-1979 гг. были предприняты исследования на Ладожском озере. Измерения поперечных размеров ячеек проводились по методике, изложенной в ранее опубликованной работе (Faller, Woodcock, 1964). Во время измерений судно шло поперек полос конвергенции на малом ходу, и в этом случае скорость смещения полос (см.3.6) пренебрежимо мала ($< 10\%$) по сравнению со скоростью судна. Скорость ветра на горизонте 10 м непрерывно регистрировалась на борту судна анеморумбографом М-63М. При обработке результатов из измеренного суммарного вектора вычитался вектор скорости судна. Для исключения лимитирующего влияния термоклина и стратификации квазиоднородного слоя на поперечные размеры ячеек измерения проводились в сентябре-октябре при почти полной гомотермии от поверхности до дна озера ($\widetilde{N}_i = 10^{-4} \div 10^{-5} c^{-1}$). Всего было получено 10 серий одновременных измерений L_0 и L_β над участками с плоским дном протяженностью от 1 до 7 км в интервале средних скоростей ветра ($\bar{v}_\alpha$) 3.0-9.0 м/с. Измеренные величины L_0, L_β и v_α первоначально осреднялись на участках протяженностью 500 м, а затем осредненные попарно коррелировались. Коэффициенты линейной парной корреляции, рассчитанные без учета глубины места, над которой измерялись расстояния L , оказались следующими:

$$\bar{L}_\beta \cdot \bar{v}_\alpha \qquad 0.48(\pm 0.09)$$

$$\bar{L}_0 \cdot \bar{v}_\alpha \qquad 0.43(\pm 0.09)$$

$$\bar{L}_0 \cdot \bar{L}_\beta \qquad 0.65(\pm 0.06)$$

В скобках указаны доверительные пределы при 1%-ном уровне значимости, рассчитанные по методике, изложенной в работе Р.Г.Григоркиной (1970). При данных длинах выборок коэффициенты значимы с тем же уровнем $|r| \geqslant 0.30$.

Нетрудно заметить, что величины $\bar{L}_0$ и $\bar{L}_\beta$ положительно коррелируют со средней скоростью ветра, хотя связь и не является тесной. Рассчитанные по методу наименьших квадратов, линейные регрессии имеют вид:

$$\bar{L}_0 = 3.4\ \bar{v}_\alpha + 14, \qquad (3.10.1)$$

$$\bar{L}_\beta = 0.6\ \bar{v}_\alpha + 7. \qquad (3.10.2)$$

Рис.3.10.1 показывает, что зависимость (3.10.1) близка к зависимости для ленгмюровских ячеек „фундаментального" масштаба в Северной Атлантике (Faller, Woodcock, 1964), а также к результатам измерений (Katz et al., 1965), тогда как зависимость (3.10.2) хорошо согласуется с результатами измерений на Черном море (Цикунов и др., 1950). Отметим, что корреляционная связь поперечных размеров вторичных и основных циркуляционных ячеек Ленгмюра со средней скоростью приводного ветра указывает на генетическую связь циркуляций Ленгмюра с ветровым воздействием на поверхность раздела вода-воздух. Усиление ветра приводит к увеличению масштабов циркуляций. Однако при отсутствии стратификации на рост ячеек стабилизирующее влияние оказывает глубина места (H). Условия, при которых циркуляции достигают дна, рассмотрены выше (с.59). Наблюдения на Ладожском озере показали, что поперечные размеры циркуляционных ячеек обоих масштабов при прочих равных гидрометеорологических условиях (скорость ветра, параметры волнения и др.) в прибрежных мелководных участках меньше, чем в открытых глубоководных. Поэтому зависимости (3.10.1) и (3.10.2) следует рассматривать лишь как оценочные в условиях гомотермии. Для дальнейшего анализа все исходные ряды $\bar{L}_0$, $\bar{L}_\beta$ и $\bar{v}_\alpha$ были разделены на две группы: в первую включены величины, полученные над участками с $H < 15$ м (прибрежные мелководные районы), а во вторую - с $H > 60$ м (открытые глубоководные районы). Несмотря на условность такого деления, оно позволяет выявить некоторые особенности эволюции размеров ячеек.

Приведенные выше данные показывают, что положительно коррелируют также средние размеры ячеек циркуляций основного и вторичного масштабов. Не оказывается ли связь результатом опосредованного влияния на обе величины скорости ветра? Отрицательный ответ на этот вопрос дает сравнительно большой коэффициент частной корреляции, представленный в табл. 3.10.1.

Следовательно, между средними поперечными размерами циркуляционных ячеек основного и вторичного масштабов выдерживаются некоторые соотношения. Учитывая способ измерения расстояний между соседними полосами конвергенции, величину $\varepsilon = \bar{L}_0 / \bar{L}_\beta$

Таблица 3.10.1

Коэффициенты парной - $r(\bar{L}_0 \bar{L}_\beta)$, $r(\bar{\varepsilon}\, \bar{v}_\alpha)$ - и частной - $r(\bar{L}_0 \bar{L}_\beta \cdot \bar{v}_\alpha)$ - корреляции и величины $\bar{\varepsilon}$, K_ε при различной глубине места (H)

H, м	$r(\bar{L}_0 \bar{L}_\beta)$	$r(\bar{L}_0 \bar{L}_\beta \cdot \bar{v}_\alpha)$	$\bar{\varepsilon}$	$r(\varepsilon \bar{v}_\alpha)$	K_ε
<15	0.71($\pm$0.07)	0.50($\pm$0.11)	4	0.33($\pm$0.14)	0.23
>60	0.66($\pm$0.09)	0.59($\pm$0.10)	2	-0.26($\pm$0.16)	0.23

Примечание. В скобках указаны доверительные пределы для оценок при $p = 99\%$, рассчитанные по методике Р.Г.Григоркиной (1970). При том же уровне вероятности значимы $|r| \geqslant 0.40$ для $H < 15$ м и $|r| \geqslant 0.47$ для $H > 60$ м.

можно рассматривать как среднее количество циркуляционных ячеек вторичного масштаба, заключенных в пределах ячейки основного. Соответственно среднее количество полос конвергенции циркуляций масштаба L_β внутри ячейки основного определится как $C = \varepsilon - 1$. Как следует из табл.3.10.1, величина ε не зависит от скорости ветра. Кроме того, в среднем количество вторичных ячеек, заключенных в пределах основной, больше на мелкой ($\bar{\varepsilon} \approx 4$), чем на глубокой воде ($\bar{\varepsilon} \approx 2$), тогда как изменчивость ε по отношению к своей средней величине $\bar{\varepsilon}$ (коэффициент вариации - K_ε) одинаково мала. Из анализа числа $\bar{\varepsilon}$ можно сделать некоторые выводы о равенстве (симметрии) вихрей в ячейке циркуляций Ленгмюра основного масштаба. Очевидно, что полосы конвергенции вторичных циркуляций не могут совпадать с зонами дивергенций циркуляций основного масштаба. Предположим, что вихри в циркуляционных ячейках вторичного масштаба одинаковы. Тогда равенство вихрей в ячейках основного масштаба возможно при $\varepsilon = (2n - 1)$-нечетном, и невозможно при $\varepsilon = 2n$ - четном, где $n \in \mathbb{N}$ (рис.3.10.2). Учитывая отмеченную четность $\bar{\varepsilon}$ вне зависимости от глубины места, можно предположить, что правый и левый вихри в ячейках циркуляций основного масштаба в среднем не одинаковы.

3.11. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ ЯЧЕЕК ПО РАЗМЕРАМ

В предыдущем разделе рассматривались средние поперечные размеры циркуляционных ячеек. Однако даже при одинаковых фоновых гидрометеорологических условиях средние размеры циркуляционных ячеек основного и вторичного масштабов меняются с изменением

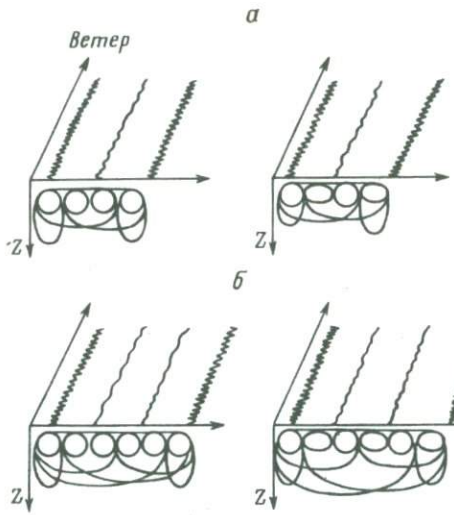


Рис.3.10.2. Схема возможного равенства вихрей в циркуляциях Ленгмюра при различном значении числа ε.

α – $\varepsilon = 2$; б – $\varepsilon = 3$.

глубины места. Так, например, при средней скорости ветра ($\bar{v}_a$) 5.0 м/с, высоте волн ($\bar{h}$) 0.4 м, отсутствии термоклина и почти нейтральной устойчивости квазиоднородного слоя ($\tilde{N}_i = 10^{-4} \div 10^{-5} c^{-1}$) в прибрежной части озера (глубина места 8 м) $\bar{L}_0 = 13.0(\pm 2)$ м, $L_\beta = 6.0(\pm 1)$ м, а в открытой глубоководной (60 м) – соответственно $35(\pm 4)$ и $11.0(+1)$ м.[1] Таким образом, заметно увеличение средних размеров с глубиной. Кроме того, с увеличением глубины места расширяется диапазон абсолютной изменчивости поперечных размеров циркуляционных ячеек обоих масштабов. Несмотря на это, интенсивность изменчивости (коэффициент вариации) остается приблизительно одинаковой. Например, в описанной ситуации коэффициент вариации для поперечных размеров основных ячеек – $K_\beta = 0.58$, для вторичных – $K_\beta = 0.63$ на мелководье, а на глубокой воде – соответственно 0.62 и 0.61. Примечательно, что величины асимметрии выборок (Sk) на глубокой и на мелкой воде совпадают для размеров вторичных, а эксцессы (Ex) – для размеров основных циркуляционных ячеек Ленгмюра.

Таким образом, средние размеры характеризуют лишь наиболее общие свойства полей поперечных размеров ячеек. Рассмотрим на приведенном в начале параграфа примере распределения ячеек по размерам. Представленные на рис.3.11.1 гистограммы позволяют сделать некоторые выводы. Отметим, что при расчетах величины L округлялись до целых метров, а ширина градации на рисунке также выбрана равной 1 м. Поэтому преобладание в поле ячеек некоторого размера можно выявить в промежутке не менее чем двух градаций. Обратимся теперь к анализу гистограмм. Гистограмма L_0 на мелководье не обнаруживает кратных „фундаментальных" масштабов (Faller, Woodcock, 1964). Тем не менее заметно не-

[1] Доверительные пределы оценок с вероятностью 99% рассчитаны по методике, изложенной в опубликованной работе (Вентцель, 1969) с учетом характера распределения случайной величины.

которое увеличение повторяемости ячеек с невзаимократными поперечными размерами (7, 10, 14, 17 и 20 м). Во время измерений на Ладожском озере все полосы конвергенции были отчетливо выражены, поэтому предложенное А.Фаллером и А.Вудкоком объяснение появления „фундаментальных" масштабов представляется не вполне убедительным. В то же время появление невзаимократных размеров может быть связано с образованием или разрушением более крупных ячеек. На глубокой воде величины L_0 распределены более равномерно (рис.3.11.1). Отчетливо заметно отсутствие ячеек с размерами 8, 19, 26, 33, 40, 47 и 57–58 м. Характерно, что „провалы" со второго по шестой различаются друг от друга на 7 м.

Важной задачей является выравнивание эмпирических распределений $f_э(L)$, т.е. определение теоретических плотностей вероятностей $f_т(L)$. Для решения задачи воспользуемся гистограммами рис.3.11.1, предварительно уменьшив количество градаций до $5 \lg N$, где N – длина выборки (см., например, Вентцель, 1969). Используя критерий К.Пирсона, оценим вероятности аппроксимации $f_э(L)$ функциями $f_т(L)$ следующих распределений: Гаусса, равномерного, лог-нормального, Гамма, экспоненциального, Рэлея и Максвелла. В этом случае вероятность близости p определяется по χ^2 и числу степеней свободы ν (Вентцель, 1969). Рассчитанные величины p представлены в табл.3.11.1. Ее анализ свидетельствует о том, что на мелководье с вероятностью ~ 81% размеры L_0 подчинены распределению Рэлея с плотностью вероятности

$$f_т(L_0)_м = \frac{L_0}{x^2} \exp\left(-L_0^2 / 2x^2\right), \qquad (3.11.1)$$

где параметр x определяется с учетом свойств рэлеевского распределения (см., например, Жуковский и др., 1976),

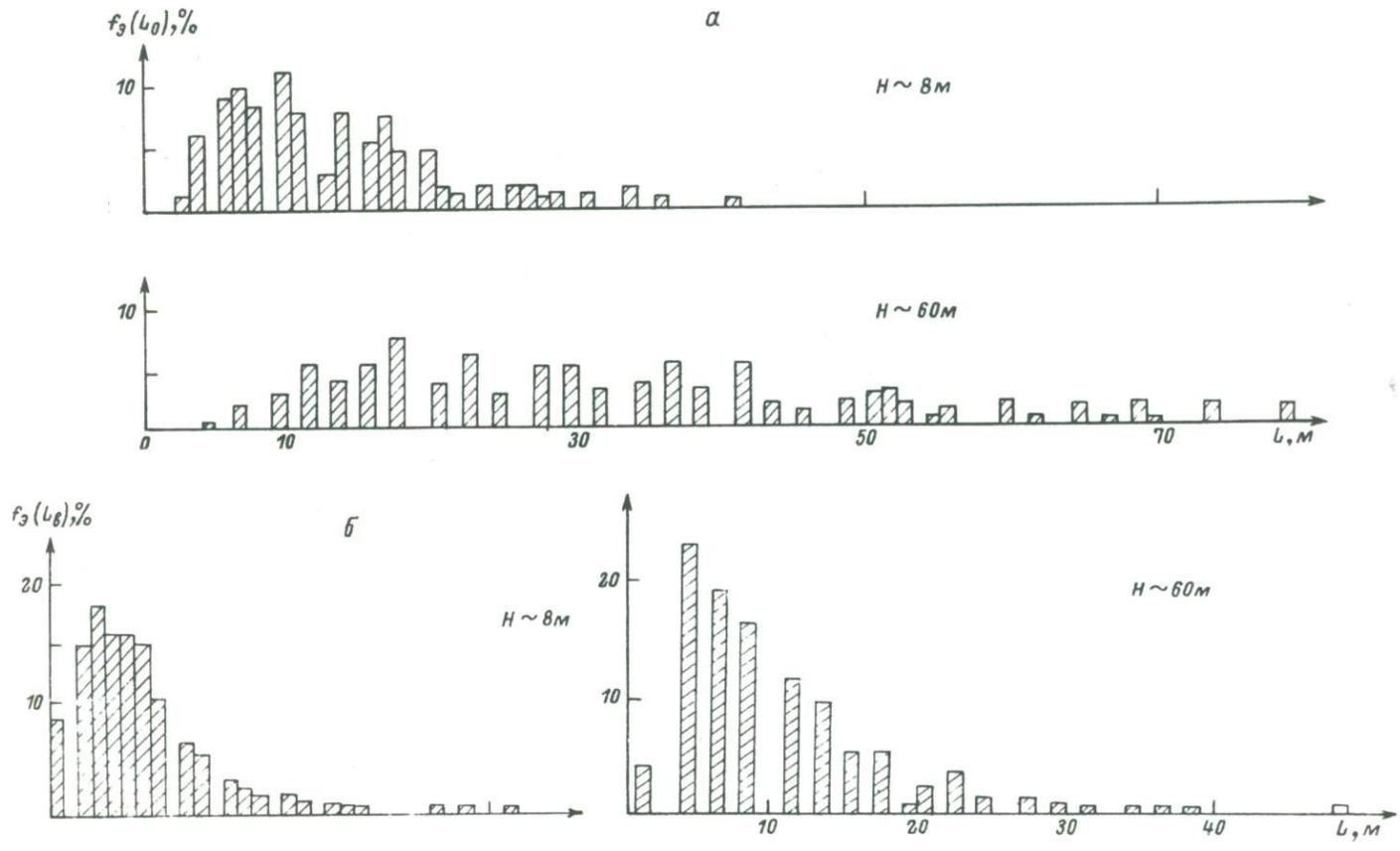
$$\bar{L}_0 = 1.253\, x \quad , \qquad D(L_0) = 0.429\, x^2 \quad , \qquad (3.11.2)$$

или, с учетом (3.11.2), выражение (3.11.1) можно переписать

$$f_т(L_0)_м = 1.58 \frac{L_0}{\bar{L}_0} \exp\left(-0.79 \frac{L_0^2}{\bar{L}_0^2}\right). \qquad (3.11.3)$$

Отметим основные свойства распределения Рэлея: $M_0 = 0.79\, \bar{L}_0$, или $\bar{L}_0 = 1.253\, M_0$, а ордината моды (M_0) определяется как

$$\max\left\{f_т(L_0)_м\right\} = \frac{0.59}{M_0} = \frac{0.75}{\bar{L}_0} . \qquad (3.11.4)$$


а
$f_э(l_0)$,%
10
H ~ 8м
10
H ~ 60м
0
10
30
50
70
l, м
б
$f_э(l_в)$,%
20
10
H ~ 8м
20
10
H ~ 60м
10
20
30
40
l, м

Полагая, что упорядоченность L пропорциональна ординате моды, из (3.11.4), в частности, следует, что если характер зависимости (3.10.1) сохраняется и на мелководье, то упорядоченность циркуляционных ячеек циркуляций Ленгмюра основного масштаба в прибрежной части озера уменьшается с увеличением средней скорости ветра. Важным свойством рэлеевского распределения является постоянство коэффициента вариации $K_L = \sqrt{D(L_0)} \Big/ \bar{L}_0 = 0.51 = \mathrm{const}$, а также независимость распределения от дисперсии $D(L)$. Отметим также, что наиболее вероятный размер ячейки меньше среднего, и различия $(\bar{L}_0 - M_0)$, в предположении справедливости (3.10.1) на мелководье, растут с $\bar{v}_a$. На рис.3.11.2 (кривая 3) представлено рэлеевское распределение размеров L_0 на мелководье.

Как видно из табл.3.11.1, с увеличением глубины места рэлеевское распределение $f_T(L_0)$ переходит в гамма-распределение (с вероятностью $\sim$98%), плотность которого можно записать как

$$f_T(L_0)_\Gamma = \frac{L_0^{\alpha} \exp(-L_0/\beta)}{\beta^{\alpha+1}\Gamma(\alpha+1)}, \qquad (3.11.5)$$

где $\Gamma(\ )$ – табличная гамма-функция, а параметры α и β определяются выражениями

$$\bar{L}_0 = (\alpha+1)\beta, \quad D(L_0) = (\alpha+1)\beta^2. \qquad (3.11.6)$$

На рис.3.11.2 (кривая 4) представлено гамма-распределение (3.11.5) величин L_0 на глубокой воде. Отметим основные свойства гамма-распределения. Мода определяется как $M_0 = \bar{L}_0(1 - K_L)$ с ординатой

$$\max\left\{f_T(L_0)_\Gamma\right\} = \frac{B_K^2}{\bar{L}_0\Gamma(B_K^2)}\left(\frac{B_K^2-1}{e}\right)^{B_K^2-1}, \quad B_K = \frac{1}{K_L}. \qquad (3.11.7)$$

Таким образом, на глубокой воде, так же как и на мелкой, мода меньше среднего, а абсолютные различия возрастают с ростом интенсивности изменчивости L_0 по отношению к среднему $\bar{L}_0$. В отличие от рэлеевского распределения поперечных размеров циркуляционных ячеек Ленгмюра на мелководье, для которого $Ex = \mathrm{const}$ и $Sk = \mathrm{const}$, для гамма-распределения: $Ex = 6K_L^2$ и $Sk = 2K_L$. Заметим также, что выражения (3.11.3,

---

Рис.3.11.1. Гистограммы $L_0(a)$ и L_ℓ (б) на глубокой и мелкой воде (Ладожское оз., $\bar{v}_a$ = 5.0 м/с, $\bar{h}$ = 0.4 м, гомотермия – $\bar{N}_i = 10^{-4} \div 10^{-5}$ с$^{-1}$, длина выборок – соответственно 730 и 230 ячеек вторичного и основного масштабов).

Таблица 3.11.1

Вероятности близости (%) эмпирических плотностей распределения поперечных размеров циркуляционных ячеек Ленгмюра к теоретическим (Ладожское оз., гомотермия – $\tilde{N}_i = 10^{-4} \div 10^{-5} c^{-1}$, $\bar{v}_\alpha = 5.0$ м/с, $\bar{h} = 0.4$ м)

Вид ячеек	Равномерное	Гаусса	Лог-нормальное	Гамма	Экспоненциальное	Рэлея	Максвелла
			При $H = 8$ м				
L_β	<0.01	<0.01	0.02	~85	<0.01	<0.01	<0.01
L_0	<0.01	<0.01	<0.01	~60	<0.01	~81	<0.01
			При $H = 60$ м				
L_β	<0.01	<0.01	<0.01	~80	<0.01	<0.01	<0.01
L_0	<0.01	<0.01	~33	~98	<0.01	~36	<0.01

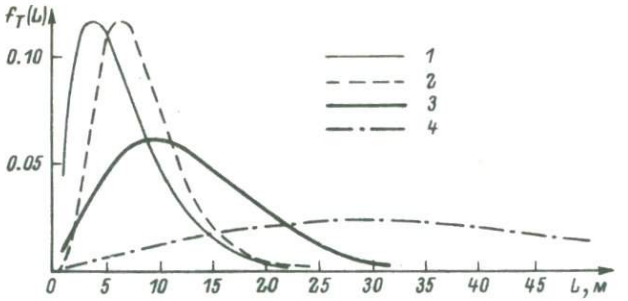


Рис.3.11.2. Плотности вероятности поперечных размеров циркуляционных ячеек Ленгмюра (Ладожское оз., $\bar{v}_\alpha$ = 5.0 м/с, $\bar{h}$ =0.4 м, гомотермия – $\tilde{N}_i = 10^{-4} \div 10^{-5}$ с$^{-1}$).

Вторичные ячейки ($L_в$): 1 – гамма-распределение при H=8 м; 2 – гамма-распределение при H=60 м. Основные ячейки (L_0): 3 – распределение Рэлея при H=8 м; 4 – гамма-распределение при H = 60 м.

3.11.5) представляют собой фактически условные плотности вероятности, так как L и v_α зависимы.

Рассмотрим распределение поперечных размеров вторичных циркуляционных ячеек. Табл.3.11.1 показывает, что размеры $L_в$ с вероятностью $\sim$ 85% на мелкой и $\sim$ 80% на глубокой воде подчинены гамма-распределению с плотностью (3.11.5). При этом мода ($M_в$) и ее ордината определяются из (3.11.7). Рис.3.11.2, на котором представлены плотности $f_T(L_в)$ (кривые 1, 2), указывает на значительно бóльшую регулярность размеров вторичных ячеек по сравнению с основными. В то же время, учитывая характер связи (3.10.2), а также (3.11.5), можно предполагать, что с увеличением средней скорости ветра в приводном слое регулярность размеров $L_в$ уменьшается. Аналогичный результат был получен ранее в Северной Атлантике (Katz et al., 1965).

3.12. ПОЛЕ ЦИРКУЛЯЦИОННЫХ ЯЧЕЕК КАК ФИЗИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ДИСКРЕТНОГО ТИПА. ГРУППОВАЯ СТРУКТУРА ЦИРКУЛЯЦИЙ ЛЕНГМЮРА

Распространенность ленгмюровских циркуляций на обширной акватории, а также их относительная пространственная регулярность позволяют рассматривать поле циркуляционных ячеек L (или самих полос конвергенции) как физическую систему дискретного типа со счетным множеством состояний. Переход из одного состояния в другое в такой системе происходит скачком, например в точке рас-

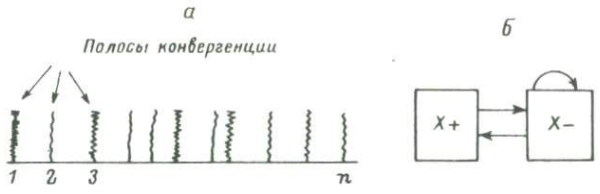


Рис.3.12.1. Поле поперечных размеров циркуляционных ячеек Ленгмюра (L) как физическая система дискретного типа (а) с двумя возможными состояниями (б).

положения полосы конвергенции (рис.3.12.1, а). На рис.3.12.1, б, схематически показаны возможные состояния системы: x_+ – наличие, x_- – отсутствие в точке пространства полосы конвергенции, а закругленная скобка означает, что система осталась в состоянии x_-. Так как $L \gg d_k$ (см. с.94), то вероятность того, что система, находясь в состоянии x_+ в момент t_1 (или точке пространства m_1), останется в состоянии x_+ в момент $t_1+\Delta t$ (или точке $m_1+\Delta m$) пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью состояния x_-. Представленная на рис.3.12.1 схема одинаково применима как отдельно к полям L_0 и L_β, так и к полю полос конвергенций циркуляций Ленгмюра обоих масштабов. Очевидно также, что систему можно рассматривать как имеющую непрерывное время или пространство в зависимости от использования эйлеровых или лагранжевых переменных. Предложенная схема позволяет анализировать поля L_0 и L_β как потоки случайных событий. Рассмотрим основные свойства этих потоков.

Поскольку даже при одинаковых фоновых гидрометеорологических и морфометрических условиях поперечные размеры циркуляционных ячеек как основного, так и вторичного масштабов значительно варьируют – эти потоки нерегулярны. Разделение потоков на поток L_0 и поток L_β позволяет рассматривать их уже как потоки однородных событий. Ввиду отмеченной в предыдущих параграфах особой роли циркуляций Ленгмюра основного масштаба остановимся далее лишь на анализе потока L_0. Отметим сразу, что поскольку вероятность попадания двух и более циркуляционных ячеек в промежуток $\langle m_1, m_1+\Delta m \rangle \to 0$ (или $\langle t_1, t_1+\Delta t \rangle \to 0$) имеет высший порядок малости по сравнению с вероятностью попадания одной полосы или ячейки, поток L_0 – ординарен. Однако существенное отличие плотностей вероятности размеров ячеек от экспоненциальных (см.3.11) показывает, что поток L_0 не является стационарным пуассоновским, так как последний является простейшим (ординарный, стационарный, без последствия) (Кокс, Льюис, 1969). По тем же соображениям поток нельзя считать марковским. Тем не менее при некоторых условиях поток можно все же рассматривать как стационарный пуассоновский или марковский. Так, например, в

прибрежной мелководной части озера рэлеевское распределение (3.11.3) может перейти в экспоненциальное при $\bar{L}_0=[D(L_0)]^{1/2}$. Если справедливо, что

$$\partial D(L_0)/\partial \bar{v}_\alpha < \partial \bar{L}_0/\partial \bar{v}_\alpha \qquad (3.12.1)$$

с учетом зависимости (3.10.1), то подобная ситуация может возникнуть при достаточно больших скоростях ветра. В этом случае анализ потока L_0 существенно упрощается, и систему можно рассматривать с применением хорошо разработанного в теории очередей аппарата пуассоновских или марковских процессов. При этом поток не обязательно должен быть стационарным.

Отклонение потока L_0 от пуассоновского может быть вызвано его нестационарностью или наличием в потоке последствия. Как известно (см., например, Кокс, Льюис, 1969), последствием в теории очередей принято называть ситуацию, когда число событий, попадающих на различные неперекрывающиеся участки потока, зависимо. Определим меру последствия в потоках, используя нормированные потоки Эрланга $Э_k$ (Кокс, Льюис, 1969). Тогда для $Э_k$ с ограниченным последствием плотность распределения L_0 определится как

$$f_k(L_0)=\frac{\lambda(k+1)}{k!}[\lambda(k+1)L_0]^k \exp[-\lambda(k+1)L_0], \qquad (3.12.2)$$

где $k\in NU\{0\}$ – порядок, $\lambda=(\bar{L}_0)^{-1}$ – плотность $Э_k$. На основе приближенного соотношения (Вентцель, 1969)

$$k+1\approx\frac{1}{D(L_0)\lambda^2} \qquad (3.12.3)$$

для рассмотренных в разделе 3.11 ситуаций можно показать, что в прибрежной мелководной части озера поток L_0 аппроксимируется потоком Эрланга 2-го порядка – $Э_2$ с плотностью распределения

$$f_2(L_0)_M=0.007L_0^2\exp(-0.24L_0), \qquad (3.12.4)$$

а в глубоководной открытой части озера – потоком Эрланга 1-го порядка – $Э_1$ с плотностью распределения

$$f_1(L_0)_г=0.003L_0\exp(-0.06L_0). \qquad (3.12.5)$$

Так как при $k = 0$ в потоке Эрланга отсутствует последствие, а при $k = \infty$ между событиями наблюдается жесткая функциональная связь (Кокс, Льюис, 1969), то можно констатировать, что в потоке L_0 присутствует последствие, т.е. количество циркуляционных ячеек Ленгмюра основного масштаба (полос конвергенции), попадающих на неперекрывающиеся участки акватории озера, связано между собой. Причем в прибрежной мелководной части озера эта связь более тесная, чем в открытой глубоководной, что, возможно, обусловлено регулирующим влиянием дна на поперечные размеры циркуляционных ячеек.

Чем может быть вызвано последствие в потоках? Чтобы ответить на этот вопрос, необходимо выяснить спектральную структуру потока. Однако эмпирический расчет оценки спектральной плотности $S^*(\ )$ по оценке автокорреляционной функции $R^*(\ )$ предполагает выбор одинаковой дискретности исходных реализаций. Представление поля L_0 как последовательности случайных событий позволяет достигнуть эквидистантности двумя способами. Первый способ заключается в представлении потока L_0 как альтернативного точечного вероятностного процесса (см., например, Кайсл, 1972), скажем, с ординатой 1 в полосе конвергенции и 0 – на остальных промежутках с дискретностью 1 м.[1] Однако в этом случае затруднительна интерпретация ординат спектральной плотности, и, кроме того, резко возрастает объем вводимой в ЭВМ информации. Второй способ состоит в последовательной нумерации полос конвергенций. Тогда каждому номеру сопоставляется ордината случайного процесса, равная поперечному размеру последующей циркуляционной ячейки, а расчет и анализ оценок автокорреляционной и спектральной функции не отличается от классического (Кокс, Льюис, 1969). Заметим лишь, что сложность интерпретации аналогов волновых чисел заставляет рассматривать абсциссы спектральной плотности как характерные поперечные пространственные масштабы по числу циркуляционных ячеек l_0 или по числу полос конвергенций C_0.

Рассмотрим рассчитанные оценки. На рис.3.12.2 представлена рассчитанная по оценке автокорреляционной функции нормированная по дисперсии $D^*(L_0)$ и сглаженная весовой функцией Хемминга оценка спектральной плотности дисперсий $\widetilde{S}_N^*\left(\frac{2\pi}{l_0}\right)_M$ для прибрежной мелководной части озера.[2] Нетрудно заметить, что в среднем дисперсии имеют тенденцию к уменьшению с уменьшением l_0, которую можно аппроксимировать как

---

[1] Учитывая округление величин L_0 до целых метров.

[2] Расчет по программе КИСА (Клеванцов и др., 1972).

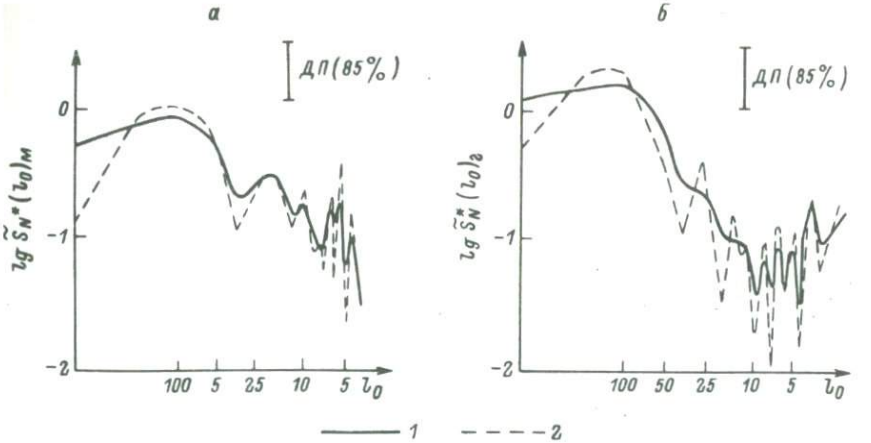


Рис.3.12.2. Нормированные по общей дисперсии, сглаженные функцией Хемминга оценки спектральной плотности дисперсий L_0 (Ладожское оз., $\bar{v}_a$ = 5.0 м/с, $\bar{h}$ = 0.4 м, гомотермия - $\bar{N}_i = 10^{-4} \div 10^{-5}$ с$^{-1}$).

а-б - $S_N^*(2\pi/l_0)$ (а - для прибрежной мелководной части озера, Н=8 м; б - для открытой глубоководной, Н=60 м). Расчет спектра: 1 - при ν =1.4; 2 - при ν =7.

$$\tilde{S}_N^*\left(\frac{2\pi}{l_0}\right)_M \sim \left(\frac{2\pi}{l_0+1}\right)^{-8/9}. \qquad (3.12.7)$$

Тем не менее в исследуемом промежутке характерных размеров $l_0 \in [\ 2,\ 50$ ячеек$\ ]$ спектральная плотность немонотонна и обнаруживает неоднородности (группы), состоящие из $\sim 16 \div 19$, ~ 9 и ~ 5 циркуляционных ячеек. С учетом среднего поперечного размера для рассматриваемой ситуации ($\bar{L}_0^*$ = 13 м) характерные поперечные размеры групп составляют соответственно ~ 220, ~ 110 и ~ 60 м, а сами группы определяют соответственно ~ 31, ~ 14 и $\sim 18\%$ изменчивости поля в исследуемом промежутке. Как видно из рис.3.12.2, значительная часть дисперсии поля сосредоточена в области малых волновых чисел, что, видимо, указывает на присутствие в поле еще более крупных неоднородностей.

С ростом глубины места дисперсия $D^*(L_0)$ значительно возрастает. В то же время бóльшая часть дисперсии также остается сосредоточенной в области малых волновых чисел, а спектральная плотность также имеет тенденцию к спаду с уменьшением l_0,

но до $l_0 \approx 8$ ячеек, после чего спектральная плотность несколько возрастает (рис.3.12.2,б). Соответствующие аппроксимации для промежутков

$$\tilde{S}_N^*\left(\frac{2\pi}{l_0}\right)_4 \sim \left(\frac{2\pi}{l_0+1}\right)^{-3/2}, \; l_0 \in [8,50],$$
$$\tilde{S}_N^*\left(\frac{2\pi}{l_0}\right)_4 \sim \left(\frac{2\pi}{l_0+1}\right), \; l_0 \in [2,8]. \qquad (3.12.8)$$

Таким образом, в промежутке $l_0 \in [8, 50]$ спад спектральной плотности более крутой для открытой глубоководной части озера, чем для прибрежной мелководной. Аналогичным образом немонотонность спектральной плотности для открытой глубоководной части озера указывает на присутствие в поле L_0 групповых структур в ~ ~23–25, ~15, ~8, ~6 и ~3 ячейки, имеющих с учетом $\bar{L}_0^* =$ = 36 м, характерные поперечные размеры ~850, ~520, ~280, ~210 и ~110 м. В этом случае группы определяют соответственно ~25, ~10, ~7, ~9 и ~14% изменчивости поля.

Отметим, что прослеживаемые на мелководье группы ячеек с характерными поперечными размерами ~210 и ~110 м обнаруживаются и в открытой глубоководной части озера. Однако если в первом случае они состоят соответственно из ~16÷19 и ~9 ячеек, то во втором – количество ячеек в группах уменьшается примерно втрое и составляет уже соответственно ~6 и ~3 ячейки. Примечательно, что относительный вклад группы размером ~110 м в общую дисперсию поля почти не меняется с изменением глубины места и составляет примерно 14%.

Проведенный анализ показывает, что в поле циркуляционных ячеек Ленгмюра основного масштаба обнаруживаются групповые структуры, определяющие ~ 50–70% изменчивости поля и объясняющие, по всей видимости, последствия в потоках L_0. Возможной причиной групповой структуры ленгмюровских циркуляций представляется связность циркуляций с ветровым волнением, имеющим групповую структуру.

3.13. ПОЛЕ ЯЧЕЕК ЗАТУХАЮЩИХ ЦИРКУЛЯЦИЙ ЛЕНГМЮРА

Циркуляции Ленгмюра возникают при достижении некоторого критического уровня передаваемой ветровым потоком кинетической энергии. Это следует иметь в виду, когда речь идет о появлении ленгмюровских циркуляций начиная с некоторых „критических" скоростей ветра (Дмитриева, Рянжин, 1976). Таким же образом при уменьшении $\bar{v}_a$ до некоторой критической величины циркуляции Ленгмюра разрушаются. Исследования на Ладожском озере показали, что ленгмюровские циркуляции, идентифицируемые по заметным полосам пе-

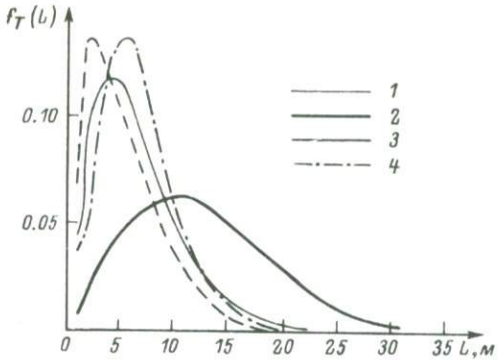


Рис.3.13.1. Плотности вероятности поперечных размеров (L) циркуляционных ячеек Ленгмюра до и после прекращения ветра (Ладожское оз., глубина места 8 м, гомотермия – $\tilde{N}_i$ = $=10^{-4} \div 10^{-5}$ с$^{-1}$).

1–2 – соответственно распределения L_β и L_0 при $\bar{v}_\alpha$ = 5.0 м/с, $\bar{h}$ = 0.4 м; 3–4 – то же при штиле.

ны, существуют некоторое время и после полного внезапного прекращения ветра. Рассмотрим изменения, происходящие при этом в поле циркуляционных ячеек. Удобной представляется ситуация, наблюдавшаяся 28 09 77 г. при измерении расстояний между полосами конвергенции над мелководным (H = 8 м) прибрежным участком озера с плоским дном в условиях, близких к гомотермии от поверхности до дна ($\tilde{N}_i = 10^{-4} \div 10^{-5}$ с$^{-1}$). После того как при средней скорости ветра $\bar{v}_\alpha$ = 5.0 м/с и средней высоте волн $\sim$0.4 м были проведены измерения расстояний L , ветер внезапно стих до штиля, однако заметные полосы конвергенции наблюдались еще в течение примерно 15 мин. Судно прошло над тем же участком обратным курсом, и были проведены повторные измерения.

В табл.3.13.1 приведены статистические характеристики полей ячеек основного и вторичного масштабов до и после прекращения действия ветра. Анализ табл. 3.13.1 показывает, что после прекращения ветра резко уменьшились как средние, так и экстремальные размеры циркуляционных ячеек обоих масштабов. Величина ε уменьшилась с 2 до 1 ячейки, что, видимо, свидетельствует о преобладающей диссипации вторичных ячеек. Интенсивность изменчивости поперечных размеров ячеек относительно среднего также уменьшилась. Причем это уменьшение особенно заметно для поля ячеек основного масштаба.

Выравнивание выборок в широком классе распределений показало, что если до прекращения ветра поперечные размеры циркуляционных ячеек основного масштаба подчинялись распределению Рэлея, а вторичного масштаба – гамма-распределению, то после прекращения ветра характер распределения вторичных ячеек сохранился, а распределение размеров основных циркуляционных ячеек перешло в гамма-распределение. Достаточно беглого взгляда на рис.3.13.1, на котором представлены аппроксимирующие плотности вероятности, чтобы убедиться в том, что возросшая регулярность полей (ордината моды) особенно заметна для поперечных ячеек циркуляций Ленгмюра основного масштаба.

Т а б л и ц а 3.13.1

Оценки статистических характеристик полей ячеек Ленгмюра до и после прекращения ветра (Ладожское оз., глубина места 8 м, гомотермия – $\widetilde{N}_t = 10^{-4} \div 10^{-5}$ с$^{-1}$, $\bar{L} = 0.4$ м, выборки по 230 подряд идущих основных и 730 вторичных ячеек)

Вид ячеек	L_{min}	L_{max}	$\bar{L}^*$	$D^*(L)$, м^2	K_L	M, м	ε	S_k	E_x	Вероятность распределения, %	
	м									Гамма	Рэлея
При $\bar{v}_\alpha = 5.0$ м/с											
L_0	3	41	13 ± 1	53 ± 13	0.58	9	2	1.1	4.3	60	81
L_β	1	32	7 ± 1	18 ± 4	0.63	5		1.5	6.8	85	<0.01
При $\bar{v}_\alpha = 0.0$ м/с											
L_0	1	27	7 ± 1	12 ± 2	0.50	6	1	1.3	7.1	52	<0.01
L_β	1	20	5 ± 1	13 ± 2	0.67	4		1.8	7.0	70	<0.01

П р и м е ч а н и е. Доверительные пределы с вероятностью 99% рассчитаны с учетом характера распределения L по методике Е.С.Вентцель (1969).

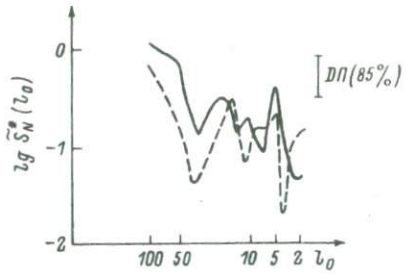


Рис.3.13.2. Нормированные по общей дисперсии, сглаженные функцией Хемминга спектральные плотности потока L_0 (до (сплошная линия) и через 10 мин после прекращения ветра (пунктир))(Ладожское оз., глубина места 8 м, гомотермия - $\tilde{N}_i = 10^{-4} \div 10^{-5} c^{-1}$, расчет спектра при $\nu = 14$).

Воспользуемся зависимостями (3.12.3) для выяснения степени последствия в потоке L_0 после прекращения ветра. Расчеты показывают, что если до прекращения ветра поток аппроксимировался потоком Эрланга 2-го порядка с плотностью (3.12.5), то после прекращения ветра последствие в потоке возрастает, а подходящую аппроксимацию дает уже поток Эрланга 3-го порядка с плотностью

$$f_3(L_0)_M = 0.09\,(0.563\,L_0)^3 \exp(-0.563\,L_0). \qquad (3.13.1)$$

Отметив резкое уменьшение дисперсий $D^*(L_0)$ после прекращения действия ветра (табл.3.13.1), рассмотрим изменение спектральной структуры поля L_0. Рис.3.13.2, на котором изображены нормированные по общей дисперсии, сглаженные весовой функцией Хемминга оценки спектральных плотностей до ($\tilde{S}_N^*(\frac{2\pi}{l_0})_0$) и после ($\tilde{S}_N^*(\frac{2\pi}{l_0})_\beta$) прекращения ветра, показывает, что в последнем случае спад спектральной плотности стал более пологим в промежутке исследуемых масштабов $l_0 \in [2, 50]$, так что

$$\tilde{S}_N^*\left(\frac{2\pi}{l_0}\right)_0 \sim \left(\frac{2\pi}{l_0+1}\right)^{-7/9}. \qquad (3.13.2)$$

Однако и до и после прекращения действия ветра спектральные плотности немонотонны. Так, если до прекращения ветра в поле обнаруживались группы в ~16-19, ~9 и ~5 ячеек с характерными поперечными размерами соответственно ~220, ~110 и ~60м (см.с.114), то после прекращения ветра групповые структуры в поле также прослеживаются и состоят из ~14-17 и ~5÷6 ячеек, имеющих с учетом среднего ($\bar{L}_0^* = 7$ м, табл.3.13.1) характерные поперечные размеры ~110 и ~40 м. Эти группы определяют соответственно ~26 и ~20% изменчивости поля. Заметим, что расчет спектральных оценок по автокорреляционным функциям при различных максимальных сдвигах (числах степеней свободы) указывает на статистическую достоверность экстремумов. Таким образом, наи-

большая и наименьшая по количеству ячеек группы после прекращения ветра сохранились, а промежуточная исчезла. Примечательно также, что группа с характерным поперечным размером ~ 110 м прослеживается при ветре на глубокой и мелкой воде, но и после прекращения ветра. Однако если при ветре на глубокой воде указанная группа состоит из 3 ячеек, а на мелкой – из 9 ячеек, то на мелкой воде после прекращения ветра – уже из $\sim 14 \div 17$ ячеек.

Отметим некоторые особенности полос конвергенции циркуляций Ленгмюра, обнаруженные на Финском заливе и Ладожском озере. Так, исследования показали, что полосы конвергенции циркуляций Ленгмюра основного масштаба иногда идут друг за другом „двойками" (парами), т.е. две полосы располагаются на поверхности очень близко друг к другу, на расстоянии 1–3 м. Вторичные полосы конвергенции между ними, как правило, отсутствуют. Неоднократно наблюдалось также, как полосы конвергенции раздваивались в процессе смещения, образуя „пузыри", а затем вновь соединялись. Часто в открытых районах озера при значительных глубинах места ($H > 60$м) отмечались обширные промежутки шириной более 100 м между ярко выраженными полосами конвергенции. Вторичные полосы конвергенции в этих промежутках отсутствовали. Неясно, однако, характеризуют ли промежутки наибольшие поперечные размеры циркуляционных ячеек основного масштаба или же они являются своеобразными „разрывами" в поле ленгмюровских циркуляций. Не исключено также, что „разрывы" вызваны не отсутствием самих циркуляций, а лишь недостаточным количеством маркирующего материала.

* * *

Проведенные исследования показывают, что образование циркуляций Ленгмюра неразрывно связано с воздействием ветра на границу раздела вода–воздух. Поэтому циркуляции в конечном итоге являются формой трансформации кинетической энергии ветрового потока в энергию поверхностных слоев и представляют собой важное звено в формировании мелкомасштабной турбулентности, термодинамической микроструктуры и внутренних волн. Однако исследованию циркуляций не придавалось большого значения. Так, фактически неисследованными оставались поле движения и энергия, пространственно-временные масштабы, роль циркуляций в формировании и эволюции термодинамического и химико-биологического режимов верхнего квазиоднородного слоя. Представленные в настоящей главе результаты исследований в некоторой степени восполняют пробел и позволяют сделать следующие выводы.

1. Циркуляции Ленгмюра наблюдаются двух типов (характерных пространственно-временных масштабов), различающихся по энергии, глубине проникновения, степени воздействия на квазиоднородный слой и, наконец, скорости формирования и диссипации. В пределах циркуляций обоих типов существует перемежаемость.

2. Циркуляции Ленгмюра основного масштаба обладают значительной энергией и являются одним из важнейших механизмов формирования и эволюции квазиоднородного слоя. Они определяют низкочастотную границу одного из инерционных интервалов спектра кинетической энергии и являются мощным источником мелкомасштабной турбулентности на частотах $\omega > \tilde{\omega}_л = 0.025–0.045$ рад/с.

3. Ветер в приводном слое – основной источник энергии циркуляций, на что указывает связь большинства параметров циркуляций со скоростью ветра в приводном слое. При этом пространственно-временные масштабы и энергия циркуляций растут с увеличением скорости ветра (но лимитируются глубиной места) и уменьшаются с ростом устойчивости квазиоднородного слоя. Энергия циркуляций составляет примерно 50% от общей энергии колебаний течения в промежутке характерных временных масштабов 20с÷10мин, а этот относительный вклад растет с увеличением скорости ветра.

4. Энергия колебаний вектора течения в циркуляционной ячейке в основном обусловлена колебаниями вектора по направлению. Причем энергия колебаний поперечной составляющей превосходит энергию колебаний продольной, и анизотропность уменьшается с глубиной. Коэффициенты горизонтального турбулентного обмена, сопровождающего циркуляции, имеют порядок $10^2–10^4$ см^2/с (с преобладанием поперечного обмена) и растут с увеличением скорости ветра и уменьшением горизонта измерения.

5. Наряду с преобладающей продольной завихренностью в циркуляционной ячейке присутствует также поперечная и вертикальная. Кинематика движения в циркуляциях такова, что неравенства продольной компоненты скорости и вертикальная компонента достигают максимума, а поперечная – минимума на половине глубины проникновения циркуляций. Экстремумы продольной и поперечной компоненты скорости в циркуляционной ячейке сдвинуты относительно друг друга в горизонтальной плоскости.

6. Для ленгмюровских циркуляций существуют экстремально возможные в данных условиях устойчивости квазиоднородного слоя пространственно-временные масштабы, зависящие также от характерной величины продольной компоненты скорости. У вихрей в циркуляционной ячейке преобладает вытянутость в вертикальном направлении, а круговые вихри могут существовать в ограниченном промежутке частот.

7. Глубина проникновения циркуляций Ленгмюра растет со скоростью ветра и уменьшением устойчивости квазиоднородного слоя. При некоторых критических скоростях ветра циркуляции достигают дна или термоклина, генерируя в последнем случае внутренние волны. Мощный вертикальный турбулентный обмен за счет циркуляций имеет порядок коэффициентов $10^0–10^8$ см^2/с. Этот обмен также увеличивается со скоростью ветра в приводном слое и уменьшением устойчивости квазиоднородного слоя.

8. Циркуляции Ленгмюра создают в верхнем квазиоднородном слое своеобразный химико-биологический режим, заключающийся в пере-

распределении и накапливании на различных горизонтах органо-фосфатных соединений, водорослей, планктона в зависимости от плотности и размера. Аналогичны воздействия циркуляций на мельчайшие пузырьки воздуха, интенсивно аэрирующие квазиоднородный слой.

9. Средние поперечные размеры вторичных и основных циркуляционных ячеек Ленгмюра растут со скоростью ветра, однако в пределах обоих масштабов наблюдается перемежаемость. Причем между размерами циркуляционных ячеек основного и вторичного масштаба выдерживаются определенные соотношения. Увеличение ветра приводит к преобладающему росту основных ячеек, а уменьшение – к преобладающей диссипации вторичных. Упорядоченность поперечных размеров вторичных ячеек выше упорядоченности основных. В поле циркуляционных ячеек наблюдаются групповые структуры.

Для объяснения причин возникновения циркуляций Ленгмюра предложен целый ряд работ, которые по основополагающей причине генерации можно разделить на: 1) неоднородности поля приводного ветра (Woodcock, 1940; Цикунов, 1950б; Welander, 1963); 2) радиальное напряжение на поверхностную пленку (Kraus, 1967а, б); 3) интерференцию волновых систем (Stewart, Schmitt, 1968); 4) термодинамическую неустойчивость тонкого слоя (Шумилов и др., 1973; Дуванин и др., 1975); 5) резонансное возбуждение (Озмидов, 1960, 1968); 6) неустойчивость сдвига и взаимодействие ветровых волн с дрейфовым потоком (Faller, 1962, 1963, 1969; Faller, Kaylor, 1966, 1967; Цикунов, 1950а; Gammelsrød, 1975; Craik, 1970, 1977; Leibovich, Ulrich, 1972; Garrett, 1976, Leibovich, 1977; Зеленько, Радикевич, 1976; Leibovich, Radhakrishnan, 1977; Зеленько, 1978). Перечисленные разработки различаются по степени детализации. Тем не менее каждая из них вносит определенный вклад в познание механизма генерации циркуляций Ленгмюра. Наиболее разработанными можно считать модели 6-го типа, однако и они не объясняют некоторых важных особенностей циркуляций. Проведенные в Финском заливе и Ладожском озере исследования позволяют наметить следующую схему генераций циркуляций.

Усиление ветра приводит к возникновению двух неразрывно связанных процессов: поверхностных гравитационных волн и течения. При достижении некоторого критического уровня передачи кинетической энергии ветра появляются неустойчивые волны, и в результате их усиливающегося взаимодействия с ветровым течением поперечные вихревые трубки выстраиваются вдоль среднего сдвига в слое взаимодействия. В этом, по-видимому, заключается первый этап генерации циркуляций. В момент генерации расстояния между соседними полосами конвергенции, глубина проникновения, энергия циркуляций малы, а скорости генерации и диссипации, а также частота – велики. Циркуляции этого типа рассматриваются в настоящей главе как вторичные. Отметим два важных обстоятельства. Во-первых, „критическая" для появления вторичных циркуляций ско-

рость ветра может меняться в зависимости от характера устойчивости слоев вблизи границы вода–воздух. И во-вторых, в момент возникновения циркуляций полосы конвергенции могут быть и незаметны из–за отсутствия маркирующего материала (пены). Ввиду несвязанности генерации вторичных циркуляций с экмановским потоком, маркирующие их полосы конвергенции не образуют угла с направлением ветра в приводном слое. Процессы генерации вторичных циркуляций, вероятно, идентичны на глубокой и мелкой воде, понимаемых здесь в смысле Экмана. Однако по мере усиления ветра и роста продолжительности его действия дальнейший ход процессов различается. На тех участках акватории, где спираль Экмана не образуется, будут существовать только вторичные ячейки. При критических условиях (скорость ветра, устойчивость верхних слоев, характер волнения) вторичные циркуляции достигают дна, разрушаются, генерируя еще более мелкие ячейки. По мере развития экмановского слоя на фоне вторичных циркуляций возникают циркуляции основного масштаба. Они идентифицируются по ярким широким полосам конвергенции. Возникновение этого типа циркуляций, вероятно, связано с неустойчивостью экмановского слоя в присутствии ветровых волн. Энергия, пространственно–временные масштабы этих циркуляций значительно превосходят аналогичные характеристики вторичных, а время их генерации и диссипации исчисляется уже десятками минут. Отметим, что, возникнув, циркуляции основного масштаба могут модифицировать слой Экмана. Резкое изменение направления ветра приводит к разрушению циркуляций обоих масштабов. Однако в течение нескольких минут вновь возникают вторичные циркуляции. В этот момент течение успевает изменить направление лишь в тонком поверхностном слое. Волнение, так же как и течение, на нижних горизонтах имеет прежнее направление. Постепенное развитие экмановского слоя приводит к повторному образованию циркуляций Ленгмюра основного масштаба.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить сотрудников Института озероведения АН СССР Л.В.Поляк и Г.А.Плуталова, а также студентов ЛГМИ П.В.Вайновского и ЛГУ – В.М.Карышева, А.В.Кляусова и Д.Л.Рубцова за помощь в проведении расчетов.

Литература

Архипова Е.Г., Ржеплинский Г.В. Результаты экспериментальных наблюдений над конвекцией в естественных условиях. – Тр.ГОИН, 1949, вып.11(23), с.43–52.

Белышев А.П., Рожков В.А. Корреляционный тензор и тензор спектральной плотности как вероятностные характеристики векторных случайных процессов. – Тр.ГОИН, 1975, вып.126, с.17–32.

Бортковский Р.С., Бютнер Э.К., Малевский–Малевич С.П., Преображенский Л.Ю. Процессы переноса вблизи поверхности раздела океан–атмосфера. Л., 1974. 239 с.

Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М., 1969. 576 с.
Григоркина Р.Г. К вопросу об оценках погрешностей корреляционного анализа. – Вест.ЛГУ, 1970, № 18, с.129–140.
Григоркина Р.Г., Губер П.К., Фукс В.Р. Прикладные методы корреляционного и спектрального анализа крупномасштабных океанологических процессов. Л., 1973. 172 с.
Дженкинс Г., Ваттс Д. Спектральный анализ и его приложения. М., 1971: ч.1 – 316 с., ч.2 – 297 с.
Дмитриева А.А., Рянжин С.В. Гидрометеорологические условия появления вихрей Ленгмюра. – Вест.ЛГУ, № 18, 1976, с.110–117.
Дуванин А.И., Липунов В.М., Шумилов А.В. Процессы в поверхностном слое океана. – Морские гидрофизические исследования, № 3 (66), Севастополь, с.141–153.
Жуковский Е.Е., Киселева Т.Л., Мандельштам С.М. Статистический анализ случайных процессов. Л., 1976. 388 с.
Зеленько А.А. Равновесная модель циркуляций Ленгмюра в океане. – Метеорология и гидрология, 1978, № 12, с.56–64.
Зеленько А.А., Радикевич В.М. Гидродинамическая неустойчивость слоя трения и циркуляции Ленгмюра в океане. – Метеорология и гидрология, № 4, 1977, с.66–75.
Зубов Н.Н. Динамическая океанология. М.–Л., 1949. 430 с.
Кайсл Ч. Анализ временных рядов гидрологических данных. Л., 1972. 138 с.
Клеванцов Ю.П., Мичурин А.Н., Рожков В.А. Инструкция по механизированной обработке наблюдений над температурой и соленостью морской воды. Л., 1972. 253 с.
Клеванцов Ю.П., Рожков В.А. Процедура для расчета инвариантов корреляционного тензора и тензора спектральной плотности векторных случайных процессов. – Тр.ГГО, 1975, т.364. с.118–132.
Кокс Д., Льюис П. Статистический анализ последовательностей событий. М., 1969. 310 с.
Комплексные исследования шхерной части Ладожского озера. – Тр. Лабор. озероведения АН СССР, т.12, 1961. 215 с.
Конвективное перемешивание в море. Под ред.Н.Д.Добровольского. М., 1977. 237 с.
Лабзовский Н.А. Турбулентная диффузия в озерах. – В кн.: Изменчивость гидрофизических полей в озерах. Л., 1978, с.117–146.
Латун В.С. Конвекция в приповерхностном слое и ветровые полосы на поверхности моря. – В кн.: Проблемы теории ветровых и термохалинных течений. Севастополь, 1968, с.158–167.
Ле Меотте Б. Введение в гидродинамику и теорию волн на воде. Л., 1974. 367 с.
Малинина Т.И. О сейшах Яккимварского залива. – Тр.Лабор.озероведения АН СССР, 1961, т.12, с.60–71.
Новиков Б.И. Некоторые данные о влиянии ветрового режима на распределение синезеленых водорослей в водохранилищах Днепра. – Биология внутренних вод, 1978, № 40, с.54–57.

Озмидов Р.В. О полосах схождения и поперечных циркуляциях в ветровых течениях в море. – Тр.ИОАН, 1960, № 39, с.135–143.
Озмидов Р.В. Горизонтальная турбулентность и турбулентный обмен в океане. М., 1968. 188 с.
Пановский Г., Брайер Г. Статистические методы в метеорологии. Л., 1972. 209 с.
Ржеплинский Г.В. О связи поперечных циркуляций в ветровом течении с процессом тепловой конвекции. – Тр.ГОИН, 1952, вып. 21 (33), с.108–129.
Рожков В.А. О выборочной изменчивости спектральных характеристик ветрового волнения. – В кн.: Теоретические основы устойчивости морских судов. Л., 1967, с.219–235.
Рожков В.А. Методы вероятностного анализа океанологических процессов. Л., 1979. 279 с.
Рожков В.А., Филатов Н.Н. О некоторых особенностях мезомасштабной и синоптической изменчивости морских течений. – Тр. ГГО, 1975, вып.364, с.178–190.
Ролль Г. Физика атмосферных процессов над морем. Л., 1968. 368 с.
Рыжков Ю.Г. Количественная характеристика системы вихрей с горизонтальными осями в безливном море. – Изв. АН СССР, сер.ФАО, 1966, т.2, № 10, с.1076–1081.
Рянжин С.В. О вертикальных скоростях в полосах конвергенции циркуляций Ленгмюра. – В кн.: Круговорот энергии и вещества в водоемах. Гидрология и климат. Тез. докл. Лиственичное на Байкале, 1977а, с.209–210.
Рянжин С.В. Циркуляции Ленгмюра и вертикальные движения. – Изв. ВГО, 1977б, т.109, вып.6, с.486–491.
Рянжин С.В. Исследование вертикальных скоростей циркуляций Ленгмюра поплавками нейтральной плавучести. Биология внутренних вод, 1978, № 40, с.60–64.
Рянжин С.В. Об энергии и глубине проникновения циркуляций Ленгмюра. – Изв.ВГО, 1980, т.112, вып.1, с.46–54.
Тихомиров А.И. О термическом баре Ладожского озера. – Изв.ВГО, 1963, т.95, вып.2, с.156–171.
Филатов Н.Н. Изменчивость течений в крупных озерах. – В кн.: Изменчивость гидрофизических полей в озерах. Л., 1978, с.6–88.
Цикунов В.А. Об устойчивости движения в плоско-параллельном потоке вязкой несжимаемой жидкости, помещенной в поле сил Кориолиса. – Тр.ГОИН, 1950а, вып.16(28), с.3–23.
Цикунов В.А. О влиянии неоднородностей в ветровом поле на ветровое течение. – Тр. ГОИН, 1950б, вып.16(28), с.24–34.
Цикунов В.А., Ржеплинский Г.В., Бровиков И.С. О поперечных циркуляциях в ветровом течении. – Тр.ГОИН, 1950, вып.16(28), с.40–49.
Шумилов А.В., Косарев А.Н., Лебедев В.Л. Процессы обмена на границе океан–атмосфера. М., 1973. 205 с.

Assaf G., Gerard R., Gordon A. Some mechanisms of oceanic mixing revealed in aerial photographs. - J.Geoph.Res., 1971, v.76, N 27, p.6550-6572.
Bell J. A wind produced line on water. - Weather, 1954, v.9, N 12, 368 p.
Benard H. Les turbillons cellulaires dans une nappe liquide. - Rev.Gen.Sci.Pures Appl., 1900, v.11, p.1261-1271.
Blanchard D., Woodcock A. Bubble formation in the sea and its meteorological significance. - Tellus, 1957, v.9, N 2, p.146-158.
Cooper L., Batt E. Calm patch. - Weather, 1961, v.16, N 3, p.86-88.
Craik A. A wave interaction model for the generation of windrows. - J. Fluid Mech., 1970, v.41, N 4, p.801-821.
Craik A. The generation of Langmuir circulations by an instability mechanism. - J.Fluid Mech., 1977, v.81, N 2, p.209-223.
Craik A., Leibovich S. A rational model for Langmuir circulations. - J.Fluid Mech., 1976, v.73, p.3, N 3, p.401-426.
Dietz R., Lafond E. Natural slicks on the ocean. - J. Mar. Res., 1950, v.9, N 3, p.161-187.
Ewing G. Slicks, surface films and internal waves. - J.Mar.Res., 1950, v.9, N 3, p. 187-199.
Faller A. The instability of Ekman boundary layer flow and its application as a possible explanation of Langmuir circulation cells in the ocean. - J.Geoph. Res., 1962, v.67, N 9, p.3556.
Faller A. An experimental study of instability of the laminar Ekman boundary layer. - J.Fluid Mech., 1963, v.15, N 4, p.560-576.
Faller A. The angle of windrows in the ocean. - Tellus, 1964, v.16, N 3, p.363-370.
Faller A. The generation of Langmuir circulations by the eddy pressure of surface waves. - Limnol. Oceanogr., 1969, v.14, N 4, p.504-513.
Faller A., Kaylor R. A numerical study of instability of the laminar Ekman Boundary layer. - J.Atmos, Sci., 1966, v.23, N 4, p.466-480.
Faller A., Kaylor R. Instability of the Ekman spiral with applications to the planetary boundary layers. - Phys.Fluids, 1967, v.10, N 9, p.212-219.
Faller A., Woodcock A. The spacing of windrows Sargassum in the ocean. - J.Mar.Res., 1964, v.22, N 1, p.22-29.

Gammelsrod T. Instability of Qauette flow in a rotating fluid and origin of Langmuir circulations. - J.Geoph. Res., 1975, v.80, N 36, p.5069-5075.
Garrett C. Generations of Langmuir circulations by surface waves - a feed-back mechanism. - J.Mar.Res., 1976, v.34, N 1, p.117-130.
Gordon A. Vertical momentum flux accomplished by Langmuir circulations. - J.Geoph.Res., 1970, v.75, N 21, p.4177-4179.
Harris G., Lott J. Observations of Langmuir circulations in Lake Ontario. - Limnol.Oceanogr., 1973, v.18, N 4, p.584-589.
Harris G., Smith R. Observations of small-scale spatial patterns in phytoplankton populations. - Limnol.Oceanogr., 1977, v.22, N 5, p.887-900.
Ichiye T. Upper ocean boundary-layer flow determined by dye diffusion. - Phys. Fluids., 1967, v.10, N 9, p.2, p.270-277.
Katz B., Gerard R., Costin M. Response of dye tracers to sea surfaca conditions. - J.Geoph.Res., 1965, v.70, N 22, p.5505-5513.
Kraus E. Organized convection in the ocean surface layer resulting from slicks and wave radiation stress. - Phys.Fluids., 1967a, v.10, N 9, p.2, p.294-297.
Kraus E. Wind stress along the sea surface. - Adv. Geophys., 1967b, v.12, p.213-255.
Lafond E. Sea surface features and waves in the sea. - Indian J.Met.Geoph., 1959, v.10, N 4, p.415-419.
Lafond E. Boundary effects on the shape of internal temperature waves. - Indian J.Met.Geoph., 1966. v.12, N 2, p.335-338.
Langmuir I. Surface motion of water induced by wind - Science, 1938, v.87, N 2250, p.119-123.
Leibovich S. On the evolution of the system of drift currents and Langmuir circulations in the ocean. Part 1. Theory and averaged currents. - J. Fluid. Mech., 1977, v.79, N 4, p.715-733.
Leibovich S., Radhakrishnana K. On the evolution of the system of wind drift currents and Langmuir circulations in the ocean. Part 2. Structure of the Langmuir vortices. - J.Fluid. Mech., 1977, v.80, N 3, p.481-507.
Leibovich S., Ulrich D. A note of the growth of small-scale Langmuir circulations. - J.Geoph.Res., 1972, v.77, N 9, p.1683-1688.
Lilly D. On the stability of Ekman boundary layer. - J.Atm. Sci., 1966, v.23, N 4, p.481-494.

Mc Leish W. On the mechanisms of wind-slick generation. - Deep-Sea Res., 1968, v.15, N 4, p.461-469.
Myer G. A field study of Langmuir circulations. - Proc. 12-th Confer.Great Lakes Res., Ann.Arbor., 1969, p.652-663.
Scott J., Myer G., Stewart R., Walther E. On the mechanism of Langmuir circulation mixing. - Limnol. Oceanogr., 1969, v.4, N 4, p.493-503.
Stewart R. On surface stress and Langmuir circulations. - J.Geoph.Res., 1970, v.75, N 36, p.7635.
Stewart R., Schmitt R. Wave interaction and Langmuir circulations. - Proc.11-th Confer.Great Lakes Res., Wiscon., 1968, p.496-499.
Sutcliffe W., Edward R., Menzel D. Sea surface chemistry and Langmuir circulation. - Deep-Sea Res., 1963, v.10, N 3, p.233-245.
Sutcliffe W., Sheldon R., Prakash A., Gordon D. Relations between wind speed, Langmuir circulations and particle concentration in the ocean. - Deep-Sea Res., 1971, v.18, N 6, p.639-643.
Welander P. On the generation of wind streaks on the sea surface by action of surface film. - Tellus, 1963, v.15, N 1, p.67-71.
Woodcock A. A theory of surface water motion deduced from the wind induced motion of the Physalia.- J.Mar.Res., 1944, v.5, N 2, p.196-205.
Woodcock A. Subsurface pelagic Sargassum. - J.Mar. Res., 1950, v.9, N 1, p.77-92.

Глава 4

ИССЛЕДОВАНИЕ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ОЗЕРАХ

4.1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНОСТИ ОЗЕР

Изучение озерной турбулентности (Хатчинсон, 1969) является сейчас одной из важнейших задач лимнологии. Совершенно очевидно, что все многообразие физических, химических и биологических процессов нельзя удовлетворительно исследовать без знания основных закономерностей турбулентных движений в озерах. Интерес к изучению турбулентности в озерах определяется решением таких актуальных задач, как изучение и прогноз качества озерных вод; перераспределение водных ресурсов страны; создание моделей экосистем крупных озер.

Озерная турбулентность в настоящее время изучена крайне слабо. Немногочисленные публикации, посвященные этой проблеме, касаются главным образом ряда частных задач, проверки некоторых гипотез. Существенное отставание в исследовании турбулентности озер по сравнению с изучением морской турбулентности связано со сложностью проведения эксперимента с небольших судов, которые используются в лимнологии. Однако в лимнологических исследованиях имеются и свои преимущества. В частности, при экспериментальных исследованиях можно использовать обычный термоанемометр с V-образным платиновым датчиком, что дает возможность определить напряжения Рейнольдса; кроме этого, можно изучать турбулентность как в условиях безразличной, так и устойчивой стратификации.

В настоящей работе была поставлена задача исследовать спектральную структуру озерной турбулентности, рассчитать такие характеристики, как скорость диссипации турбулентной энергии, коэффициент вертикального турбулентного обмена, исследовать влияние поверхностных и внутренних волн на режим турбулентности.

Процессы турбулентности применительно к специфическим озерным условиям изучены пока слабо. До сих пор отсутствуют экспериментальные наблюдения, необходимые для построения удовлетворительной модели турбулентности с учетом энергообмена озера между поверхностью и атмосферой, стратификации и устойчивости вод, морфометрии озера и других параметров.

4.2. СПЕКТРАЛЬНАЯ СТРУКТУРА МЕЛКОМАСШТАБНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ОЗЕРЕ

Диапазон частот мелкомасштабной турбулентности, который исследуется в настоящей работе, ограничивается частотами, соответствующими временным масштабам циркуляции Ленгмюра, т.е. несколькими минутами, и частотой, определяемой минимальной дискретностью наблюдений. Шаг квантования исходных осциллограмм был выбран равным 0.25 с (при скорости протяжки ленты осциллографа 10 мм/с$^{-1}$), что давало возможность хорошо аппроксимировать исходную кривую как по минимальному периоду, так и по амплитуде. Квантование сигналов проводилось таким образом, чтобы не были „срезаны" низкочастотные гармоники с наибольшей амплитудой и в то же время фиксировались высокочастотные колебания с малой амплитудой (Кошляков, Сорохтин, 1972). Выбор такого шага Δt позволил исследовать флуктуации с частотой ниже частоты Найквиста – ω_N = 12 рад·с$^{-1}$.

Важным моментом при расчете статистических характеристик турбулентности является выбор длины реализации, дискретности спектра и максимального сдвига корреляционной функции τ_m. При выборе дискретности спектра ($\Delta\omega$ = 0.004 рад·с$^{-1}$) на его низкочастотную часть приходится всего 25 точек, а на диапазон 10^{-4}–10^{-1} рад·с$^{-1}$ – 200 точек. Поэтому определение спектра пульсаций скоростей для относительно широкого диапазона временных масштабов 5 мин–0.5 с приводит к следующим нежелательным последствиям: а) число независимых оценок спектральной плотности для высокочастотного диапазона $S(\omega)$ оказывается избыточным для расчетов; б) спектральный анализ в этом случае проводится по реализациям очень большой продолжительности (до 10 тыс.значений).

В этом случае было использовано следующее правило: исследуемый интервал частот $\omega_i - \omega_j$ разбивался на несколько поддиапазонов (в данном случае на два) с последующим спектральным анализом для каждого из них, затем проводилась „склейка" спектров по методике, предложенной В.А.Рожковым (1979). Для расчетов спектра в диапазоне частот $10^{-1} \div 10^{-3}$ рад/с длина реализации выбиралась менее 5 тыс., при этом сдвиг τ_m выбирался равным $314 \cdot \Delta t$. Число степеней свободы было равно 20–30, что обеспечивало достаточно высокую точность расчета оценок. Для относительно высокочастотного диапазона спектра мелкомасштабной турбулентности ($\omega_i - \omega_j = 10^0$–$10^{-1}$ рад·с$^{-1}$), длина реализации составляла $1008 \cdot \Delta t$, $\tau_m = 157 \cdot \Delta t$, $\Delta\omega$ = 0.008. В некоторых случаях (при измерениях турбулиметром DISA) дискретность полученных данных составляла 0.1 и 0.005 с, соответствующие им частоты Найквиста – 31 и 628 рад·с$^{-1}$. При условии выполняемости гипотезы Тейлора о „замороженной" турбулентности для скоростей течений $\bar{u}$ = 10 см·с$^{-1}$ волновые числа были соответственно равны 1 и 20 см$^{-1}$.

Низкочастотные составляющие из исходной реализации отфильтровывались фильтром Рожкова (1979), параметры фильтрации выбирались равными 3, 141, 141 или 3, 71, 191. „Сырые" оценки спектров турбулентности сглаживались функциями Хемминга и Парзена.

Методические погрешности измерений термоанемометром рассматриваются ниже (см.с.189), где указывается на то, что измерения турбулентности проводились не в режиме буксировки, поэтому в исходных записях флуктуаций гидродинамических величин нет составляющих, связанных с рысканьем несущих гондол, вибраций корабля. Влияние поверхностных волн было исключено с помощью установки турбулиметра на притопленном буе. В тех случаях, когда измерения проводились с борта судна без притопленных буев, колебания скоростей течений, связанных с поверхностными волнами, исключались путем их фильтрации из исходной реализации по методике А.Ю.Бенилова, Б.Н.Филюшкина (1970). Схема расположения станций измерения турбулентности представлена на рис.4.2.1.

Приведем пример фильтрации волновых составляющих из суммарного спектра. Спектр суммарного сигнала можно представить в виде

$$S_c(\omega) = S_T(\omega) + S_v(\omega), \qquad (4.2.1)$$

где $S_T(\omega)$ – спектр полезного сигнала (турбулентности); $S_v(\omega)$ – спектр пульсаций скорости за счет волн.

Когерентность возвышений свободной поверхности и пульсаций вертикальной составляющей скорости течений рассчитывалась по формуле

$$F^2(\omega) = \frac{|S_v^2(\omega)|}{S_T(\omega) \cdot S_v(\omega)}. \qquad (4.2.2)$$

Тогда спектр полезного сигнала („чисто турбулентный") находился по формуле

$$S_T(\omega) = [1 - F^2(\omega)] \cdot S_c(\omega). \qquad (4.2.3)$$

В суммарном спектре пульсаций скоростей течений $S_c(\omega)$ и возвышений свободной поверхности $S_\xi(\omega)$ выделяются близкие составляющие с волновыми числами, соответствующие временным масштабам: 1) поверхностных волн (τ = 2.5 с); 2) качки судна (τ = 6 с); 3) микрометеорологического максимума (τ = 60 с).

Когерентность $F^2(\omega)$ пульсаций скоростей течений и волн максимальна на волновых числах K, соответствующих временным масштабам ветровых волн (F^2 = 0.85). При больших волновых числах колебания скоростей течений и волн некогерентны. Вклад волно-

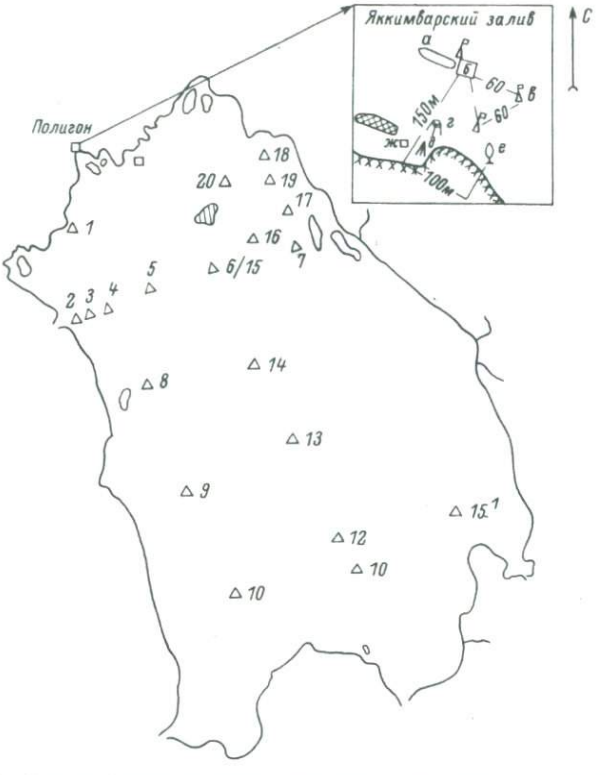


Рис.4.2.1. Схема расположения основных станций измерений турбулентности в прибрежной зоне озера на полигоне (врезка) и открытой части.

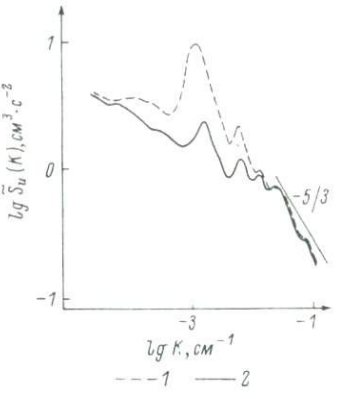
а – экспедиционное судно; б – понтон; в – буйковые станции; г – мачта; д – волнограф; е – вихремер; ж – лимнограф.

вых составляющих в спектр пульсаций скоростей $S_C(K)$ составлял около 40% в рассматриваемом диапазоне. После процедуры (4.2.3) спектр пульсаций скоростей $S_T(K)$ принимал вид, представленный на рис.4.2.2. На данном спектре можно отметить следующие особенности: 1) выделяется энергонесущая зона на $K = 10^{-3}$ см$^{-1}$, которая соответствует временным масштабам микрометеорологического максимума;

2) заметны небольшие всплески в $S(K)$ на волновых числах, близких к качке судна и ветровых волн, что объясняется, вероятно, недостаточно качественной фильтрацией;

3) в более коротковолновой области спектра отмечается спад энергии с наклоном, несколько большим, чем „–5/3", что, вероятно, связано с влиянием архимедовых сил.

Рис.4.2.2. Спектр пульсаций скорости течений $S_u(k)$ без фильтрации (1) и при фильтрации волновой составляющей (2).



В спектре пульсаций скоростей ветра $S_{\bar{v}}(K)$ отмечаются колебания с периодами около 1 мин. Подобные значения составляющих отмечаются также в работах ряда авторов, исследовавших спектр метеорологических процессов (Колесникова, Монин, 1965).

4.2.1. Спектральная структура мелкомасштабной турбулентности в прибрежной зоне озера

Систематические исследования турбулентности в прибрежной зоне Яккимварского залива Ладожского озера были проведены как с неподвижного свайного основания, установленного на глубине 5 м, так и с борта НИС „Талан". Во время исследований в районе неподвижного основания отмечались условия, близкие к гомотермии, и устойчивая стратификация вод. Измерения пульсационных характеристик скорости, температуры, ультразвука (термоанемометрами и зондом ВНИИФТРИ) проводились в разных фоновых условиях при скорости ветра 0–14 м/с.

Низкочастотный диапазон спектра пульсаций скоростей течений, полученный по данным на трех АБС в Яккимварском заливе, характеризуется наличием нескольких энергонесущих зон (рис.4.2.3), соответствующих:

– временным масштабам бризовых колебаний радиационного происхождения; пульсации скоростей этого вида отмечаются практически по всему озеру (Филатов, 1978);

– колебаниям с периодом 4.5 ч; как показали исследования Т.И.Малининой (1967) и наблюдения в 1976–1979 гг., в колебаниях уровня Яккимварского залива отмечаются сейшевые движения с этим периодом, которые могут быть причиной соответствующих пульсаций скоростей;

– пульсациям скоростей с периодом 20 мин, соответствующим по времени масштабам одноузловой сейши Яккимварского залива;

– колебаниям течений в верхнем слое озера с цикличностью в несколько минут, которые связаны с циркуляциями Ленгмюра; эти колебания, как оказалось (Рянжин, 1975), вносят очень большой вклад в формирование эпилимниона; они же при разрушении могут быть источником мелкомасштабной турбулентности;

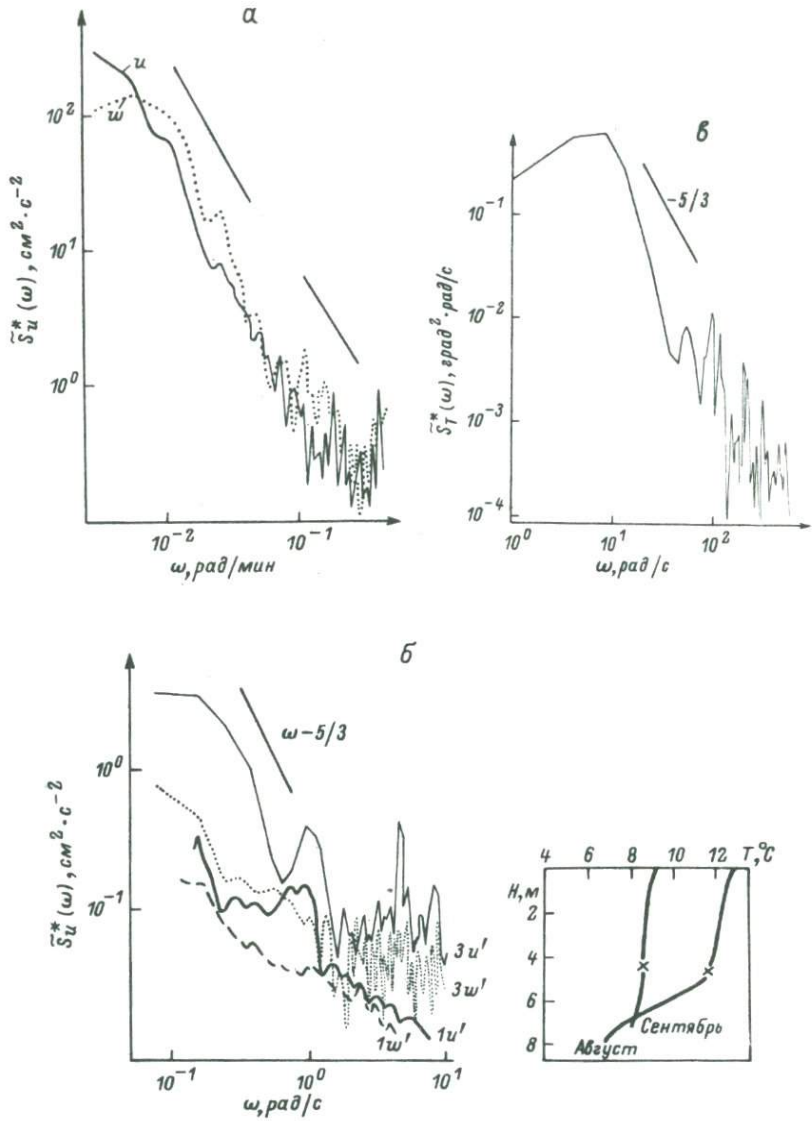


Рис.4.2.3. Спектры пульсаций для мелководной зоны (полигон).

а – скорости течений, диапазон частот 10–10 рад/м; б – скорости течений, диапазон частот 10–10 рад/с; в – температуры воды, диапазон частот 0.01 –10 рад/с. На в р е з к е – распределение температуры воды.

– наконец, уже упоминавшимся колебаниям с цикличностью 1 мин.

Эти же энергонесущие зоны спектра присущи глубоководной открытой части озера и другим его заливам. Однако в спектрах течений заливов может встречаться максимум, соответствующий собственным колебаниям залива.

Исследуемый диапазон частот (10^{-1}–10 рад·с$^{-1}$) является достаточно низкочастотным для мелкомасштабной турбулентности, однако помехи электронных систем остаются незначимы.

Интенсивность изменчивости пульсаций течений для анализируемого диапазона частот, по данным всех трех АБС, установленных в заливе, составляет 1.5–1.7. Таким образом, средние течения, на фоне которых происходит флуктуации течений, достаточно устойчивы. Изменчивость течений носит в заливе анизотропный характер: так, отношения σ_u/σ_w для трех АБС варьируют от 1.6 до 2.3. Между основными энергонесущими зонами имеются спады энергии, которые приближенно можно аппроксимировать наклоном –5/3.

На рис.4.2.3 представлены нормированные спектры пульсаций компонент скоростей и температуры воды для разных горизонтов. Анализ спектров $\tilde{S}^*_{u'}(\omega)$, $\tilde{S}^*_{w'}(\omega)$ позволяет сделать вывод о том, что вид их неодинаков на разных горизонтах, нет четкой зависимости спектральной структуры пульсаций скоростей от глубины.

Большой вклад в кинетическую энергию в рассматриваемом диапазоне частот вносят колебания с характерным временным масштабом 1 мин. С удалением от поверхности с 2 до 4.5 м энергия колебаний микрометеорологического максимума уменьшается. Как было показано выше, данные флуктуации вызваны порывами ветра, имеющими ту же цикличность, причем колебания скоростей лучше выражены в продольной (u') составляющей, чем в вертикальной (w').

Разрушение этих колебаний может порождать каскад более мелких вихрей, наклоны спектров в области частот 0.1–0.5 рад·с$^{-1}$ приблизительно аппроксимируются показателем степени n при ω, равным –5/3. Равенство σ_u и σ_w для этих частот и характерный наклон спектра могут свидетельствовать о наличии участка локальной изотропии. В период устойчивой стратификации вод (июль-август) эта область спектра имеет большой спад энергии – n =2.0–2.6, что, вероятно, связано с подавлением турбулентности архимедовыми силами. Спектры пульсаций температуры воды в это время имеют мощный максимум на низкой частоте, связанной с внутренними волнами. С увеличением частоты энергия закономерно убывает. Интенсивность турбулентных флуктуаций температуры составляет всего 0.03 при средней температуре на горизонте 5.920±0.005°С.

На частоте ω_i = 3.4 рад·с$^{-1}$ в спектрах пульсаций скоростей эпилимниона обнаружены энергонесущие зоны с высоким уровнем энергии. Синхронные записи ветрового волнения и пульсаций скоростей свидетельствуют о том, что колебания скоростей на этих частотах связаны с поверхностными волнами.

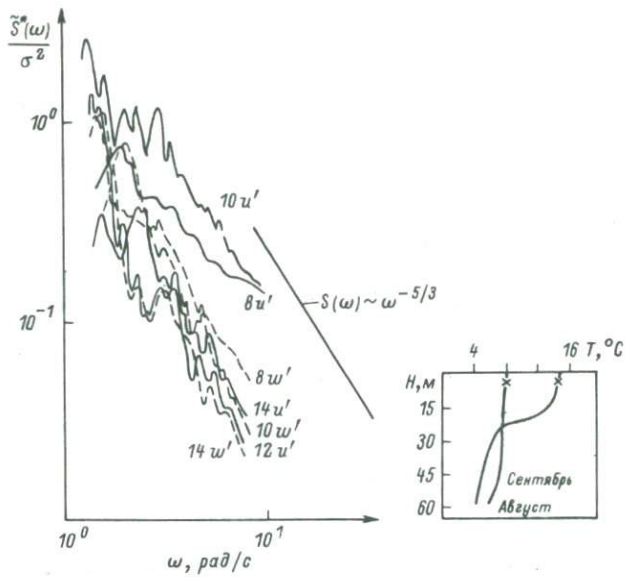


Рис.4.2.4. Спектры пульсаций скоростей течений - $S_u^*(\omega), S_w^*(\omega)$ - для нескольких станций.

На врезке - распределение температуры воды в глубоководной зоне озера.

Таким образом, спектр пульсаций скоростей течений в Якким-варском заливе Ладожского озера достаточно сложный, поэтому мелкомасштабная озерная турбулентность, очевидно, имеет несколько механизмов генерации, к которым можно отнести:

- обрушение поверхностных волн и диффузию турбулентности,
- неустойчивость течений в заливе,
- разрушение циркуляций Ленгмюра,
- конвективные движения при неустойчивой плотностной стратификации,
- опрокидывание внутренних волн, которые имеют место в заливе при наличии стратификаций слоев воды (июль-сентябрь).

4.2.2. Спектральная структура мелкомасштабной турбулентности в глубоководной зоне озера

Измерения мелкомасштабной турбулентности в открытой части озера проводились на станциях, указанных на схеме (рис.4.2.1), с притопленных буев для исключения влияния поверхностных волн и непосредственно с борта судна. Среднеквадратические величины σ_u,

σ_w продольной и вертикальной составляющих не превышают в диапазоне составляющих частот 0.01–1.5 Гц, 2.3 см·с$^{-1}$, а интенсивность турбулентности (J) не превышает 0.6 (табл.4.2.1). Полученные данные совпадают с результатами Л.Б.Лозовацкого и Р.В.Озмидова (1978) для прибрежной зоны Балтийского моря. Для низкочастотной ($\omega_j > 2$ рад·с$^{-1}$) области спектра пульсации скоростей не изотропны. В спектрах эпилимниона при наличии ветрового волнения отмечаются энергонесущие зоны на соответствующей частоте.

Спектральная структура мелкомасштабной турбулентности с глубиной меняется. Примерно на половине длины поверхностной волны становятся незначительными составляющие на частоте, соответствующей поверхностным волнам. При отсутствии стратификации вод энергонесущие зоны, присущие поверхностному слою, сохраняются до глубины 2–27 м. При устойчивой стратификации вод (июль, 1978, рис.4.2.4) в слое скачка в спектре пульсаций появляются дополнительные энергонесущие зоны, связанные с внутренними волновыми движениями. Низкочастотная область спектра пульсаций скоростей течений $\omega_j < 2$ рад·с$^{-1}$ не изотропна, среднеквадратические отклонения компонент σ_u и σ_w существенно различны. Высокочастотная область спектра ($\omega_j > 10$ рад·с$^{-1}$) при гомотермии может аппроксимироваться наклоном спектра, показателем степени n при K, равным –5/3. При наличии внутренних волн высокочастотная область спектра пульсаций $S_T(\omega)$ имеет более крутой спад энергии, обусловленный подавлением турбулентности архимедовыми силами. В спектрах пульсаций температуры воды и скорости звука для поверхностного слоя озера (рис.4.2.5) выделяются те же энергонесущие зоны, что и в спектрах пульсаций скоростей. На частотах 2 рад·с$^{-1}$ когерентность колебаний температуры воды и скорости звука составляет 0.85, а разность фаз 290°, т.е. датчик температуры воды реагирует с запаздыванием примерно на четверть периода по сравнению с датчиком скорости звука. В спектрах пульсаций температуры воздуха, полученных с помощью турбулиметра DISA, отмечается небольшой максимум на частоте микрометеорологических колебаний, а в высокочастотной области $\tilde{S}_T^*(\omega)$ отсутствуют энергонесущие максимумы.

4.3. СКОРОСТЬ ДИССИПАЦИИ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЭНЕРГИИ

Одной из важнейших характеристик турбулентности является скорость диссипации турбулентной энергии ($\bar{\varepsilon}_i$). В инерционном интервале локально-изотропной турбулентности $\bar{\varepsilon}_i$ показывает, какое количество энергии турбулентности превращается в теплоту за единицу времени, а в низкочастотной – анизотропной области – скорость вырождения крупных вихрей.

Для относительно низкочастотного интервала спектра турбулентности ($\omega_i - \omega_j$ = 0.004–0.04 рад/с) прибрежной зоны озера, на

Таблица 4.2.1

Характеристики мелкомасштабной турбулентности (центральная часть озера, ст.14, Н–60 м)

Горизонт, м	τ_{ij}, дин·см$^{-2}$	σ_u, см·с$^{-1}$	σ_w см·с$^{-1}$	$\frac{\sigma_w}{\sigma_u}$	$J=\frac{\sigma}{\bar{u}}$	$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$	K, см^2/с
Июнь ($\bar{v}_a$ = 4 м/с)							
0.5	0.75	1.6	0.25	0.75	0.13	0.04	19
1.0	1.38	2.7	1.3	0.48	0.27	0.16	86
3.0	0.56	2.5	0.9	0.36	0.31	0.015	37
5	0.87	1.4	0.8	0.57	0.06	0.007	124
10	0.03	2.3	0.3	0.11	0.18	0.005	6
15	0.36	2.8	1.5	0.54	0.25	0.003	12
20	0.23	2.7	1.4	0.52	0.27	0.003	8
Июль ($\bar{v}_a$ = 6 м/с)							
0.5	0.31	1.58	1.1	0.72	0.13	0.003	103
2	0.49	1.3	1.2	0.94	0.1	0.006	89
5	0.86	0.73	1.3	1.84	0.05	0.004	215
10	0.19	0.47	0.8	1.70	0.05	0.012	16
15	0.77	1.76	0.96	0.54	0.7	0.006	12
20	0.09	1.9	0.95	0.5	0.1	0.002	36
27	0.008	1.0	0.71	0.67	0.19	0.0025	3

участках спада энергии с показателем степени n при волновом числе K, равном –5/3, и локальной изотропии потока, $\bar{\varepsilon}_i$ были рассчитаны по формуле (Монин, Яглом, 1965).

$$\tilde{S}(K) = c \cdot \bar{\varepsilon}_i^{-2/3} \cdot K^{-5/3},$$

где K – волновое число, c = 0.48.

Рассчитанные значения $\bar{\varepsilon}_i$ для прибрежной зоны Яккимварского залива в условиях, близких к гомотермии, приведены в табл.4.3.1. Скорость диссипации турбулентной энергии, как показывают данные табл.4.3.1, имеет тенденцию к уменьшению с увеличением расстояния от берега. Это, вероятно, связано с тем, что более мелковод-

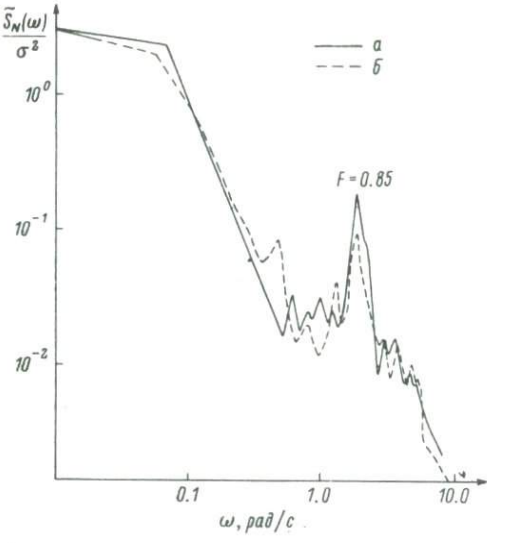


Рис.4.2.5. Спектры пульсаций температуры воды (а) и скорости ультразвука (б) в ядре термоклина.

F – значение когерентности.

ная зона озера может получать дополнительный приток энергии за счет обрушения волн, разрушения инерционных движений при выходе их на мелководье. Основными источниками энергии в этой области спектра являются инерционные и сейшевые движения, в более высокочастотной – ленгмюровские движения и поверхностные волны. Для высокочастотной области спектра $\bar{\varepsilon}_i$ рассчитывалась для участков, на которых спад энергии в спектре был близок к –5/3 при безразличной и устойчивой стратификации вод (табл.4.3.2). Для глубоководной области озера скорость диссипации $\bar{\varepsilon}_i$ вычислялась из уравнения баланса турбулентной энергии в предположении отсутствия диффузии и адвекции турбулентности и в пренебрежении работой против сил Архимеда:

$$\bar{\varepsilon}_i = -\bar{u}'\bar{w}' / \frac{\partial u}{\partial z} .$$

Скорость диссипации турбулентной энергии в поверхностном слое прибрежной и глубоководной зон озера меняется от $4.2 \cdot 10^{-4}$ до $4.5 \cdot 10^{-3}$ см^2/с^3. При увеличении скорости ветра ($\bar{v}_\alpha$) с 5 до

Таблица 4.3.1

Скорость диссипации турбулентной энергии ($\bar{\varepsilon}_i$) в прибрежной зоне озера для низкочастотного диапазона турбулентности

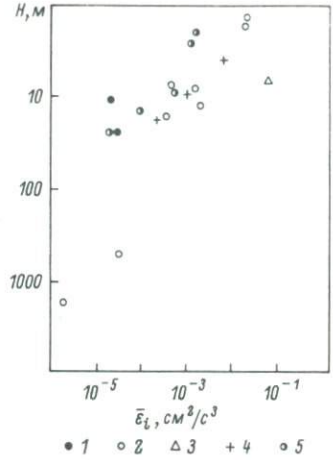
№ станции	Горизонт, м	Расстояние от берега, м	$\bar{\varepsilon}_i$, см^2/с$^{-3}$
1	5	150	$2.80 \cdot 10^{-2}$
2	5	115	$0.44 \cdot 10^{-2}$
3	5	50	$0.28 \cdot 10^{-2}$

Таблица 4.3.2

Скорость диссипации турбулентной энергии ($\overline{\varepsilon}_i$) для прибрежной и глубоководной зон озера

№ станции	Скорость ветра, м/с	Горизонт, м	$\overline{\varepsilon}_i$, $см^2/с^{-3}$
		Прибрежная зона	
1	5–6	2	$4.2 \cdot 10^{-2}$
2	3–5	2	$0.50 \cdot 10^{-2}$
3	5–6	2	$0.29 \cdot 10^{-2}$
4	5–6	4.5	$1.10 \cdot 10^{-2}$
		Глубоководная зона	
4	5–6	5	$1.3 \cdot 10^{-4}$
8	5	5	$1.2 \cdot 10^{-4}$
9	3	5	$2.2 \cdot 10^{-3}$
10	3–4	5	$4.5 \cdot 10^{-3}$
12	5	5	$2.2 \cdot 10^{-3}$
14	5	5	$5.6 \cdot 10^{-3}$
14	8	5	$0.4 \cdot 10^{-3}$
14	5	3	$1.5 \cdot 10^{-3}$
14	5	4	$1.2 \cdot 10^{-3}$
14	5	5	$0.4 \cdot 10^{-3}$
14	5	10	$0.2 \cdot 10^{-3}$
14	5	20	$0.7 \cdot 10^{-3}$
14	5	40	$0.2 \cdot 10^{-4}$
14	5	50	$0.5 \cdot 10^{-5}$

Рис.4.3.1. Изменение скорости диссипации турбулентной энергии ($\bar{\varepsilon}_i$) с глубиной в Каспийском море (1), Тихом океане (2), озерах Онтарио (3), Тахо (4) и Ладожском.



8 м/с $\bar{\varepsilon}_i$ увеличилась с $5.6 \cdot 10^{-3}$ до $0.4 \cdot 10^{-3}$ см^2/с$^{-3}$. С глубиной скорость диссипации турбулентной энергии постепенно уменьшается до $0.5 \cdot 10^{-5}$ см^2/с^3. Представление о скорости диссипации турбулентной энергии в некоторых крупных озерах дает рис.4.3.1. Исключая результаты М.Пальмера по оз.Онтарио (Palmer, 1973), значения $\bar{\varepsilon}_i$ для остальных объектов – озер Ладожского, Тахо и Каспийского моря – близки. Здесь же приведены для сравнения данные Гранта с соавторами (Grant et al., 1968) по Тихому океану. Большие отклонения значений $\bar{\varepsilon}$ для оз.Онтарио объясняются недостаточно удачной конструкцией измерительной системы.

Приведенные на рис.4.3.1 значения $\bar{\varepsilon}_i$ аппроксимируются зависимостью $\bar{\varepsilon}_i \sim Z^{-0.7}$. Для получения статистически значимых характеристик регрессионной зависимости необходимо бо́льшее число измерений $\bar{\varepsilon}_i$ при разных фоновых условиях.

4.4. КОЭФФИЦИЕНТЫ ВЕРТИКАЛЬНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА В ОЗЕРАХ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ ДАННЫМ

Как уже указывалось, прямые измерения коэффициентов вертикального турбулентного обмена в озерах практически не производились. Однако возможность одновременного измерения u'-, w'-компонент пульсаций скоростей в пресном водоеме с помощью простого V-образного термоанемометра позволила рассчитать коэффициенты турбулентного обмена импульсом. При этом для расчетов использовалась гипотеза Буссинеска о пропорциональности напряжений Рейнольдса градиентам средней скорости. Коэффициент обмена вычислялся по формуле

$$K_z = \frac{-\rho \bar{u}'\bar{w}'}{\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}} \quad . \qquad (4.4.1)$$

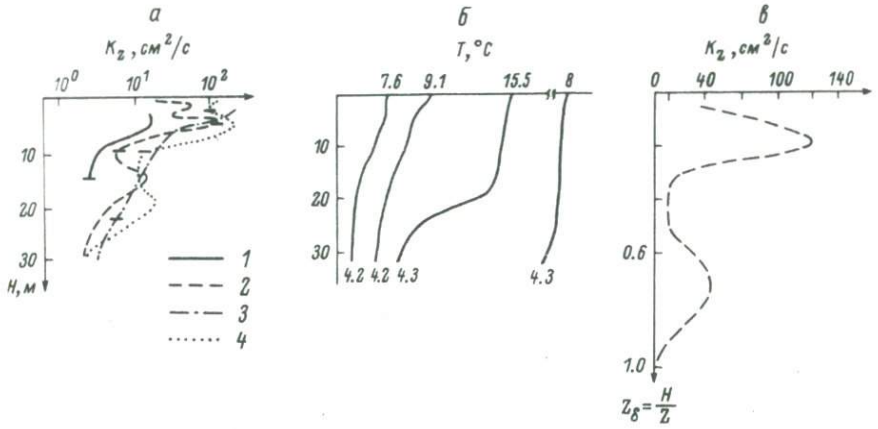


Рис.4.4.1. Коэффициенты вертикального турбулентного обмена (K_z) в Ладожском озере по экспериментальным данным для разного типа устойчивости вод (а), распределение температуры воды в озере (б), аппроксимативная зависимость для коэффициента турбулентного обмена от безразмерной глубины $z_б$ (в) по данным, полученным в Ладожском озере, гидролотках и численных экспериментах (Лайхтман и др., 1977).

1 – начало июля; 2 – конец июля; 3 – август; 4 – сентябрь.

Для расчетов K_z в Ладожском озере были поставлены специальные эксперименты в прибрежной и глубоководной зонах озера. Фоновые условия при этом были весьма разнообразны. В прибрежной зоне озера измерения проводились с неподвижной 6-метровой мачты на горизонтах 0.5, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0, 5.5 м, а в глубоководной – в зависимости от распределения температуры воды. Экспериментально полученные значения коэффициента обмена K_z сравнивались с таковыми, определенными путем численных расчетов по некоторым моделям турбулентности.

На рис.4.4.1 приведен построенный по результатам пяти экспериментов график зависимости K_z от безразмерной глубины озера ($z_б = \frac{z}{H}$). При гомотермии (сентябрь) нижней границей было дно (при общей глубине 60 м), а при стратификации – верхняя граница термоклина. Результаты, приведенные на данном рисунке, относятся к глубоководной зоне озера (глубины 20–60 м), период осреднения данных – 5 мин; стрелками показаны возможные ошибки в определении величины K_z.

Из полученной нами зависимости следует, что в распределении K_z в озере имеется максимум в приповерхностном слое на 0.3 $z_б$. Относительно большой разброс в оценках K_z для приповерхностного слоя объясняется тем, что коэффициенты были рассчитаны для

скоростей ветра от 3 до 8 м·с$^{-1}$ при гомотермии и стратификации. Так, при скорости ветра менее 6 м·с$^{-1}$ этот максимум K_z находился выше горизонта 5 м, а при увеличении скорости ветра до 8 м/с опустился ниже этого горизонта. При наличии скачка температуры в распределении K_z отмечается второй, относительно небольшой максимум над термоклином. Ниже горизонта 10 м значения K_z резко убывают, не превосходя 5 см^2·с$^{-1}$ на горизонте 20 м и на горизонте 30 м становясь меньше 1 см^2·с$^{-1}$. При заглублении термоклина (июль, рис.4.4.1) наблюдается смещение максимума K_z, при этом относительное положение максимумов сохраняется на уровне 0.3 и 0.8 z_6. При гомотермии (сентябрь, рис.4.4.1) второй максимум отсутствует. Во время штиля, как показали измерения, величины K_z в поверхностном слое составляют 3–5 см^2·с$^{-1}$.

Согласно результатам численного эксперимента (Лайхтман и др., 1975), в верхнем слое океана возможно существование двух максимумов в распределении коэффициентов K_z. Об этом же свидетельствуют и лабораторные эксперименты (Бредшоу, 1970; Шелковников и др., наст.изд.) в открытых каналах, а также экспериментальные исследования в подледном слое оз.Байкал (Анисимова и Сперанская, 1972). Однако перечисленные выше эксперименты не типичны для навигационного периода крупного озера.

Прямые измерения коэффициентов вертикального турбулентного обмена (K_z) в Каспийском море на глубине 37 м провели Арсеньев, Доброклонский и др. (1975). К сожалению, в их работе не приведены данные для верхнего 5-метрового слоя, где возможно ожидать максимум в распределении K_z. С глубиной K_z в Каспийском море постоянно убывает по абсолютной величине до горизонта 30 м, а затем постепенно увеличивается до горизонта 37 м. По абсолютной величине значения K_z в Каспийском море при тех же скоростях ветра несколько больше, однако необходимо учесть, что период осреднения при их расчете составлял 30 мин. Другие экспериментальные определения коэффициентов обмена K_z импульсом (например, Колесников, 1960, и др.) можно отнести к условиям, не типичным для крупного озера, и поэтому их трудно сравнить с полученными результатами.

4.5. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ТУРБУЛЕНТНОГО ОБМЕНА

Как показывают экспериментальные исследования, сложность вертикальной структуры эпилимниона, многообразие механизмов, формирующих эту структуру, вызывают трудности в создании методов расчета его характеристик. В первую очередь это относится к моделированию энергии турбулентности и коэффициентов вертикального турбулентного обмена, которые являются существенно переменными величинами как во времени, так и по глубине. Для создания относительно универсальных методов моделирования турбулентности эпи-

лимниона часто используется система уравнений турбулентности (Калацкий, 1978).

В рамках „дифференциального" описания исследуем турбулентность в озере, полагая, что поля скорости и температуры постоянны во времени. Масштаб такого процесса – менее суток. Уравнение баланса турбулентной энергии в соответствии с гипотезой Колмогорова $K = l\sqrt{b}$ при постоянном масштабе турбулентности имеет вид

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \frac{2}{3}\alpha_\beta l \frac{\partial^2 b^{3/2}}{\partial z^2} - \frac{b^{3/2}}{C4l} + lb^{1/2}\left[\alpha_T \gamma_T g \frac{\partial T}{\partial z} + \left|\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right|^2\right], \quad (4.5.1)$$

где α_β – параметр, характеризующий отношение коэффициента диффузии турбулентности к коэффициенту турбулентной вязкости; α_T – параметр, характеризующий отношение коэффициента массо- и теплообмена к коэффициенту турбулентной вязкости; C – коэффициент диссипации; l – масштаб турбулентности; g – ускорение силы тяжести.

Одним из наименее исследованных является параметр C, называемый коэффициентом диссипации. Для атмосферы по экспериментальным данным получено, что $C = 0.0046$ (Монин, Яглом, 1965); Куфтарков и Фельзенбаум при расчетах течений применяли $C = 0.0625$; по оценкам С.А.Китайгородского и Миропольского $C = 0.1$; Ю.С. Егорова с соавторами (1974) – $C = 5$; В.И.Калацкого (1978) – $C = 0.046$. Столь большие различия в определении величины коэффициента диссипации энергии турбулентности можно объяснить следующим. Для стационарных условий в поверхностном слое при оценке баланса энергии турбулентности обычно не учитывают влияние сил плавучести. В этом случае для сохранения баланса вся генерируемая энергия должна диссипировать в пределах рассматриваемого слоя и поэтому величина C достигает максимальных значений. В случае, если вся энергия, передаваемая ветром течению и волнам, диссипируется в тепло в некотором слое h, то $C = 1$.

При решении нестационарной задачи формирования и эволюции термоклина, когда главные потери энергии турбулентности связаны с работой против сил плавучести,[1] диссипативный член и коэффициент диссипации должен иметь минимум. Именно такая задача решается в настоящей работе, поэтому C выбирается равным 0.046.

---

[1] Б.А.Каган (1964) при оценке членов уравнения баланса энергии турбулентности в чисто дрейфовых течениях показал, что при экспоненциальном изменении коэффициента турбулентности и плотности диссипация составляет около 30% от генерации, остальные 70% тратятся на работу против архимедовых сил.

Обозначив $\varphi(z,t) = \alpha_T \gamma_T g \frac{\partial T}{\partial z} + \left| \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right|^2$, считаем φ заданной и мало меняющейся во времени. Уравнение (4.5.1) не описывает турбулентный режим, где φ близко к нулю. Действительно, турбулентность, порожденная сдвигом средней скорости течений из-за малой устойчивости слоев, исчезает на некоторой критической глубине. Заменим φ на $\varphi \cdot H(b)$, где $H(b)$ – функция Хевисайда:

$$H(b) = \begin{cases} 1 & \text{при } b > 0, \\ 0 & \text{при } b \leq 0. \end{cases}$$

Тогда уравнение (4.5.1) преобразуется в следующий вид:

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \frac{3}{2} \alpha_B l \frac{\partial^2 b^{3/2}}{\partial z} - \frac{b^{3/2}}{C^4 l} + b^{1/2} l H(b) \varphi. \qquad (4.5.2)$$

Выражение (4.5.2) представляет собой нелинейное нестационарное уравнение параболического типа. Аналитическое решение для некоторых упрощенных случаев дано В.И.Калацким (1978).

4.5.1. Модель турбулентности эпилимниона при сдвиге скорости течений

В том случае, когда основная часть энергии передается первоначально сдвиговому течению, в соответствии с оценками, приведенными В.И.Калацким (1978), пренебрегая диффузионным членом, уравнение энергии турбулентности запишем в виде

$$\frac{\partial b}{\partial t} = - \frac{b^{3/2}}{C^4 l} + b^{1/2} l \varphi H(b). \qquad (4.5.3)$$

Начальные условия – $b(z)0) = 0$.
Масштаб турбулентности считаем зависимым от глубины, $l = \varkappa z + z_0$, z_0 – параметр шероховатости, определенный для данной скорости ветра по формуле Чарнока. При принятых начальных условиях решение (4.5.2) имеет вид

$$b = \begin{cases} C^4 l^2 \varphi th^2 \left(\frac{t}{2C^2} \sqrt{\varphi} \right) & \text{при } \varphi \geqslant 0 \\ 0 & \text{при } \varphi < 0. \end{cases} \qquad (4.5.4)$$

Анализ уравнения (4.5.4) показывает, что эпилимнион охвачен турбулентностью, ниже его турбулентность отсутствует.

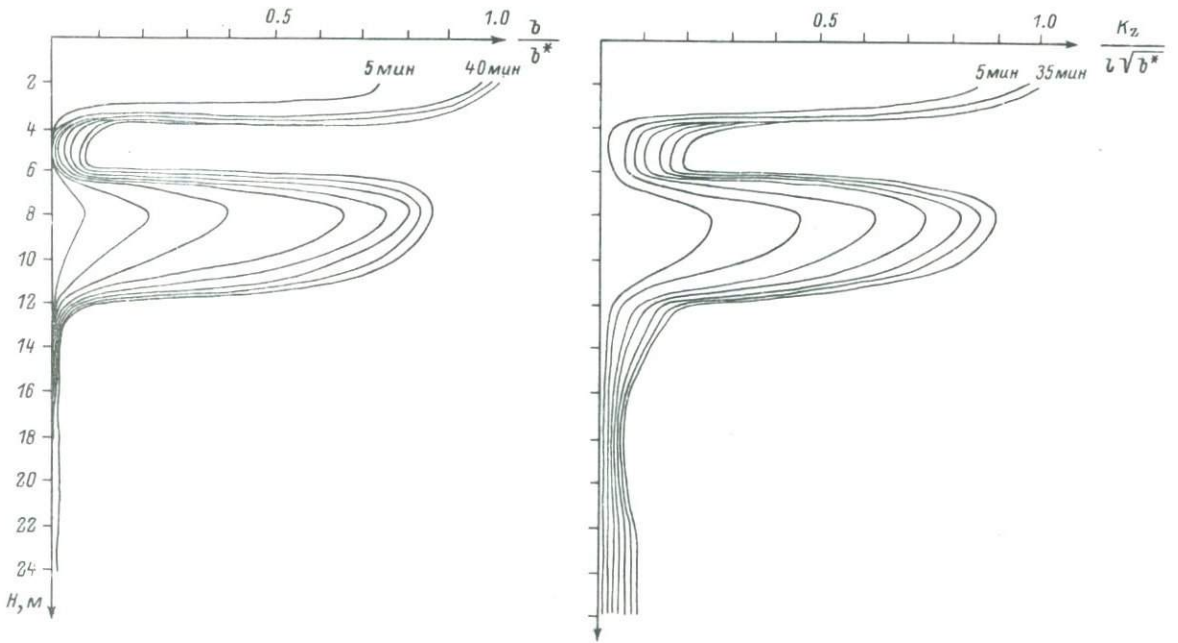


Рис.4.5.1. Изменение с глубиной и во времени энергии турбулентности (b/b^*) и коэффициентов турбулентного обмена ($\frac{K_z}{l\sqrt{b^*}}$) в Ладожском озере при генерации турбулентного обмена сдвиговыми эффектами.

Для численных расчетов значения $\frac{\partial T}{\partial z}$ и $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ были получены по натурным данным, собранным на Ладожском озере. Расчетный шаг по времени был выбран равным 5 мин, а по глубине – 2 м. Скорость ветра в июле для указанного профиля температуры и скорости течений была 8 м·с$^{-1}$, а в июле – 6 м·с$^{-1}$.

На рис.4.5.1 дано в безразмерном виде изменение с глубиной и во времени энергии турбулентности $\frac{b}{b^*}$ и коэффициентов вертикального турбулентного обмена $\frac{K}{l\sqrt{b^*}}$. Как показывает рисунок, энергия турбулентности при рассматриваемых условиях стремится к насыщению через 35–40 мин, дальнейшее приращение ее по этой модели невелико. Минимальная глубина распространения турбулентности – 12 м (слой максимальных градиентов). Коэффициент вертикального турбулентного обмена K, как и b, имеет максимум на глубине 8 м и у поверхности озера на горизонте 2 м. По абсолютной величине K_z имеет максимум в подповерхностном слое и составляет 1142 см^2·с$^{-1}$ на 1 м при шаге времени 5 мин, а на том же горизонте при последнем шаге по времени K_z составляет 1337 см^2·с$^{-1}$.

В июле профили изменения энергии турбулентности и коэффициентов обмена имеют более сложный вид: отмечается три максимума, турбулентность распространяется до глубины 18 м. Минимум энергии турбулентности и значений K_z отмечаются в слое максимальных градиентов плотности и резких изменений модуля скорости течений.

4.5.2. Модель турбулентности эпилимниона при обрушении поверхностных волн и диффузии турбулентности

При обрушении поверхностных волн происходит взбалтывание тонкого поверхностного слоя озера. Рассмотрим, следуя В.И.Калацкому (1978), нестационарную диффузионную модель эпилимниона. Считая, что преобладающим процессом в энергоснабжении является диффузия с поверхности воды, в уравнении (4.5.3) принимаем $\varphi = 0$, тогда уравнение баланса турбулентной энергии для нестационарной диффузионной модели примет вид

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \frac{2}{3}\alpha_b l \frac{\partial^2 b^{3/2}}{\partial z^2} - \frac{b^{3/2}}{c^4 l} . \qquad (4.5.5)$$

Исследуем процесс турбулизации жидкости, вызванный в начальный момент времени возмущением на поверхности озера. Со временем

это возмущение распространяется в глубь озера. Решение уравнения (4.5.5) определяет характер этого распространения возмущения.

Если поток энергии турбулентности через поверхность жидкости при $t>0$ отсутствует, то условием ограниченности энергии турбулентности будет

$$\left.\frac{\partial b}{\partial z}\right|_{Z=0} = 0, \quad b(\infty, t) < \infty .$$

Решив уравнения:

$$\begin{aligned} b &= \frac{1}{a^2}\,\eta(Z,t)\cdot\exp(-st), \\ \tau &= \frac{2}{S}\left[1-\exp\left(-\frac{S}{2}t\right)\right], \\ \eta &= \Phi(x)\cdot f(\tau), \\ \Phi(x) &= \begin{cases} \frac{1}{15}\left(x_0^2 - x^2\right)^2 & \text{при } x < x_0 \\ 0 & \text{при } x > x_0 , \end{cases} \end{aligned} \qquad (4.5.6)$$

где x_0 – постоянная, получим, что в любой момент времени $t>0$ ($\tau > 0$) турбулентностью охвачен лишь слой конечной толщины $0<Z<Z_0(t)$, за пределами которого турбулентность отсутствует. Другими словами, в верхнем слое озера образуется фронт турбулизированной жидкости, который распространяется с определенной скоростью в глубь озера.

Поступление турбулентной энергии принимаем в виде импульса, хотя в реальных условиях оно может быть и непрерывным. Турбулентная энергия поступает квантами интенсивностью b_0 с интервалом времени Δt, необходимым на диссипацию основной части поступившей энергии. Поскольку интервал времени небольшой, эта схематизация не должна сильно исказить реальную картину.

На рис.4.5.2 представлено распределение энергии турбулентности. Графики распределения коэффициентов обмена здесь не приводятся, поскольку по виду они будут одинаковы с графиками для b, так как масштаб турбулентности принимается постоянным в этой модели. Расчеты были сделаны по экспериментальным данным, полученным в 1977–1978 гг. для июня и июля (рис.4.5.2). Как показывает анализ численных экспериментов, в эпилимнионе имеет место эффект пространственной локализации турбулентных возмущений. Характерные размеры сформированной таким образом турбулентной области совпадают с толщиной изотермического слоя озера.

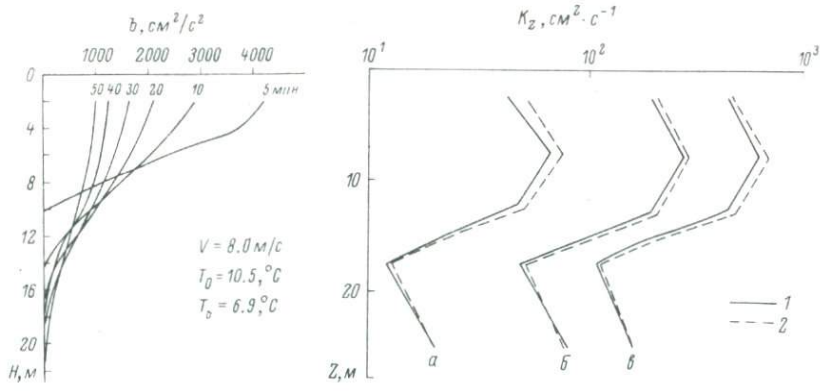


Рис.4.5.2. Изменение во времени и по глубине энергии турбулентности ($\bar{b}$) в озере при генерации турбулентности обрушением поверхностных волн и диффузии турбулентности.

Рис.4.5.3. Вертикальное распределение коэффициентов обмена, рассчитанных по формулам (4.5.7 - 1) и (4.5.8 - 2) для скоростей ветра 5 (а), 10 (б) и 15 м/с (в).

4.5.3. Некоторые другие модели турбулентности

Рассмотрим некоторые другие модели турбулентности для эпилимниона. Решая систему уравнений движения и баланса турбулентной энергии для случая генерации турбулентности сдвиговыми эффектами в дрейфовых течениях (Егоров, Лайхтман, Радикевич, 1974) и учитывая силы плавучести, получим формулу:

$$K_{z_1} = \frac{\tau_\alpha}{2\sqrt{\rho \alpha_\rho \pi g \frac{\partial \rho}{\partial z}}} , \qquad (4.5.7)$$

а с учетом генерации энергии турбулентности, ее диссипации и сил плавучести, коэффициент вертикального турбулентного обмена имеет вид:

$$K_{z_2} = \frac{\tau_d \varkappa^2}{2\sqrt{\rho \alpha_\rho \pi g \varkappa^4 \frac{\partial \rho}{\partial z} + C\rho^2 \pi \omega_z^2}} , \qquad (4.5.8)$$

при этом касательное напряжение определено по формуле

$$\tau_d = C_d \cdot \bar{v}_a^2 . \qquad (4.5.9)$$

Здесь C_d – коэффициент трения = $2.5 \cdot 10^{-3}$; ρ_α – плотность воздуха = $1.27 \cdot 10^{-3}$; ω_z – угловая скорость вращения Земли = $= 7.29 \cdot 10^{-5}$ c^{-1}; $\varkappa = 0.4$; $C = 5$; $\rho = 1$ (CGS); $\varphi = 61^\circ$ – широта Ладожского озера; $\frac{\partial \rho}{\partial z}$ – выбиралась из наблюдений (см. табл.4.5.1); $\alpha_\rho = 0.1$.

Коэффициенты турбулентного обмена рассчитывались для скоростей ветра соответственно 5, 10, 15 м/с. На рис.4.5.3 приведены распределения коэффициентов вертикального турбулентного обмена (K_z) по формуле (4.5.7). Из него видно, что максимум в распределении K_z при скорости ветра $\bar{v}_a$ = 5–15 $м^2 \cdot с^{-1}$ отмечается на горизонте 7–8 м, а в приповерхностном слое – второй, небольшой. Профиль K_z при изменении скорости ветра не меняется, а меняются лишь абсолютные значения коэффициентов обмена. Существенное влияние на величину K_z имеет градиент плотности воды и выбор α_ρ. Если α_ρ выбрать равным 1 вместо 0.1, то значение K_z увеличивается в несколько раз. Полученный профиль величины K_z в зависимости от глубины места не противоречит полученным экспериментальным данным, а для скоростей ветра 5–10 м/с – весьма близок по абсолютной величине.

Использозание зависимостей (4.5.7–4.5.8) для нахождения коэффициентов турбулентности не учитывает процесс взаимного приспособления полей скорости течения и турбулентности, обусловленной сдвиговыми механизмами. Поэтому представляет интерес рассмотреть, как будет меняться вертикальный профиль K_z и скорости дрейфовых течений $\bar{u}$ при последовательном приближении. При этом профиль плотности и скорость ветра задается по натурным данным (табл.4.5.1). Расчет выполнен для центральной части Ладожского озера (т.14).

На первом этапе по формуле $K_z = 1.02 \cdot \bar{v}_a^3$ определялся коэффициент турбулентного обмена, а затем рассчитывалось вертикальное распределение модуля скорости дрейфового течения:

$$\bar{u} = \frac{\tau \cdot \exp^{-\alpha z}}{K_z \rho \cdot \alpha \sqrt{2}} , \qquad (4.5.10)$$

где

$$\alpha = \sqrt{\frac{\omega_z}{K_z}} , \quad l = \varkappa \sqrt{\frac{K_z}{\omega_z}} .$$

Затем для расчета K_z^1 используется зависимость, полученная из уравнения баланса энергии турбулентности:

$$K_z^1 = \sqrt{\left[\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2 - \alpha_\rho g \frac{1}{\rho} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial z}\right] l^4} . \qquad (4.5.11)$$

Далее расчет повторяется при

$$a = \sqrt{\frac{\omega_z}{K_z^1}} \quad \text{и} \quad l = \varkappa \sqrt{\frac{K_z^1}{\omega_z}} \quad \text{и}$$

вновь рассчитывается $\bar{u}$, а после – второе приближение для K_z^2 и так далее. Предварительные расчеты по формуле (4.5.10) не дали численных результатов, так как под корнем получается отрицательная величина. В этом случае K_z в слое скачка приравнивался к молекулярному значению, т.е. K_z = 1 см^2/с (табл.4.5.1).

Представленные в табл.4.5.1 результаты взаимного приспособления скорости и турбулентности показали, что расчеты можно прекратить на третьем шаге, так как профили скорости и коэффициентов турбулентного обмена почти не меняются. Полученные значения K_z^{1-3} примерно в три раза больше, чем K_z^0, абсолютные значения близки экспериментальным, а модуль скорости несколько меньше, чем наблюденный.

С.В.Доброклонский (1947), используя результаты карманской теории подобия и трохоидальной теории волн, получил зависимость для коэффициентов турбулентного обмена в виде:

$$K_z = \frac{\pi \varkappa^2 h_0^2}{18\tau} \exp^{-4\pi z/\lambda}, \qquad (4.5.12)$$

где h_0 – высота ветровых волн; λ – длина волн; τ – период.

Позднее С.А.Китайгородский (1970) применил гипотезу Кармана о пути смещения и, используя теорию размерностей, получил зависимость

$$K_z = 8\varkappa^2 (z + dh)^2 \frac{\sigma}{\tau} \exp^{-2\pi z/\lambda}, \qquad (4.5.13)$$

где d = const = 0.2; σ – крутизна волн = $\frac{h_0}{\lambda}$.

При этом интегральный коэффициент турбулентного обмена –

$$K_z = B \cdot \sigma \beta^3 \frac{\bar{v}_a^3}{g}, \qquad (4.5.14)$$

где $B = \frac{32\varkappa^2}{3\pi^5} = 0.002$; $\beta = \frac{a}{\bar{v}_a}$ – возраст волны.

Расчет параметров волн для Ладожского озера был произведен по зависимостям, полученным Ф.Ф.Воронцовым (1966). Скорость ветра для расчетов K_z и параметров ветровых волн для Ладожского озера была выбрана 5, 10, 15 м·с$^{-1}$. При тех же скоростях ветра значения коэффициентов вертикального обмена K_z при „волновом" перемешивании на порядок меньше, чем при генерации турбулентности за счет сдвиговой неустойчивости дрейфовых течений (рис.4.5.4).

Таблица 4.5.1

Пример расчета „адаптации" средней скорости и турбулентности

Z, см	T°C	ρ, г/см^3	$\frac{\Delta\rho}{\Delta z}$	K_z^0	$\alpha \cdot 10^4$	l см	$\bar{u}$	$\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$	K_z^1	α_1	l_1	$\bar{u}$
000	8,1	0.999870	0	106	7.75	520	2.97	$1.9 \cdot 10^{-3}$	226	$5.3 \cdot 10^{-4}$	755	2.04
500	8.1	0.999870	0	106	7.75	520	2.02	$1.3 \cdot 10^{-3}$	155	$6.4 \cdot 10^{-4}$	625	1.56
1000	8.1	0.999870	0	106	7.75	520	1.37	$7.4 \cdot 10^{-4}$	88	$8.5 \cdot 10^{-4}$	470	1.30
1500	8.1	0.999870	$1.2 \cdot 10^{-8}$	106	7.75	520	1.00	$7.4 \cdot 10^{-4}$	23	$1.6 \cdot 10^{-3}$	250	0.91
2000	8.0	0.999876	$3.4 \cdot 10^{-8}$	106	7.75	520	0.63	$4.0 \cdot 10^{-4}$	19	$1.8 \cdot 10^{-3}$	222	0.27
2500	7.7	0.999893	$3.4 \cdot 10^{-8}$	106	7.75	520	0.43	$2.8 \cdot 10^{-4}$	2	$5.6 \cdot 10^{-3}$	71	0.10
3000	7.4	0.999910	$2.0 \cdot 10^{-8}$	106	7.75	520	0.29	$1.8 \cdot 10^{-4}$	0.8	–	–	–
3500	7.2	0.99992	$2.8 \cdot 10^{-8}$	106	7.75	520	0.20	$1.2 \cdot 10^{-4}$	0.01	–	–	–
4000	6.9	0.999934		106	7.75	520	0.14					–

$\frac{\partial \bar{u}_1}{\partial z}$	K_z^2	z, см	α_2	l_2	$\bar{u}$	$\frac{\partial \bar{u}_2}{\partial z}$	K_z^3	α_3	l_3	$\bar{u}$	$\frac{\partial \bar{u}_3}{\partial z}$
$9.6 \cdot 10^{-4}$	245 245	000			1.95					1.97	
		500	$5.1 \cdot 10^{-4}$	784	1.51	$8.8 \cdot 10^{-4}$	242	$5.1 \cdot 10^{-4}$	784	1.53	$8.8 \cdot 10^{-4}$
$5.2 \cdot 10^{-4}$	91 91	1000	$8.4 \cdot 10^{-4}$	478	1.38	$2.6 \cdot 10^{-4}$	26	$1.6 \cdot 10^{-3}$	250	1.18	$7.0 \cdot 10^{-4}$
$7.8 \cdot 10^{-4}$	77 77	1500	$9.1 \cdot 10^{-4}$	439	0.89	$9.8 \cdot 10^{-4}$	84	$8.7 \cdot 10^{-4}$	459		$5.6 \cdot 10^{-4}$
$1.3 \cdot 10^{-3}$	20 20	2000	$1.8 \cdot 10^{-3}$	222	0.19	$1.4 \cdot 10^{-3}$	20	$1.8 \cdot 10^{-3}$	222	0.90	$1.4 \cdot 10^{-3}$
$5.4 \cdot 10^{-4}$	1 1	2500	$7.9 \cdot 10^{-3}$	51	0.00	$3.8 \cdot 10^{-4}$	1	$7.9 \cdot 10^{-3}$	51	0.19 0.00	$3.8 \cdot 10^{-4}$

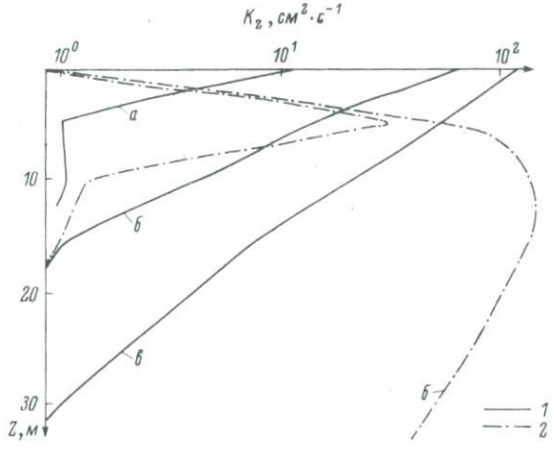


Рис.4.5.4. Вертикальное распределение коэффициентов обмена по формулам Доброклонского (4.5.12 – 1) и Китайгородского (4.5.13 – 2) для скоростей ветра 5 (а), 10 (б) и 15 м/с (в).

Распределение K_z , рассчитанных по формуле С.В.Доброклонского, имеет максимум на поверхности. Так, при скорости ветра 5 м·с$^{-1}$ K_z равнялся 12, а при скорости ветра 10 м·с$^{-1}$ – 70 см^2·с$^{-1}$ При скорости ветра 5 м·с$^{-1}$ турбулизация эпилимниона происходит до глубины 12 м, а по формуле С.А.Китайгородского – до 18 м. Распределение K_z , рассчитанных по формуле (4.5.13), имеет максимум на горизонте 5 м, а при усилении ветра до 10 м/с – на 12 м. На поверхности коэффициенты обмена имеют минимум (K_z = 11 см^2 × ×с$^{-1}$). С.А.Китайгородский доказал, что такой минимум на поверхности объясняется тем, что в самом поверхностном слое перемешивание определяется упорядоченными волновыми движениями. При средней скорости ветра в озере, близкой к 10 м/с$^{-1}$, турбулентное перемешивание достигает глубин 49 м, а при бóльших ветрах – дна озера. Однако из этого вовсе не следует, что ветровое перемешивание доходит до глубин 20 м, так как вследствие быстрого уменьшения с глубúной скорости ветрового течения величина потока импульса также резко уменьшается.

Таким образом, в формировании поверхностного квазиоднородного слоя принимает участие как ветровое перемешивание за счет поверхностных волн, так и перемешивание при сдвиговой неустойчивости. Вероятнее всего, самые поверхностные слои разрушаются под действием перемешивания, обусловленного очень большими градиентами скорости в волновом течении, и при орбитальном движении частиц воды. Энергия турбулентности за счет сдвига средних течений может оказаться недостаточной для преодоления сил плавучести в самом поверхностном слое, получающем максимум тепловой энер-

Таблица 4.5.2

Значения коэффициентов вертикального турбулентного обмена (K_z, см^2/с), полученные по зависимостям (4.5.8 – K_{z_1}; 4.5.12 – K_{z_2}; 4.5.13 – K_{z_3}) и натурным данным при различных скоростях ветра (м/с) для центральной части озера

Горизонт, м	По зависимостям									По экспериментальным данным при $\bar{v}$ = 3–8 м/с
	5 м/с			10 м/с			15 м/с			
	K_{z_1}	K_{z_2}	K_{z_3}	K_{z_1}	K_{z_2}	K_{z_3}	K_{z_1}	K_{z_2}	K_{z_3}	
0–5	42	12	0.6	199	66	0.3	449	135	0.6	22
5–10	67	0.2	30	270	15	82	608	55	8	80
10–15	49	1.6	13	199	4	156	449	22	201	120
15–20	12	0	3	51	1	169	116	9	293	17
20–25	20	0	0.6	81	0.2	146	185	4	329	19
25–30						78		1	298	30
30–35										2

гии летом. Поэтому после ветрового перемешивания, когда температурные градиенты резко уменьшаются и уменьшается устойчивость вод, начинается формирование квазиоднородного слоя за счет сдвиговой неустойчивости.

Величины коэффициентов вертикального турбулентного обмена (K_z), полученные по зависимостям (4.5.7; 4.5.8; 4.5.12; 4.5.13) и экспериментальным данным для центральной глубоководной части озера, приведены в табл.4.5.2. По абсолютной величине значения K_z, рассчитанные по формуле (4.5.12), превосходят таковые по другим зависимостям и по экспериментальным данным. По форме изменения с глубиной коэффициента обмена заметно сходство зависимостей (4.5.8) и (4.5.13), которые имеют максимум на некоторой глубине ниже свободной поверхности, в то время как значения K_z, полученные по формуле (4.5.12), – на поверхности. По абсолютной величине K_z, рассчитанные по формуле (4.5.13), близки к экспериментальным значениям K_z, определенным для скоростей ветра 3-8 м/с. Однако расположение максимумов не совпадает. Впрочем, совпадения и не следовало ожидать, поскольку значения, рассчитанные по формулам (4.5.12; 4.5.13), принадлежат лишь генерации турбулентности при обрушении поверхностных волн, а по формулам (4.5.7; 4.5.8) – за счет сдвиговых эффектов. Определенные экспериментально величины K_z могут характеризовать турбулентность,

сформированную несколькими причинами. Неплохое качественное совпадение значений K_z с экспериментальными данными позволяет отдать предпочтение при практических расчетах зависимостям (4.5.8; 4.5.13).

4.6. К ВОПРОСУ О ЧИСЛЕННОМ МОДЕЛИРОВАНИИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГИДРОФИЗИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ ЛАДОЖСКОГО ОЗЕРА

Постановка задачи

При исследовании гидрофизических процессов в крупных озерах возникает необходимость оценки вклада вертикального турбулентного обмена в формирование гидрофизических полей. Показано (Sundaram, Rehm, 1972), что в данном случае имеют место сугубо нестационарные процессы, причем большую роль играет развивающаяся стратификация.

В качестве одного из методов анализа предлагается система численных одномерных моделей (MOTECON):

$$\frac{\partial u}{\partial t} - lu = \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial u}{\partial z}, \tag{4.6.1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + lu = \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial v}{\partial z}, \tag{4.6.2}$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K_T \frac{\partial T}{\partial z}, \tag{4.6.3}$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} K_C \frac{\partial C}{\partial z}, \tag{4.6.4}$$

$$K_z = K_{0z} (1 + 10\,Ri)^{-1/2}, \tag{4.6.5}$$

$$K_T = K_C = K_{0z} (1 + 3.33\,Ri)^{-3/2}, \tag{4.6.6}$$

$$K_{0z} = w^2 \left[a \frac{z_0^2}{\nu} \left| \frac{\partial w}{\partial z} \right| + b \right]^2 \frac{\left| \frac{\partial w}{\partial z} \right|}{A \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + B \left| \frac{\partial w}{\partial z} \right| + C}, \tag{4.6.7}$$

$$Ri = -\alpha g \frac{\frac{\partial T}{\partial z}}{\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2}, \quad w = \sqrt{u^2 + v^2}.$$

Здесь u, v – составляющие вектора скорости; T – температура; C – концентрация консервативной примеси; K_z, K_T и K_C – соответственно коэффициенты обмена импульсом, турбулентной температуропроводности и турбулентной диффузии; K_{0z} – коэффициент обмена при безразличной стратификации; Ri – градиентное число Ричардсона; w – модуль скорости течения; $\frac{\partial w}{\partial z}$ – его градиент по вертикали; z_0 – параметр шероховатости; ν – кинематическая вязкость; α, b, A, B, C – эмпирические константы; $\varkappa = 1.36 \cdot 10^{-5}$ (T–4) – коэффициент термического расширения воды.

Систему (4.6.1)–(4.6.7) замыкают граничные и начальные условия:

$$\text{при } z=0: \; K\frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\tau_x}{\rho}; \; K\frac{\partial v}{\partial z} = -\frac{\tau_y}{\rho}; \; C_p \rho K_T \frac{\partial T}{\partial z} = (T - T_e)K; \; C(0,t) = C_0; \quad (4.6.8)$$

$$\text{при } z=h: \; u = v = 0; \; \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial C}{\partial z} = 0;$$

$$\text{при } t=0: \; u = v = 0; \; T(z,0) = T_c; \; C(z,0) = 0. \quad (4.6.9)$$

Здесь τ_x, τ_y – составляющие тангенциального напряжения ветра; K – коэффициент теплопередачи; T_e – равновесная температура.

Введение выражений (4.6.5)–(4.6.6) обусловлено необходимостью учета влияния термической стратификации. Выражение (4.6.7) заимствовано из работы О.В.Казакова (1978).

Исследования С.В.Рянжина (Рянжин, 1980) показали, что циркуляция Ленгмюра играет большую роль в формировании верхнего квазиоднородного слоя. Для количественной оценки ее вклада при достижении ветром скорости, с которой начинает развиваться циркуляция, в систему MOTECON вместо уравнений (4.6.3)–(4.6.4) вводятся следующие:

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \bar{w}_0 \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial T}{\partial z}, \quad (4.6.3a)$$

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \bar{w}_0 \frac{\partial C}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} K_z \frac{\partial C}{\partial z}, \quad (4.6.4a)$$

где $\bar{w}_0 = C_1 v_a^{C^2}$; (4.6.10)

$$K_z = \frac{0.5 C_1^2 \cdot v_a^{2c_2}}{\tilde{N}_i}.$$

Здесь $\overline{w}_0$ – средняя вертикальная компонента скорости течения в полосе конвергенции циркуляции Ленгмюра; K_z – коэффициент обмена; v_α – скорость ветра; C_1, C_2 – эмпирические константы; $\widetilde{N}_i$ – характерная частота Вяйсяля–Брендта в слое $z_л$; $z_л = C_1 v_\alpha^{C^2}/\widetilde{N}_i$ – глубина проникновения циркуляции. Расчет с учетом (4.6.3а)–(4.6.4а) выполняется до глубины $z_л$, далее система решается в первоначальном виде.

Правомерно ли использование системы MOTECON, если учесть, что гидрофизические поля в таком большом глубоководном озере, как Ладожское, очевидно, трехмерны? Полагаем, что такой подход допустим.

Известно, что в Ладожском озере существует несколько районов, воды которых можно рассматривать (с определенными допущениями) как отдельное водное тело с характерной горизонтальной квазиоднородностью (исключая движение воды), где перераспределение идет в основном по вертикали. Как было показано (Sundarm, Rehm, 1972), в формировании сезонного термоклина в озерах основную роль играет вертикальный обмен. Адвекция тепла безусловно существует, но ее роль в формировании вертикальной структуры менее значительна. Учет конвекции наиболее важен в период охлаждения водоема и зимой, а остальное время им можно пренебречь.

Натурные наблюдения по определению электропроводности вод Ладожского озера показали, что распространение речных вод вполне локализовано. Учитывая характер общеозерной циркуляции в Ладожском озере (Охлопкова, 1966; Филатов и др., 1978) и тот факт, что речные воды практически все время легче озерных, можно сделать вывод, что вертикальная диффузия если не преобладает, то, по крайней мере, сопоставима с горизонтальной.

Предварительные итоги

В качестве первого этапа разработки системы MOTECON было получено численное решение для уравнений (4.6.3)–(4.6.4) с постоянным по глубине (на каждом временном шаге) коэффициентом вертикального обмена, который рассчитывается по формуле, полученной А.И.Фельзенбаумом:

$$K_z = \frac{\gamma}{4\rho_0 K} v_\alpha H, \qquad (4.6.11)$$

где γ – постоянная, равная $3.25 \cdot 10^{-6}$; ρ_0 – средняя плотность воды (в нашем случае равная единице); K – ветровой коэффициент; v_α – скорость ветра на данном шаге по времени; H – глубина места.

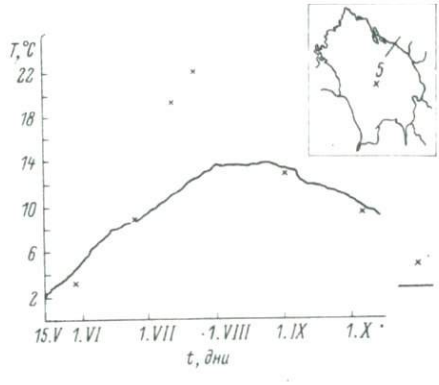


Рис.4.6.1. Сезонный ход поверхностной температуры воды на ст.5 (врезка) в Ладожском озере по натурным данным (1) и результатам численных расчетов (2).

Решение было получено с использованием неявной разностной схемы методом прогонки. Шаг по времени равнялся одному часу. Для расчета потока тепла на поверхность были использованы метеоданные по о.Сухо за период с 16 мая по 15 октября 1962 г. В качестве объекта рассматривалась ст.5 южного разреза на Ладожском озере (рис.4.6.1). Стратификация полагалась безразличной, т.е. $Ri = 0$. Для решения уравнения (4.6.4) рассматривался случай действия ветра силой 5 м/с в течение 3 суток.

Как и следовало ожидать, отсутствие параметра стратификации в решении определило гомотермию на расчетных профилях. На рис. 4.6.1 показано распределение поверхностной температуры во времени. Для сравнения были использованы натурные данные, полученные А.И.Тихомировым (Тихомиров, 1968). Резкое различие расчетных и наблюденных температур в период максимального прогрева обусловлено тем, что тепло равномерно „перекачивается" по всей водной толще, не накапливаясь в верхнем слое (из-за отсутствия в уравнении стратификационного параметра). В целом же модель удовлетворительно воспроизводит сезонный ход температуры воды.

Решение уравнения (4.6.4) показало, что установление стационарного режима в процессе турбулентной диффузии наступает уже через 12-13 часов. Следует отметить, что основное количество поступающей примеси распределяется в верхнем 15-метровом слое при глубине озера в данной точке 40 м (за нижнюю значимую границу принималось 10%-ное содержание примеси). Расчеты для глубины 20 м показали, что толщина этого слоя уменьшается до 12 м. Результаты проделанных расчетов свидетельствуют о том, что модель качественно верно описывает происходящие в озере процессы.

4.7. ВНУТРЕННИЕ ВОЛНЫ И ТУРБУЛЕНТНОСТЬ В ОЗЕРАХ

Внутренние волны, которые являются одним из эффективных механизмов генерации мелкомасштабной турбулентности в озерах, экспериментально изучены в настоящее время довольно слабо. К числу работ, в которых в той или иной степени исследовались внут-

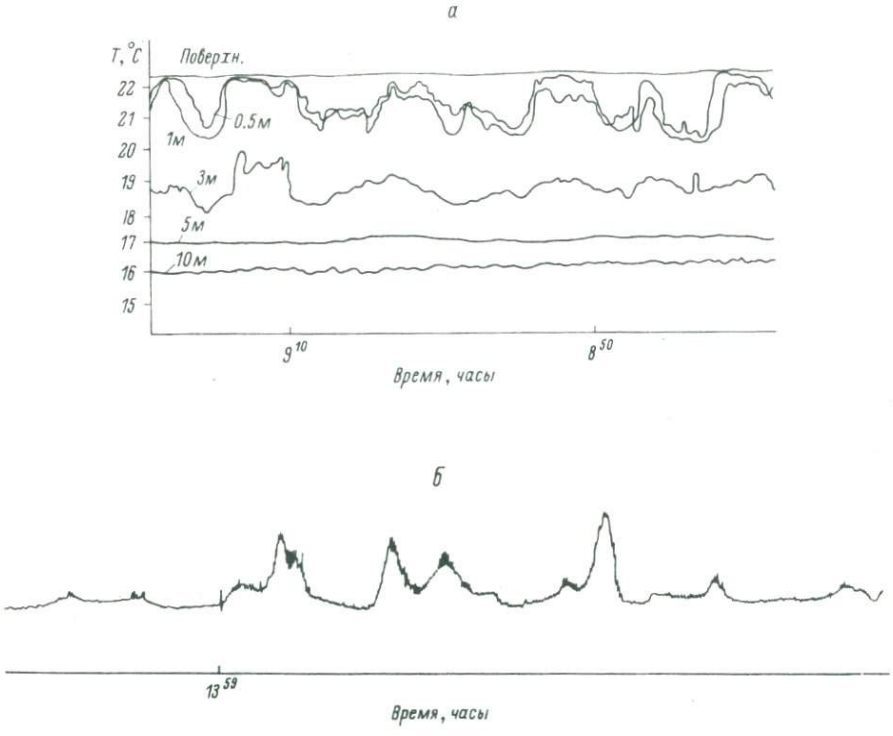


Рис.4.7.1. Распределение температуры воды в Ладожском озере.

а – в прибрежной зоне (полигоне) на нескольких горизонтах; б – в глубоководной зоне, ядро металимниона.

ренние волны и процессы перемешивания, можно отнести исследования С.А.Торпе (Thorpe, 1977), Д.И.Шваба (Shwab, 1977). На Ладожском озере, где ставились специальные эксперименты по изучению мелкомасштабной турбулентности, внутренние волны, процессы взаимодействия их, генерации турбулентности внутренними волнами практически не изучены. Так, в работе Ю.С.Егорова с соавторами (1978) исследуется временная изменчивость температуры воды в диапазоне частот от 10^{-2}–10^{0} $ч^{-1}$ и 10^{-3}–10^{-2} $с^{-1}$. В спектре пульсаций температуры воды на горизонтах 10, 25, 50 м выделяются составляющие с временными масштабами синоптических, суточных и 11–9-часовых колебаний. Флуктуации с цикличностью 11–9 ч трактуются в этой работе, видимо, не совсем точно. Вполне вероятно, колебания с этой цикличностью могут быть связаны с внутренними колебаниями на частоте, близкой к инерционной (f). Колебания течений на этой частоте являются одним из мощных источников изменчивости в озерах, морях и океанах. Флуктуации температуры на

этой частоте отмечаются по экспериментальным данным редко. Ниже показано, что возможной причиной обнаруженных колебаний температуры воды могут быть внутренние – инерционные волны. В цитируемой работе показано, что диапазон частот спектра 10^{-3}–$10^{-2}\,c^{-1}$ аппроксимируется $\tilde{S}_T^*(\omega) \sim \omega^{-(2\div3)}$, а более высокочастотная $\omega_j > 10^{-2}\,c^{-1}$ имеет несколько энергонесущих зон, соответствующих временным масштабам 12-2.5 мин. Колебания температуры воды с цикличностью 7 мин связываются с колебаниями на частоте Вяйсяля-Брендта (N_i). Однако, как показано в этой же работе, период, соответствующий частоте Вяйсяля-Брендта, различен для рассматриваемых горизонтов.

Летом 1976-1978 гг. в открытой глубоководной зоне Ладожского озера были проведены исследования внутренних волн. Измерения проводились термокосой с набором датчиков, изготовленных на основе термисторов, имеющих в воде постоянную времени 0.5 с. Одновременно с измерениями внутренних волн проводилось зондирование температуры и скорости звука в воде измерителем „Зонд" ВНИИФТРИ. Фиксировались также средние течения и пульсации скоростей течений.

На рис.4.7.1 приведены характерные записи изменений температуры воды в прибрежной и глубоководной зонах озера. Эти записи показывают, что в озере существуют упорядоченные волновые движения. Две основные гармоники внутренних волн имеют периоды соответственно 5 и 2 мин. Полагая, что температура является консервативной характеристикой среды, т.е. средний перенос отсутствует ($\bar{u} = 0$), что является недостаточно строгим предположением, и, учитывая ряд других традиционных предположений о характере свободных внутренних волн, рассчитаем амплитуды смещений частиц жидкости от положения равновесия по формуле (Краусс, 1968)

$$\eta = -\frac{A_j}{\frac{\partial T}{\partial z}}, \qquad (4.7.1)$$

где $\frac{\partial T}{\partial z}$ – средний градиент температуры в рассматриваемом слое;
A_j – амплитуда колебаний температуры.
Тогда вертикальная составляющая скорости ($\bar{w}$) внутренних волн определяется из равенства

$$\bar{w} = \frac{2\eta}{\tau}, \qquad (4.7.2)$$

где τ – период волны. В табл.4.7.1 приведены некоторые характеристики внутренних волн, полученные по экспериментальным данным.

Из таблицы следует, что при относительно больших градиентах температуры вертикальные составляющие скорости внутренних волн могут иметь достаточно большие величины. Так, для второй гар-

Таблица 4.7.1

Характеристики внутренних волн в Яккимварском заливе озера

Гармоника	Период, (τ), мин	Амплитуда (A_j), град	$\frac{\partial T}{\partial z}$	Амплитуда волны (α_i), м	Скорость ($\bar{w}$), см·с$^{-1}$
			Глубина 5 м		
1	5	1	0.2	2	1.33
2	2	0.5	0.2	1	1.66
			Глубина 10 м		
1	5	0.5	0.2	0.5	0.33
2	2	0.25	0.5	0.5	0.83

моники на горизонте 5 м вертикальная составляющая скорости достигает величины 1.66 см/с.

На записях пульсаций температуры воды (рис.4.7.1) имеются характерные высокочастотные составляющие в гребнях и подошвах внутренних волн. Эти колебания имеют частоты выше локальной частоты Вяйсяля-Брендта. Вполне возможно, что эти колебания температуры воды могут отражать неустойчивость внутренних волн. Так, например, О.Филлипс (1969) показал, что внутренние волны могут быть неустойчивыми вблизи гребней и подошв, если выполняется критерий

$$K^2\alpha^2 > 4\left\{\frac{N_i}{n} - \frac{n}{N_i}\right\}^{-2}, \qquad (4.7.3)$$

где K – волновое число; λ – длина волны; N_i – частота Вяйсяля-Брендта; n – частота внутренних волн; α – амплитуда.

При наблюдениях (август 1977 г., в центральной части озера) внутренних волн с периодом 5 мин, λ = 50 м, α = 5 м, K = 0.126 рад/м, n – 1.256 рад/м, N_i = 6.21 рад/м, критерий Филлипса выполняется (0.398 > 0.175). Однако необходимым условием, при котором может выполняться этот критерий, $Ri > \frac{1}{4}$. Менее жесткие требования на Ri используются в критерии Брайена, Орланского (Федоров, 1976). По разным данным, критерий Филлипса в ряде случаев неприемлем, однако в экспериментах Вудса он хорошо подтверждается.

В прибрежной зоне озера при определенных уклонах дна внутренние волны могут обрушиваться и генерировать мелкомасштабную турбулентность. У.Манк и М.Вимбуш (1969) показали, что внутрен-

ние гравитационные волны с частотой n начинают разрушаться при $Sin\,\theta = \frac{n}{N_i}$, где θ - угол наклона дна. Проведенные в течение двух сезонов исследования в прибрежной зоне озера одновременно с неподвижного основания, установленного на H = 5 м, и гидрофизического судна, установленного на два якоря на H = 13 м, свидетельствует о том, что критерий Манка-Вимбуша в прибрежной зоне озера для волн с частотой n = 0.02 рад/с, N_i = 0.05 рад/с, $Sin\,\theta$ = = 0.09 выполняется.

Исключительно большие для озера амплитуды внутренних волн (10 м) были зафиксированы при прохождении атмосферного фронта, который привел к образованию внутреннего бора на термоклине (рис.4.7.2). После прохождения бора в термоклине в течение нескольких часов отмечались короткие внутренние волны, амплитуда которых постепенно уменьшалась. Действовавший над озером юго-западный ветер со скоростью 10-15 м/с привел к нагону воды у западного берега и способствовал существенной перестройке термической структуры озера. На рис.4.7.3 показаны разрез температуры воды поперек Ладожского озера (г.Приозерск-о.Мантинсаари) и схема циркуляции вод. Для сравнения использован рисунок, заимствованный из работы К.Х.Мортимера (1978), на котором показана схема циркуляции вод и температурный разрез оз.Уиндермир. При сгонно-нагонных явлениях у восточного берега Ладожского озера наблюдается апвелинг относительно холодных вод из гиполимниона. По вертикали распределение температуры воды близко к гомотермии - число $Ri < \frac{1}{4}$, у западного же берега термоклин выражен более четко - число Ri в слое 10-20 м равно 15. Как показано К.Х.Мортимером на примере оз.Уиндермир и подтверждается результатами, полученными на Ладожском озере, у наветренного берега неустойчивость обостряется из-за возвратного нагона, в результате чего внутренние волны могут обрушиваться, при этом образуются большие турбулентные завихрения. Усиление вертикального турбулентного обмена у наветренного западного берега в этом случае подтверждается прямыми измерениями напряжений Рейнольдса, коэффициентов турбулентного обмена, которые больше в точке 4 (западный берег), чем в точке 7 (восточный берег у о.Мантинсаари).

Существенным результатом перестройки термодинамической структуры озера под действием шторма является перераспределение биогенных элементов и планктонных организмов. Приведенные выше результаты показывают, насколько велика роль импульсных источников, таких как штормы, метеофронты, в образовании мощных вихревых возмущений - инерционных колебаний (Филатов, 1978) - и внутренних боров и волн, которые в свою очередь приводят к существенному перераспределению биогенных элементов и планктонных организмов в озере. Поэтому справедливым представляется вывод Мортимера о том, что при моделировании, например, сезонного хода

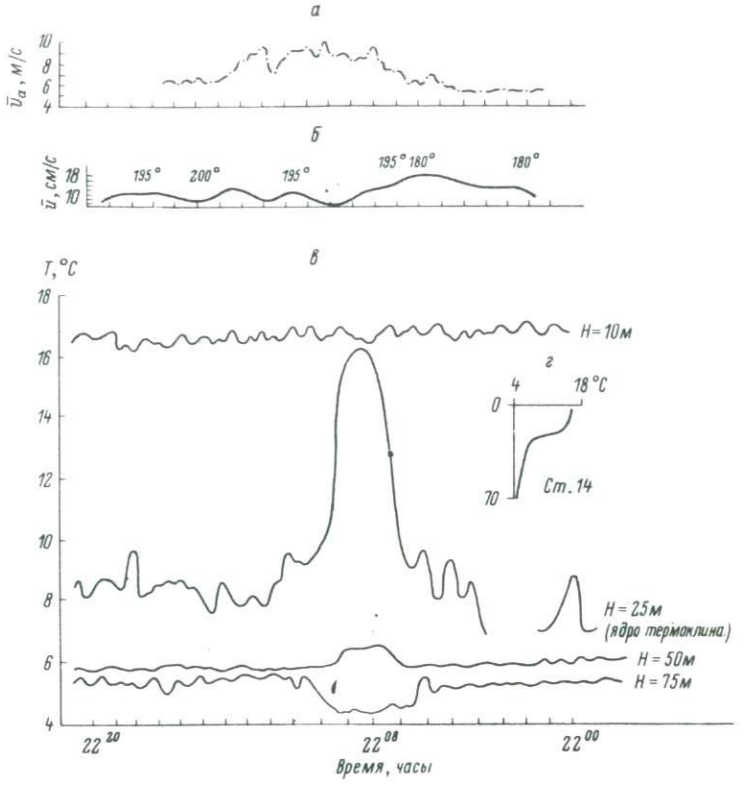


Рис.4.7.2. Бор на термоклине.

а – распределение скорости ветра; б – изменение скорости течений; в – ход температуры на нескольких горизонтах; г – распределение температуры воды на ст.14.

экосистемы озера, когда стационарные долгопериодные изменения термодинамической системы моделируются относительно хорошо, первоочередное внимание необходимо уделять экспериментальному исследованию, моделированию короткопериодных локальных возмущений.

Для глубоководной зоны озера по результатам измерений температуры воды были рассчитаны спектры флуктуаций температуры воды для нескольких горизонтов. На рис.4.7.4 представлены спектры $\widetilde{S}_T^*(\omega)$ для горизонтов 25 и 50 м, а на врезке показаны распределения температуры воды, частота Вяйсяля–Брендта и числа Ричардсона (Ri). В спектрах $\widetilde{S}_T^*(\omega)$ выделяются энергонесущие зо-

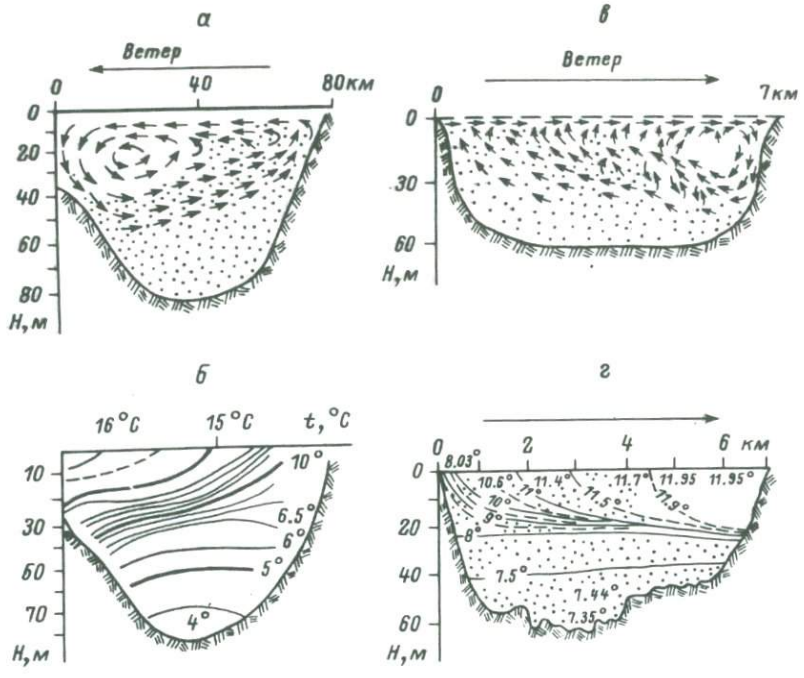


Рис.4.7.3. Схемы течений (перемешивания) и вертикальные разрезы температуры воды в Ладожском озере (а, б) и в оз.Уиндемир (Мортимер, 1978) соответственно (в, г).

ны с гармониками, имеющими цикличность 10, 5, 2 мин. Внутренние волны с цикличностью 10 мин на рассматриваемых горизонтах колеблются в одной фазе ($\theta^0 = 1^o$), когерентность колебаний – 0.87, доверительный уровень $F(\omega)$ равен 0.45. Более высокочастотные внутренние волны ($\omega_j > 0.045$ рад·с$^{-1}$) имеют когерентность ниже доверительного уровня. Спектры $\widetilde{S}^*_T(\omega)$ для каждого горизонта характеризуются специфичным набором гармоник. Эта область спектра (выше средней частоты Вяйсяля–Брендта) может быть отнесена к третьему интервалу внутренних волн (Китайгородский и др., 1972), в котором происходят сильные резонансные взаимодействия внутренних волн; при этом возникающие вынужденные моды, взаимодействуя, могут порождать турбулентность. Этот интервал предложено называть областью слабой турбулентности. Наклон спектра здесь не аппроксимируется зависимостью $\widetilde{S}^*_T(\omega) \sim \omega^{-3}$.

По данным наблюдений на суточных станциях для горизонта, соответствующего глубине залегания ядра термоклина, были построе-

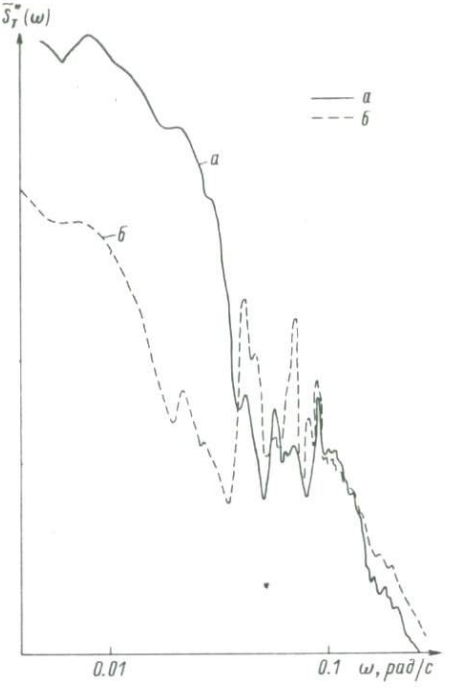


Рис.4.7.4. Спектры пульсаций температуры воды – $\tilde{S}_T^*(\omega)$ – на горизонтах 25 (а) и 50 м (б) в центральной части озера.

ны графики зависимости изменений частоты Вяйсяля-Брендта (N_i) во времени (рис.4.5.5). Частота N_i, как оказалось, изменяется с цикличностью 12–14 ч, т.е. с временными масштабами внутренних волн низшей моды, т.е. с инерционным периодом. Синхронные измерения течений на разных горизонтах также зафиксировали колебания течений с этим же периодом (рис.4.7.6). Ранее Н.Н.Филатов (1978) показал, что инерционные движения определяются балансом сил инерции и Кориолиса, и описал в этом случае чисто горизонтальные движения с инерционным периодом. Однако как по нашим данным, так и по ранее опубликованным (Иванова, Бышева, 1977), колебания на инерционной частоте имеются в спектрах пульсаций как температуры воды, так и течений. Поэтому другим возможным механизмом формирования инерционных колебаний могут быть собственные колебания стратифицированной жидкости. Описание механизма внутренних гравитационных волн с частотой, близкой к инерционной, дано в работе О.Филлипса (1968). Как показывают наблюдения, обычно преобладают квазигоризонтальные колебания, однако встречаются и другие типы колебаний. Внутренние волны с инерционным периодом (волны Пуанкаре) схематически представил К.Х. Мортимер (1978).

Внутриволновые движения с частотой выше инерционной нестационарны. На рис.4.7.7 представлен частотно-временной спектр $\tilde{S}_T^*(\omega, t)$ для временных масштабов несколько мин–30 с. Спектры $\tilde{S}_T^*(\omega, t)$ рассчитаны методом максимальной энтропии (ММЭ), низкочастотная составляющая исключалась фильтром Баттерворта. На данном рисунке видно, что в спектре $\tilde{S}_T^*(\omega, t)$ выделяются две основные энергонесущие зоны с цикличностью, близкой к соответствующей частоте Вяйсяля-Брендта. Колебания на основных часто-

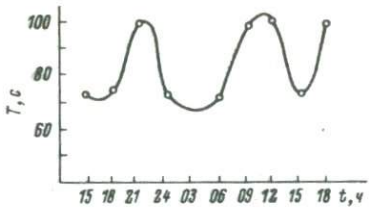


Рис.4.7.5. Изменение во времени частоты Вяйсяля-Брендта (N_i) в термоклине (ст.14).

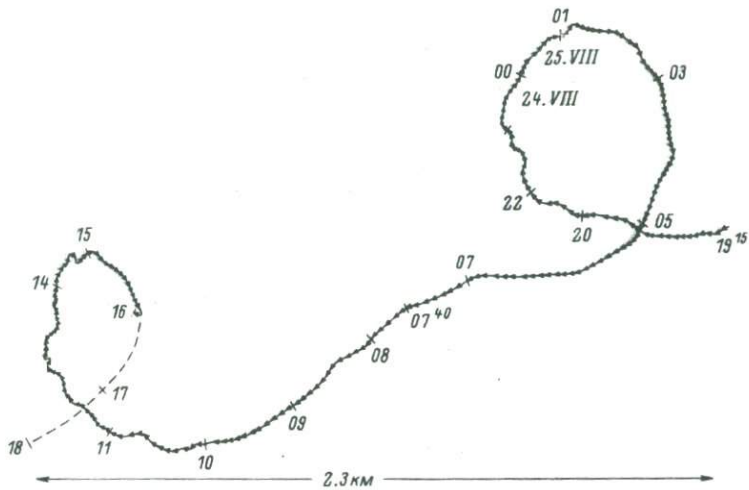


Рис.4.7.6. Прогрессивно-векторная диаграмма течений ($\bar{u}$) в термоклине (ст.14).

тах имеют амплитудную модуляцию и изменения с цикличностью несколько десятков мин, которые, вероятно, связаны с сейшами. Существование столь высокочастотных внутренних волн в озере обусловлено наличием тонкой термической структуры вод (рис.4.7.7). При наличии тонкой термической структуры вод короткопериодные внутренние волны развиваются на тонких градиентных прослойках, и поэтому волны с этими частотами на отдельных горизонтах могут быть не коррелированы. Спад энергии в разных зонах спектра $\tilde{S}_T^*(\omega)t$ меняется во времени. Поэтому трудно говорить об универсальности спектра внутренних волн в рассматриваемых временных масштабах.

Наглядный пример сложного характера внутренних волн в озере представлен на рис.4.7.8, на котором показаны эхограммы для центральной и прибрежной (район р.Бурной) зон озера, полученные с помощью двух эхолотов с частотами 50 и 150 кГц с заякоренного

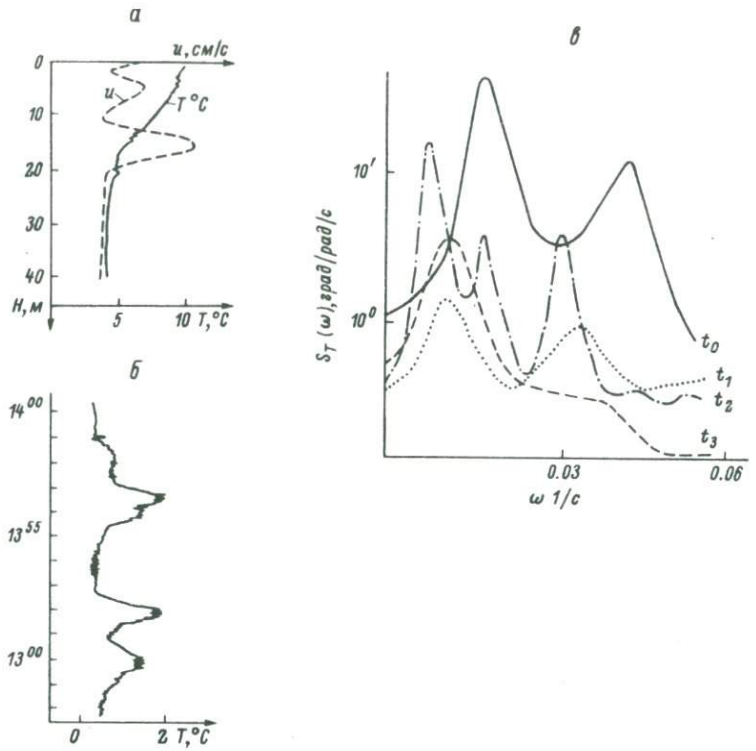


Рис.4.7.7. Пример тонкой структуры вод в озере (а), пульсации температуры воды в ядре термоклина (б) и спектры пульсаций температуры воды - $S_T^*(\omega, t)$ - в центральной части озера (в).

судна. Параллельно с этим с помощью измерительных преобразователей, укрепленных на буксируемых носителях, снимались разрезы осредненных значений температуры и скорости звука. Полосы потемнения на эхограммах определяются звукорассеивающими слоями. Максимумы потемнения совпадают с перегибами кривых, т.е. с границами термоклина, который расположен в данном случае на глубинах 20-40 м. Темная узкая полоса на эхограмме соответствует отражению от буксируемого носителя. Различия в виде полос потемнения на разных эхограммах определяются тем, что одна эхограмма снята более низкочастотным эхолотом с длительностью импульса $\sim$1 м/с и направленностью 10x18°, а нижняя - высокочастотным эхолотом с длительностью импульса 0.3 м/с и направленностью $\sim$5°, позволяющим визуализировать более тонкую структуру неоднородностей в жидкости.

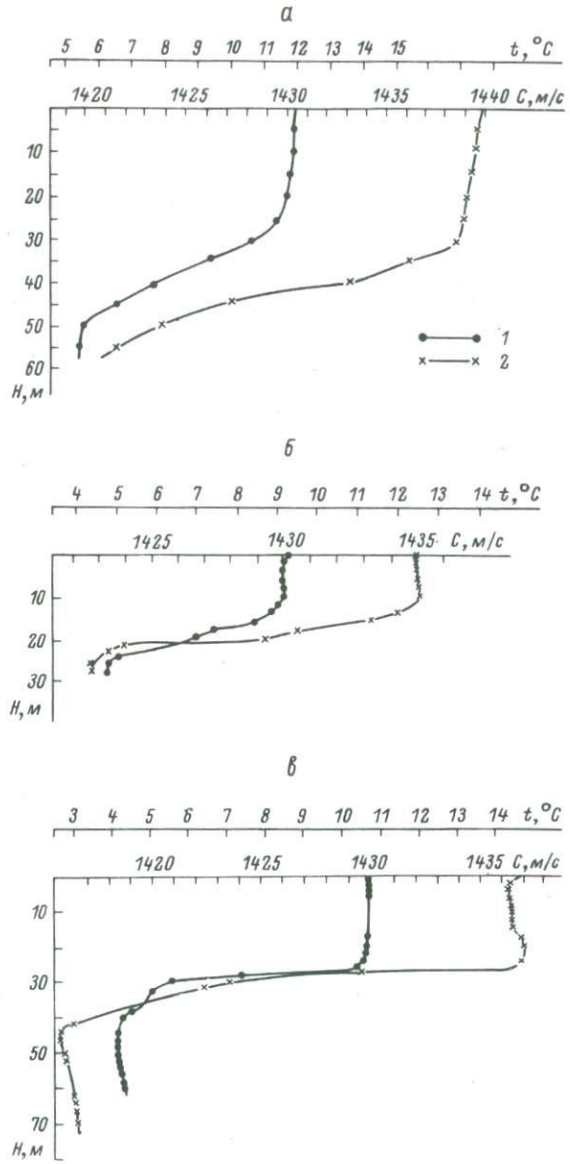


Рис.4.7.8. Распределение температуры воды (t°) и скорости звука (С) в воде.

а – центральная часть озера (ст.14); б – прибрежная мелководная часть (у выхода реки); в – прибрежная глубоководная часть озера.

Дж.Вудс (Woods, 1968) предложил модель вертикальной стратификации водной среды в больших водоемах, согласно которой толща воды представляет собой чередующиеся однородные по температуре и другим свойствам слои толщиной ~ 1 м, разделенные узкими слоями ~ 10 см, в которых имеются резкие температурные градиенты. Предполагается, что в этих слоях имеются микроструктурные температурные флуктуации, рассеивающие высокочастотные акустические сигналы. В связи с этим представляет интерес эхограмма, состоящая из довольно четко выраженных полос потемнения, отстоящих друг от друга на 1-1.5 м. Внутренние волны или другие воздействия могут быть обнаружены через нарушения этой структуры.

Эхограммы, снятые вблизи впадения в Ладожское озеро р.Бурной (на расстояниях 7 и 15 км от устья над подводным руслом), отличаются от верхней эхограммы явно выраженными следами „подводной реки". На рисунке хорошо видна верхняя граница „реки" на глубине $\sim$15 м. Полосы потемнения в „реке" имеют колебательный характер, причем вид колебаний и плотность соответствующих полос меняются в зависимости от глубины: в верхних слоях „реки" преобладают низкочастотные колебания с периодами 2.5-3 мин, а ближе ко дну имеют место более высокочастотные колебания с периодами 0.3-1 мин на фоне длиннопериодных колебаний. Плотность полос у дна больше. Расстояния между полосами потемнения по глубине соответствуют 1-1.5 м, а вблизи дна полосы становятся гуще и расстояния между ними уменьшаются до 0.5 м.

Все наблюдаемые свойства колебаний в „подводной реке" находятся в качественном соответствии с теорией струй и потоков. Так, известно, что интенсивность турбулентности, выражаемая отношением среднеквадратичного отклонения скорости к осредненному значению ее в данной точке ($\sqrt{\bar{u}'^2}/\bar{u}$), увеличивается ко дну потока, что говорит об усилении турбулентности в придонном слое, вызванном влиянием шероховатостей дна и большими градиентами скорости в придонной области. В данном случае это соответствует большей плотности следов колебания на эхограмме вблизи дна. Кроме того, масштабы турбулентности увеличиваются от дна к середине потока, что также согласуется качественно с картинами, даваемыми эхограммами.

Имея эхограммы, снятые в нескольких точках на разных расстояниях от устья, в принципе можно оценить значения интенсивностей турбулентности, частоты возникающих колебаний, масштабы турбулентности, профили скорости потока. По имеющимся двум точкам мы можем оценить, например, изменение максимальной продольной средней скорости потока в зависимости от расстояния от устья. Из теории турбулентных струй известно, что

$$u_{max} \sim \sqrt{\frac{M_0}{\rho}} : \sqrt{\frac{1}{r^{1+6}}} ,$$

где $M_0 = \rho \int \bar{u}^2 dS$ – скорость изменения количества движения в направлении потока, $\sigma = 0$ для плоской струи и $\sigma = 1$ для осесимметричной. В нашем случае получаем

$$\frac{u_{max}(r_1)}{u_{max}(r_2)} \approx 1.2 .$$

Если считать, что области неоднородности перемещаются в „реке" со скоростью потока, то соответствующие им полосы потемнения на первой эхограмме в среднем должны быть в 1.2 раза длиннее, чем на второй, что и наблюдается в действительности.

Ответственными за визуализацию траекторий течений „подводной реки" могут быть либо температурные неоднородности, связанные с различием температуры воды в „реке" и в озере, либо гидродинамическая турбулентность, либо перенос взвесей, концентрация которых в „реке" в районе эксперимента примерно в три раза больше, чем в озере (2.5 мг/л против 0.8 мг/л).

Проведенные исследования имеют предварительный характер и не претендуют на полноту. Однако полученные результаты по визуализации ЗРС различной природы представляют интерес, тем более что подобные эхограммы в озерах получены впервые. Это подтверждает необходимость дальнейших работ по накоплению результатов для статистических выводов о гидрофизических свойствах водной среды в озерах с использованием эхолокаторов наряду с различными измерительными преобразователями.

4.8. ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПРОВЕДЕННЫХ И ПЕРСПЕКТИВЫ ДАЛЬНЕЙШИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ОЗЕРАХ

В результате исследований мелкомасштабной турбулентности на Ладожском озере, проведенных в 1976–1979 гг., удалось получить представление о спектральной структуре пульсаций скорости течений, о температуре воды и скорости ультразвука в прибрежной и глубоководной зонах озера. Высокочастотная область спектров ($\omega_j >$ >10 Гц) осталась, к сожалению, до сих пор не исследованной. Связано это в первую очередь с ограниченными возможностями измерительной аппаратуры (термоанемометры, измерители ВНИИФТРИ „Зонд", „Катран" и др.), которая имелась в нашем распоряжении. Поэтому новые результаты могут быть получены при использовании турбулиметров с большей полосой пропускания при измерениях с неподвижных оснований и использовании наиболее совершенных измерительных систем, например, с „двумя флюгарками", когда фик-

сация средней скорости производится с одной флюгарки, а пульсационной – с другой. Весьма перспективным представляется использование турбулиметра DISA для измерений пульсаций скорости и температуры, тем более что опыт использования уже имеется. Расширение знаний о структуре озерной турбулентности лежит также в области проведения измерений при разнообразных фоновых условиях.

Немногочисленные исследования турбулентности на озерах Онтарио (Pulmer, 1973), Тахо (Dillon, Powell, 1976) и Ладожском выявили, что спектры пульсаций скорости не универсальны: часто спад энергии в спектрах имеет наклон „-5/3" и похож на спектр двумерной турбулентности; при убывании поступления энергии от внешних источников спектр трансформируется и становится типичным для трехмерной локально-изотропной турбулентности. При переходе от безразличной стратификации вод к устойчивой спектры также изменяются, в частности увеличивается уровень энергии в высокочастотной области при общем уменьшении энергии турбулентности, что связано с разрушением относительно больших вихрей в условиях устойчивой стратификации. К сожалению, не удалось получить статистические закономерности трансформации спектра из-за отсутствия ансамбля реализаций.

Рассчитанная по экспериментальным данным скорость диссипации турбулентной энергии ($\bar{\varepsilon}_i$) для разных горизонтов свидетельствует о пропорциональности $\bar{\varepsilon}_i$ глубине H ($\bar{\varepsilon}_i \sim H^{-0.7}$). Важными представляются результаты прямых измерений коэффициентов вертикального турбулентного обмена количеством движения (K_z), которые вместе с лабораторными экспериментами Н.К.Шелковникова с соавторами (1974), результатами численных экспериментов Лайхтмана с соавторами (1976), а также данными других исследователей позволили аппроксимировать изменение коэффициентов турбулентного обмена K_z как функцию безразмерной глубины Z_6 с двумя максимумами в распределении K_z, один из которых расположен в подповерхностном слое, а другой – у нижней „жесткой" границы (у дна озера или верхней части металимниона).

Использованная в работе традиционная параметризация обмена импульсом посредством гипотезы Буссинеска дает лишь возможность формально рассчитать величину K_z, однако границы применимости этой гипотезы остаются неизвестными. Неопределенность возникает, в частности, при вычислении K_z при градиентах средней скорости ($\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$), равных нулю. В случае устойчивой стратификации для расчета K_z была использована формула Манка-Андерсона – $K_z = K_z(1+10\,Ri)^{-1/2}$, в которой эффект стратификации учитывается числом Ричардсона. Однако и эта параметризация требует всесторонней проверки.

Проведенные на численных моделях расчеты характеристик турбулентности (b , K_z) интересны с точки зрения совершенствования самих моделей при верификации их по натурным данным и предъявляют соответствующие требования к постановке экспериментов (выбор горизонтов, продолжительность измерений).

При численном моделировании сезонного хода температуры воды в Ладожском озере использованы полученные экспериментально С.В. Рянжиным (гл.3, наст.изд.) данные о коэффициентах турбулентного обмена и глубине проникновения циркуляций Ленгмюра $Z_л$ как функций скорости ветра $\overline{v}_\alpha$ и стратификации N_i. Как показано С.А. Китайгородским (1977), совершенствование методов расчета короткопериодной изменчивости верхнего слоя озера (эпи- и металимниона) должно содействовать развитию теории конвективно-ветрового перемешивания.

В Ладожском озере обнаружены мощные внутренние волны - бор на термоклине, исследована спектральная структура внутренних волн, определены их характеристики. Недостаточно всесторонне изучено влияние внутренних волн на процессы перемешивания, нет пока экспериментальных данных о процессах, определяющих заглубление квазиоднородного слоя при охлаждении его снизу процессами „вовлечения", что ограничивает возможности разработки методов параметризации баланса турбулентной энергии.

Полученные в настоящей работе результаты позволили дать оценку величин важнейших характеристик озерной турбулентности, установить закономерности распределения ее в озере. Созданы предпосылки для разработки физически обоснованной модели озерной турбулентности.

В заключение автор считает своим приятным долгом выразить благодарность канд.техн.наук А.А.Дмитриевой за постоянное внимание к работе; старшему инженеру Г.А.Плуталову за подготовку приборов, активное участие в экспериментах и постоянную помощь в работе; сотрудникам ВНИИФТРИ: профессору докт.техн.наук А.М. Трохану, который оказывает постоянную поддержку нашим совместным работам; канд.наук С.Р.Стефанову, В.М.Латышеву, М.И.Кузнецову и другим. Большую помощь при расчетах оказали студенты ЛГМИ А.Н.Зеленцов, С.А,Усатенко.

Литература

Анисимова Е.П., Сперанская А.А. Турбулентность в стратифицированных потоках. - В кн.: Материалы Международного симпозиума по стратифицированным течениям. Новосибирск, 1972. 8 с.

Арсеньев С.А., Доброклонский С.В., Мамедов Р.М., Шелковников Н.К. Прямые измерения характеристик мелкомасштабной морской

турбулентности с неподвижной платформы в открытом море. – Изв.АН СССР, сер.ФАО, 1975, т.11, № 8, с.845–850.

Бенилов А.Ю., Филюшкин Б.Н. Приложение методов линейной фильтрации к анализу флуктуаций в поверхностном слое моря. – Изв. АН СССР, сер.ФАО, 1970, т.6, № 8, с.17–23.

Бредшоу П. Введение в турбулентность и ее измерение. М., 1974. 278 с.

Воронцов Ф.Ф. Волнение на Ладожском озере. – В кн.: Гидрологический режим и водный баланс Ладожского озера. Л., 1966, с.247–264.

Доброклонский С.В. Турбулентная вязкость в поверхностном слое моря и волнение. – ДАН СССР, 1947, т.5, № 7, с.1345–1348.

Егоров К.А., Лайхтман Д.Л., Радикевич В.Н. Оценка характеристик турбулентности в верхнем пограничном слое по результатам наблюдений ТРОПЭКС = 72. – В кн.: ТРОПЭКС–72. Л., 1974, с.336–341.

Егоров Ю.С., Крючков А.М. и др. О временной изменчивости температуры воды Ладожского озера. – В кн.: Изменчивость гидрофизических полей в озерах. Л., 1978, с.162–175.

Казаков О.В. Численная модель вертикальной структуры дрейфово-градиентного течения в мелком море. – Метеорология и гидрология, 1978, № 8, с.62–66.

Калацкий В.И. Моделирование вертикальной термической структуры деятельного слоя океана. Л., 1978. 213 с.

Китайгородский С.А. Физика взаимодействия атмосферы и океана. Л., 1970. 284 с.

Китайгородский С.А. Динамика верхнего термоклина в океане. – В кн.: Итоги науки. Сер. океанол. Т.4. Обнинск, 1977, с.6–34.

Колесников А.Г. Вертикальный турбулентный обмен в устойчиво стратифицированном море. – Изв.АН СССР, сер.геофиз., 1960, т.00, № 11, с.583–591.

Колесникова В.Н., Монин А.С. О спектрах колебаний метеорологических полей. – Изв. АН СССР, сер.ФАО, 1965, т.1, № 3.

Кошляков М.Н., Сорохтин О.Г. О регистрации и обработке результатов измерений океанской турбулентности. – Изв. АН СССР, сер.ФАО, 1972, т.8, № 1.

Краус В. Внутренние волны. Л., 1968, 272 с.

Лабзовский Н.А. Турбулентная диффузия в озерах. – В кн.: Изменчивость гидрофизических полей в озерах. Л., 1978, с.117–146.

Лайхтман Д.Л., Ривкинд Н.Я., Савельева Т.Д. Исследование режима турбулентности в верхнем слое океана численными методами. – Океанология, 1976, т.16, вып.1, с.25–31.

Лозовацкий Л.Б., Озмидов Р.В. Об особенности вертикальной структуры морской турбулентности. – Океанология, 1978, т.18, вып.1, с.35–44.

Манк У., Вимбуш М. Простой критерий разрушений волн на береговом склоне. – Океанология, 1969, т.9, вып.1, с.32–39.

Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч.1. М., 1965. 638 с.

Мортимер К.Х. Моделирование озер как физико-биохимических систем - существующие трудности и нужды. - В кн.: Моделирование морских систем. Л., 1978, с.213-228.

Луховицкий О.Н., Титов В.С., Филатов Н.Н. Изменчивость циркуляции вод Ладожского озера. - В кн.: Изменчивость гидрофизических полей в озерах. Л., 1978, с.147-161.

Охлопкова А.Н. Течения Ладожского озера. - В кн.: Гидрологический режим и водный баланс Ладожского озера. Л., 1966, с.265-278.

Тихомиров А.И. Температурный режим и запасы тепла Ладожского озера. - В кн.: Тепловой режим Ладожского озера. Л., 1968, с.144-217.

Рожков В.А. Методы вероятностного анализа океанологических процессов. Л., 1979. 280 с.

Федоров К.Н. Тонкая термохалинная структура вод океана. Л., 1976. 184 с.

Филатов Н.Н. Изменчивость течений в крупных озерах. - В кн.: Изменчивость гидрофизических полей в крупных озерах. Л., 1978, с.6-88.

Филлипс О. Динамика верхнего слоя океана. М., 1969. 267 с.

Хатчинсон Д. Лимнология. М., 1969. 591 с.

Шелковников Н.К., Букина Л.А., Миронов П.В. Методика тарировки термогидрометров по модулю и угловой составляющей вектора скорости. - Вестн.МГУ, сер.физ., астрон., 1974, № 5, с.14-18.

Bainece W., Knapp D. Wind-driven water currents. - J. Hydraulic div. ASCE, 1965, 91(2), p.205-221.

Bengtsson L. Dynamic studies in Lake Vellen. Stockgolm, 1977. 105 p.

Csanady G.T., Melinda M. Rapid fluctuations of currents direction in Lake Huron. - Proc.13th Conf.Great Lakes Res., 1970, p.397-412.

Grant H., Stewart R. Determination of turbulent energy near the sea surface in the presence of waves. - J. Geoph.Res,1962, v.67, N 8, p.3177-3180.

Dillon T., Powell T. Low-frequency turbulence spectra in the mixed layer of Lake Tahoe, California-Nevada. - J.Geoph.Res., 1976, v.81, N 00, p.6421-6427.

Munk W., Phillps N. Coherence and band structure of inertial motions in the sea. - Rev.Geoph., 1968, v.6, p.447-472.

Palmer M. Some kinetic energy spectra in a neashore region of Lake Ontario. - J.Geoph. Res., 1973, v.78, N 18, p.3585-3595.

Schwab D.J. Internal free oscillations in Lake Ontario. - Limnology and oceanography, 1977, v.22, N 4, p. 700-708.

Serryea S. Wind, water temperature and motions in Lake Kinneret. - Verh.Intern. Verrein Limnology, 1975, v.19, Stuttgart, S.73-87.

Smith J.R. Turbulence in lakes and rivers. - Sci.Publ. Freshwater biological Ass., 1975, N 29, 79 p.

Sundaram T.R., Rehm R.G. Effects of thermal discharges the stratifications cycle of lakes. - AIAA J., 1972, v.10, N 2, p.204-210.

Thorpe S.A. Turbulence and mixing in a Scottish Loch. - Phil. Trans.London. A., 1977, v.286, 181 p.

Woods J.D. Wave-induced instability in the summer thermocline. - J.Fluid Mech., 1968, v.32, pt.4, p.791-800.

Глава 5

МЕТОДИКА И АППАРАТУРА ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ

5.1. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ВОДНОЙ СРЕДЫ

В последние годы исследования водных бассейнов предъявляют все возрастающие требования к возможностям одновременного измерения нескольких характеристик среды. Для этих целей создаются приборы и целые комплексы, несущие на себе несколько измерительных преобразователей различных характеристик среды. Ввиду многообразия стоящих задач количество типов создаваемых приборов пропорционально увеличивается. Создан ряд приборов для исследования распределения вертикальных характеристик (зонды). Некоторые из них имеют общепризнанные названия. Наиболее известные из них „Аист" (Борковский и др., 1972), „Исток-3", зонд ТМ-7 (Колесников, 1960), зонд ОКБ Института океанологии. Многие организации, занимающиеся гидрофизическими измерениями, разрабатывают свои зонды, конструкции которых выполняются с учетом особенностей стоящих измерительных задач, производственных возможностей и условий их эксплуатации, как например зонд института океанологии ДВНЦ АН СССР для измерений скорости течений и скорости звука (Волков и др., 1976).

Кроме вертикальных зондирований, существуют задачи, связанные с измерением горизонтальных распределений параметров полей. Такие измерения осуществляются обычно на ходу судна в режиме буксировки носителя с преобразователями. Электрические схемы в этом варианте не претерпевают существенных изменений по сравнению с зондами для вертикальных измерений. Конструктивно же носители преобразователей существенно отличаются. Это связано с тем, что высокая скорость движения носителя (до 20 м/с) приводит к возникновению больших тормозящих и дестабилизирующих сил на носителе.

В режиме буксировки требуются как можно более стабильное и оптимальное положение преобразователей относительно потока, а также минимальные возмущения потока носителем и стабильность его положения в пространстве и во времени. Для достижения этих целей носители выполняются или в виде специальных рам с малым лобовым сопротивлением и сильно развитыми хвостовыми стабилизаторами, или в виде хорошо обтекаемых форм. Первый тип носителя проще в изготовлении, стабилизируется увеличением собствен-

ного веса и обычно предназначен для решения узкого класса задач с конкретным набором преобразователей.

В последнее время наметилась тенденция к унификации измерений, выполняемых в разных местах и при различных экспериментах. Этим задачам больше соответствуют носители второго типа. Кроме того, они позволяют достигать тех же параметров стабильности при движении, что и носители первого типа, но при значительно меньшем собственном весе. Это обстоятельство делает их предпочтительными при проведении работ в различных натурных условиях.

Для решения широкого ряда задач нами была разработана измерительная система для буксировки и зондирования. Электрические схемы зондирующего и буксируемого вариантов приборов и измерительных преобразователей одинаковы и взаимозаменяемы. Носители и системы связи забортного устройства с бортовой аппаратурой различны и решены исходя из особенностей работы и удобства эксплуатации каждого варианта. Блок-схема электрической части приведена на рис.5.1.1. Система построена на принципе передачи частотно-модулированных сигналов по одному проводу с последующим разделением сигналов по каналам.

В каждом измерительном канале сигнал J_i с выхода первичного преобразователя $ПП_i$ с помощью модулятора M_i модулирует колебания, созданные автогенератором $Г_i$, частота которых ω_i. С выхода модулятора M_i модулированные колебания несущей частоты ω_i поступают на сумматор Σ. Сюда же поступают сигналы J_4 и J_5 с выходов первичных преобразователей $ПП_4$ и $ПП_5$. С выхода сумматора сигнал поступает на усилитель $А_1$. После дополнительного усиления мощности в блоке $А_1$ сигнал поступает в линию связи. Принятый сигнал усиливается в блоке $А_2$ и разделяется с помощью полосовых фильтров $Ф_i$, каждый из которых настроен на соответствующую несущую частоту ω_i, J_4, J_5. Несущая частота ω_i поступает на амплитудный детектор, с выхода которого низкочастотный сигнал J_i поступает на преобразователь частота-аналог (ПЧА), где преобразовывается в код и напряжение, которые поступают на регистрирующие самописцы типа Н-306, Н-327/5 и записываются на перфоленту или магнитную ленту с последующим вводом в ЭВМ.

Система с частотным выходом сигналов преобразуемых параметров и частотным разделением каналов является одной из оптимальных с точки зрения удобства передачи на достаточно большие расстояния по кабелю при минимальных габаритах электронной части подводного блока устройства.

Носитель для режима зондирования представляет собой цилиндрическое тело с вынесенными впереди торцовой части съемными обтекателями. Впереди обтекателей находятся чувствительные элементы первичных преобразователей. Внутри обтекателей размещаются схемы, преобразующие изменение электрического параметра чувст-

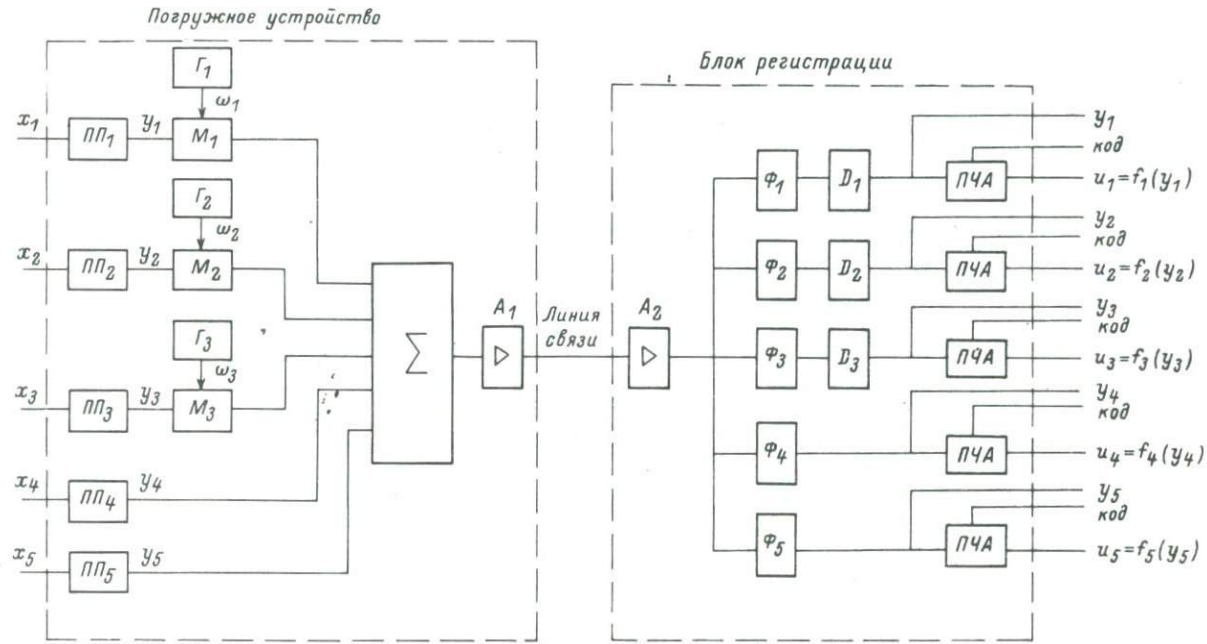


Рис.5.1.1. Блок-схема электрической части измерителя „Зонд".

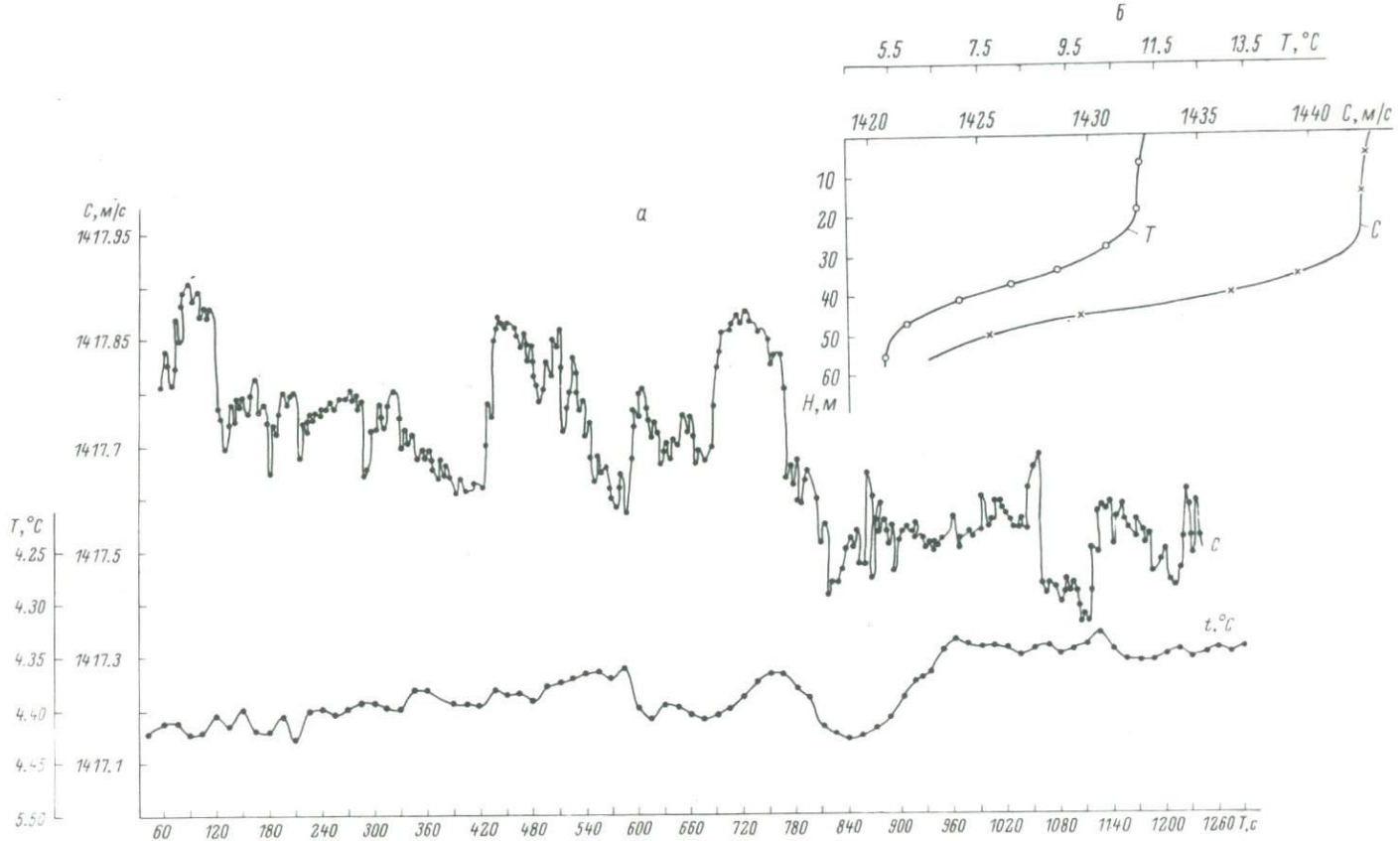
вительного элемента в частоту. Внутри цилиндра находится блок электронной части размером 100х200 мм, содержащий схемы модуляторов, сумматоров, смесителей, согласующих элементов и др. Обтекатели вставляются герметично в гнезда с уплотнениями и соединяются с внутренней электронной частью через герморазъемы. Обтекатели выполняются взаимозаменяемыми.

Впереди корпуса зонда находятся защитные опорные стержни, защищающие преобразователи и являющиеся одновременно опорой зонда при проверке его работоспособности перед поставкой за борт.

Передача сигналов от зонда к регистрирующему устройству производится по кабелю-тросу типа МПВЭ-4. С противоположного конца кабель-трос МПВЭ-4 наматывается на барабан лебедки. Эта лебедка специально разработана для зондирующего прибора (рис.5.1.2, слева). Она работает в реверсивном режиме. Скорость намотки кабеля на барабан составляет 1 м/с. Лебедка имеет малые габариты и может крепиться непосредственно на палубе у борта практически в любом месте. Соединение кабеля лебедки с регистрирующим устройством осуществляется через пятиканальный ртутный токосъемник, собранный на валу лебедки. Слева вал лебедки выведен и приспособлен для ручной подмотки в случае отсутствия силовой электроцепи.

В носовой части буксируемого носителя помещены четыре первичных преобразователя, состоящие из кварцевого термометра, термисторного преобразователя температуры, микровертушки, измерителя скорости звука, а пятый - датчик давления - помещен в хвостовой части носителя. Внутри носителя помещен блок электроники. Первичные преобразователи и блок электроники для зондирующего и буксируемого вариантов одинаковы. Передача информации к устройству регистрации ведется через кабельный ввод, расположенный в средней части носителя по кабель-тросу типа КРК-2. В хвостовой части носителя расположен стабилизатор. Вес носителя - 100 кг. Для увеличения стабильности хода носителя центр его тяжести смещен к точке подвески на трос с помощью свинцового груза, помещенного в центр головной части носителя. Испытания показали, что до скорости 10 узлов стабильность носителя позволяет проводить изучение на полосе чувствительности преобразователей при следующих характеристиках зонда (табл.5.1.1) и преобразователя (табл. 5.1.2).

Для работы комплекса на Ладожском озере использовался набор первичных преобразователей, состоящий из кварцевого преобразователя температуры, микровертушки, измерителя скорости звука и датчика давления. Все преобразователи, кроме датчика давления, - оригинальной разработки и в данном комплексе взаимозаменяемы по типам выходных сигналов. На рис.5.1.2 приведены примеры записей сигналов в аналоговой форме, полученных с комплексов в режиме буксировки (рис.5.1.2, а) и зондирования (рис.5.1.2, б).


б
5.5
7.5
9.5
11.5
13.5
T,°C
1420
1425
1430
1435
1440
C,м/с
10
20
30
40
50
60
H,м
T
C
а
C,м/с
1417.95
1417.85
1417.7
1417.5
1417.3
1417.1
T,°C
4.25
4.30
4.35
4.40
4.45
5.50
C
t,°C
60
120
180
240
300
360
420
480
540
600
660
720
780
840
900
960
1020
1080
1140
1200
1260
T,c

Эти измерения позволяют находить взаимные корреляционные функции распределения измеряемых параметров среды, что может повысить информативность прямых измерений. Так, например, вычисленная взаимная корреляция пульсаций температуры и скорости звука на одном из разрезов в Ладожском озере составляет величину 0.6, показывающую, что даже в пресной воде имеется ряд факторов, влияющих на скорость звука, например, загрязнение среды, биологические взвеси, газовые пузырьки и др. В дальнейшем система может быть дополнена другими типами преобразователей, такими, как измерители пульсаций горизонтальной и вертикальной компонент скорости. Таким образом, созданный комплекс является перспективной основой для решения задач по исследованию водных бассейнов.

5.2. ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ

В настоящей работе приводятся результаты детального исследования структуры турбулентного потока воды в открытом прямоугольном канале при числах Рейнольдса (Re) $2 \cdot 10^5$–$1.2 \cdot 10^6$, а также некоторые данные о структуре спутного потока воздуха, возникающего в результате воздействия движущейся водной поверхности на прилегающие слои воздуха.

Измерения проводились в осевой части канала размером 60x50x2500 см на расстоянии 50 глубин от входного устройства в области относительных расстояний от дна (η) 0.1–0.95 ($z_6 = z/H$, где H – глубина потока, z – расстояние от дна до точки измерения). Средняя скорость потока ($\bar{u}$) измерялась микровертушкой Х-6. Измерения осредненных и пульсационных характеристик проводились через каждые 0.5 см при общей глубине потока 10, 20, 36 см.

Регистрация продольной (u') и вертикальной (w') компонент пульсаций скорости проводилась V-образным термогидрометром с последующей регистрацией сигналов на осциллограф Н010М. Тарировка прибора осуществлялась пульсационным методом (Шелковников и др., 1974). Чувствительность термогидрометра к изменению продольной компоненты скорости в воде составляла 0.7 см/с на мм шкалы регистратора, а к вертикальным вариациям угла атаки датчика – 0.013 рад/мм. Инерция измерительного канала определялась постоянной времени платинового насадка термогидрометра (длина проволочки – 5 мм, диаметр – 20 мк) и не превышала 0.02 с.

Измерение средней скорости спутного потока воздуха проводилось пульсационным методом, при котором два однокомпонентных

Рис.5.1.2. Примеры записи температуры воды (t, °С) и скорости звука (С) в аналоговой форме, полученные в режиме буксировки (а) и при вертикальном зондировании (б).

Таблица 5.1.1

Технические характеристики зондирующего и буксируемого вариантов

Наименование	Зонд	Буксируемый носитель
Вес, кг	≈30	100
Длина, мм	900	1200
Диаметр, мм	360	400
Глубина погружения, м	300	300
Количество измеряемых параметров	5	5
Скорость буксировки в узлах	–	15

Таблица 5.1.2

Технические характеристики первичных преобразователей

Наименование первичного преобразователя	Чувствительность	Точность	Постоянная времени, с
Скорость звука	5 мм/с	1 м/с	10^{-3}
Средняя температура	0.005°С	0.02°С	30
Пульсационная температура	0.001°С	0.1°С	1
Скорость потока	0.03–2 м/с	3 см/с	10
Глубина погружения		1 м	5

Примечание. Глубина погружения – до 300 м.

термогидрометра (длина проволочек – 7 мм, диаметр – 20 мк) разносились вдоль потока на 13 см. Скорость потока определялась по отношению расстояния между датчиками к величине временного смещения максимума функции взаимной корреляции продольных составляющих пульсаций скорости относительно начала отсчета.

Пульсации скорости спутного потока воздуха u'_a и w'_a измерялись двухкомпонентным термоанемометром с платиновой насадкой, использовавшимся в термогидрометре. Тарировка термоанемометра проводилась в специальном тарирозочном лотке путем протяжки датчика. Чувствительность термоанемометра в воздухе со-

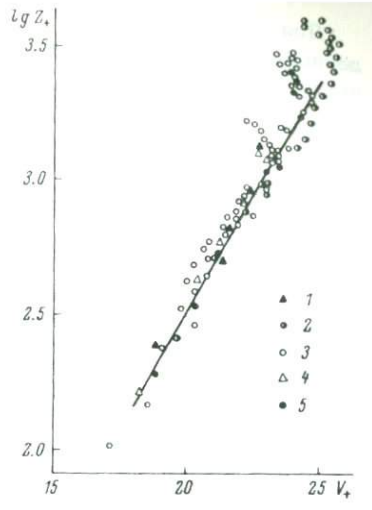


Рис.5.2.1. Вертикальное распределение скорости течения воды в обобщенных координатах при разных режимах турбулентности.

1 – H=10 см, $u_* = 1.64$; 2 – H=20 см, $u_* = 2.56$; 3 – H=36 см, $u_* = 0.96$; 4 – H=10 см, $u_* = 3.32$; 5 – H =20 см, $u_* = 0.92$. Сплошная линия – распределение, по Никурадзе.

ставляла по скорости 1.4 см/с на мм шкалы регистратора, по углу атаки – 0.35 рад/мм.

Вертикальные профили скорости течения воды, измеренной как при наличии искусственно созданного потока воздуха – встречного (I) и спутного (II), так и без него, показали, что в подповерхностной области потока наблюдается уменьшение скорости течения, так что $u_{макс}$ находится ниже свободной границы. Следует отметить, что хотя на уменьшение скорости течения вблизи свободной границы при отсутствии ветра указывал еще Никурадзе, тем не менее до настоящего времени этот факт не получил дальнейшего развития. Проведенное нами большое число измерений показало, что в диапазоне скоростей потока от 15 до 80 см/с во всех случаях наблюдалась тенденция к уменьшению скорости в подповерхностной области. Результаты измерения скорости потока воды при Re в пределах 380–110, проведенного с помощью лазерного допплеровского гидрометра (Гусев и др., 1978), также показали, что $u_{макс}$ находится ниже свободной границы. Таким образом, в широком диапазоне чисел Рейнольдса (от 110 до 10^6) максимальное значение осредненной скорости жидкости в открытом прямоугольном канале находится не на свободной границе, как это часто принимается, а на относительной глубине $Z_б = 0.1$. Иными словами, имеет место аналогия с профилем скорости течения при наличии искусственно созданного встречного потока воздуха. Профиль скорости в открытом канале можно аппроксимировать двумя логарифмическими зависимостями: для подповерхностной области и для ядра потока. Причем тангенс угла наклона этих зависимостей, характеризующий динамическую скорость потока $u_* = \sqrt{\frac{\tau_{ij}}{\rho}}$, увеличивается с возрастанием скорости течения. При изменении максимальной скорости ($u_{макс}$) от 20 до 70 см/с u_* изменялась от 0.92 до 2.5 см/с. При $u_{макс}$ = 30 см/с u_* = 1.19 см/с, что совпадает с данными Е.М.Минского (1947).

Для сопоставления полученных результатов с данными, приведенными в работе А.С.Монина и А.М.Яглома (1965), на рис.5.2.1 представлено вертикальное распределение скорости течения в обобщенных координатах – $u_+ = \frac{\bar{u}}{u_*}$ и $z_+ = u_* z/\nu$ (ν – кинематический коэффициент вязкости). Как известно, на универсальном безразмерном профиле средней скорости турбулентного течения можно выделить три области: 1 – вязкую, простирающуюся до $z < \frac{5\nu}{u_*}$, где молекулярная вязкость преобладает над турбулентной; 2 – переходную – $5\nu/u_* < z < 30\nu/u_*$, где молекулярная и турбулентная вязкость сопоставимы; 3 – турбулентную – $z > 30\nu/u_*$, где $\rho\nu\frac{\partial\bar{u}}{\partial z} \ll \rho u'w'$.

Данные, приведенные на рис.5.2.1, относятся к турбулентной области и, как видно из графика, хорошо совпадают с логарифмическим профилем скорости течения, полученным рядом авторов. В подповерхностной же области у нас наблюдается резкий переход от одного логарифмического профиля к другому, простирающемуся от $u_{\text{макс}}$ до свободной границы потока.

Следует отметить, что хотя полученное уменьшение скорости в приповерхностной области потока невелико и, видимо, не может оказать влияния на расход жидкости в каналах, тем не менее этот факт имеет принципиальное значение для понимания механизма обмена у верхней границы. Так, согласно И.К.Никитину (1964), в области $z_\delta = 0.91$ имеет место отрицательная вязкость. Такое заключение было получено на основании данных о вертикальных профилях потока импульса $\tau_{ij} = -\rho u'w'$ и скорости течения $\bar{u}(z)$. Согласно этим данным, $\tau(z)$ в области $z_\delta = 0.91$ принимает отрицательное значение, а $\frac{\partial\bar{u}}{\partial z}$ положительно, т.е. скорость в поверхностном слое увеличивается. Исходя из противоположности знаков у $\tau(z)$ и $\frac{\partial u}{\partial z}$ был сделан вывод о том, что коэффициент турбулентной вязкости имеет отрицательное значение. Для выяснения механизма вертикального переноса в открытых потоках нами было измерено турбулентное трение и вычислен коэффициент обмена импульсом как для водного потока, так и для спутного потока воздуха. На рис.5.2.2 представлено вертикальное распределение турбулентного трения $\tau(z_\delta)$ и коэффициента турбулентной вязкости $K(z_\delta)$ для водного потока. Наиболее интересной особенностью в распределении $\tau(z_\delta)$ является смена знака в приповерхностном слое при $z_\delta = 0.9$ и переход $\tau(z_\delta)$ в отрицательную область. В пределах точности выполненных измерений смена знака у $\tau(z_\delta)$ и $\frac{\partial u}{\partial z}$ происходит на одной и той же глубине, что позволяет сделать вывод о том, что коэффициент обмена имеет положительное значение по всей области

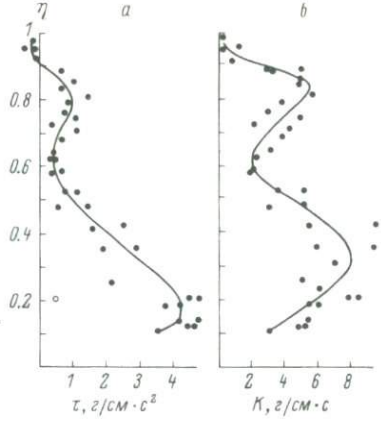


Рис.5.2.2. Распределение по вертикали турбулентного трения (а) и коэффициента турбулентной вязкости (б).

потока. Однако, в принципе, отрицательная вязкость может иметь место, если границы смены знаков у $\tau(z_б)$ и $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$ не будут совпадать. По данным П.Бредшоу (1974), такое несовпадение может иметь место, но для решения этого вопроса необходимы более точные измерения.

Ниже границы перехода $\tau(z_б)$ в отрицательную область при $z_б = 0.8$ наблюдается небольшой максимум $\tau(z_б)$; при $z_б = 0.6$ $\tau(z_б)$ принимает минимальное положительное значение, после чего идет постепенное увеличение значений $\tau(z_б)$, вплоть до $z_б = 0.2$–0.3. Исходя из соображений, что на твердой стенке поток количества движения равен нулю, можно аппроксимировать экспериментальный график $\tau(z_б)$ до $z_б = 0$. Максимум, полученный нами таким образом, отмечался и в работах Е.М.Минского (1947) и И.К. Никитина (1964). Он вызван, вероятно, действием одновременно двух процессов: генерацией турбулентности у твердых границ потока и каскадной передачей энергии от больших масштабов к меньшим. Очевидно, процесс генерации турбулентности в области $z_б = 0.2$–0.3 преобладает над процессом каскадного дробления вихрей. В области же $z > 0.3$ второй процесс, видимо, становится доминирующим.

Заметим, что в области, где $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = 0$ и $\tau(z_б) = 0$, для коэффициента турбулентного обмена имеет место неопределенность типа – 0/0. Согласно эмпирической теории Прандтля, коэффициент турбулентного обмена должен быть равен нулю в точках, где $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = 0$. Между тем измерения показывают, что в этих точках как продольные, так и поперечные пульсации не равны нулю, т.е. $K \neq 0$. Нами был проведен анализ выражения для коэффициента турбулентного обмена в точке, где K имеет неопределенность типа 0/0.

Рассмотрим $\lim K = \lim \tau \Big/ \frac{\partial \bar{u}}{\partial z}$. По правилу Лопиталя, $\lim \tau \Big/ \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \lim \frac{\partial \tau / \partial z}{\partial^2 \bar{u} / \partial z^2}$. Так как в этой точке скорость имеет максимальное значение, то $\frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial z^2} < 0$. Следовательно, коэффициент турбулентного обмена будет равен нулю только в том случае, если турбулентное трение будет иметь экстремальное значение ($\frac{\partial \tau}{\partial z} = 0$). Если же турбулентное трение изменяется по линейному закону и при

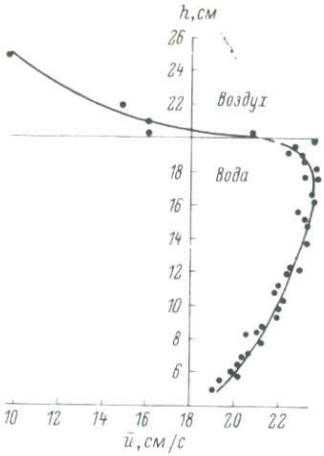


Рис. 5.2.3. Совмещенный график распределения по вертикали скорости течения воды и спутного потока воздуха.

переходе точки $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = 0$ изменяет знак с положительного на отрицательный, что имеет место в трубах и закрытых каналах, то $\frac{\partial \tau}{\partial z} < 0$. Следовательно, $K > 0$.

Для распределения численного значения K непосредственно в области, где $\bar{u} = u_{макс}$, необходимо знать аналитическое выражение для зависимости $\tau(z)$. В силу вышеизложенного необходимо дальнейшее детальное исследование структуры потока вблизи этих точек, так как K может меняться в пределах от $-\infty$ до 0 в зависимости от вида функции $\tau(z)$ вблизи точки перегиба. В точках, где $\bar{u} = u_{макс}$, логарифмический закон не может удовлетворять условию $\frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = 0$, так же как на оси трубы или канала.

Как уже отмечалось выше, для всех измеренных профилей скорости течения было характерно наличие участка в подповерхностной области с отрицательным градиентом скорости. Одной из возможных причин уменьшения скорости течения вблизи границы вода-воздух является динамическое воздействие движущейся жидкости на прилегающие слои воздуха, в результате которого возникает спутное движение воздуха, а скорость течения воды в поверхностном слое уменьшается. Как видно из рис.5.2.3, при переходе границы раздела закономерность вертикального распределения скорости не изменяется, и в спутном потоке воздуха распределение скорости по вертикали не противоречит логарифмическому закону. Это дает основание считать, что на границе раздела вода-воздух скорости жидкости и воздуха одинаковы, т.е. имеет место условие прилипания.

На рис.5.2.4 представлен график распределения $\tau(z)$ и $K(z)$ в воде и в спутном потоке воздуха вблизи границы раздела этих сред. Из распределения $\tau(z)$ видно, что при переходе границы вода-воздух турбулентное трение сохраняет отрицательное значение. А так как градиент скорости в этом случае меньше нуля, то коэффициент турбулентного обмена в потоке воздуха является положительным, что свидетельствует о передаче энергии от жидкости к спутному потоку воздуха.

На рис.5.2.5 представлены графики спектральной плотности продольных и вертикальных компонент пульсаций скорости в подповерхностной области водного потока и в спутном потоке воздуха. Доверительный интервал для функции спектральной плотности $S(\omega)$

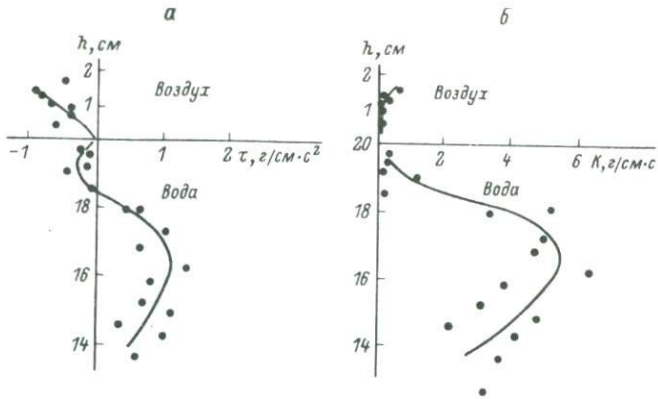


Рис.5.2.4. Распределение турбулентного трения (τ – а) и коэффициента обмена (K_z – б) в воде и в спутном потоке воздуха.

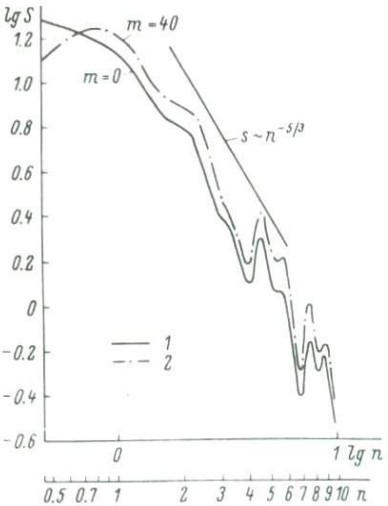
вычислялся при доверительной вероятности 0.8. Верхняя граница спектра определялась интервалом дискретности, который был равен 0.025 с, и составляла 20 Гц. Нижняя граница, определяемая длительностью записи (T = 10 с), составляла 0.1 Гц.

Для исключения влияния низкочастотных составляющих спектра была проведена цифровая фильтрация исходных данных по формуле

$$\overline{x}_i' = x_0' \frac{1}{2(m+1)} \sum_{K=1}^{m} x_i + K, \qquad (5.2.1)$$

где x_i – текущая координата на кривой записи пульсаций скорости; m – параметр цифрового фильтра.

На рис.5.2.5 приведен график функции $S(\omega)$, полученный при фильтрации цифровых исходных данных для нескольких значений параметра сглаживания. Как видно из рисунка, параметр сглаживания 40 является наиболее оптимальным. С одной стороны, он не слишком сильно уменьшает цифровой ряд, по которому вычисляются статистические характеристики, а с другой – отфильтровывает низкочастотную область спектра до 0.5 Гц. В дальнейшем все серии были подвергнуты операции сглаживания с параметром 40. Из рис.5.2.5 видно, что спектр пульсаций скорости в воде в области частот от 1 до 10 Гц многомодальный, с характерными максимумами в областях 4 и 7–9 Гц, которые довольно четко прослеживаются на всех глубинах приповерхностной области потока. Максимум в области частот 4 Гц постепенно смещается в сторону низких частот при переходе от поверхности в глубь потока. В области частот 10–20 Гц максимумы на кривых спектральной плотности не имеют строго определенной локализации, и мощность на этих частотах мала. Поэтому на графиках эта область не показана.



5.2.5. Функции спектральной плотности течений в гидролотке.

1 – при $m = 0$, 2 – при $m = 40$.

Из графика видно, что характерным для функции $\tilde{S}^*(\omega)$ является ее уменьшение с увеличением частоты, причем наклон кривой в области частот от 1 до 10 Гц отвечает закону „–5/3", (рис.5.2.5). Сопоставление графиков рис.5.2.5 с графиками спектральной плотности, полученными Клебановым (Монин, Яглом, 1965) путем измерений в турбулентном пограничном слое на плоской пластине, показывает хорошее совпадение.

Характер распределения спектральной плотности продольных и вертикальных компонент пульсаций скорости спутного потока воздуха несколько отличается от аналогичных кривых для водного потока; здесь наблюдается более быстрое уменьшение энергии пульсаций скорости с увеличением частоты, а сам ход кривых более плавный. Резко выраженный максимум в области частот 4–5 Гц наблюдается только в спектре вертикальной компоненты пульсаций скорости.

Приведенные результаты показывают, что при движении жидкости в прямоугольном открытом канале в широкой области числа Рейнольдса (от 110 до 10^6) максимум скорости течения находится ниже свободной границы. Одной из возможных причин уменьшения скорости потока вблизи границы раздела вода–воздух является наличие спутного потока воздуха, возникающего в результате динамического воздействия движущейся водной поверхности на прилегающие слои воздуха.

В турбулизированном потоке воздуха имеет место положительное значение коэффициента турбулентной вязкости, что и свидетельствует о передаче энергии от осредненного движения жидкости к потоку воздуха.

5.3. МЕТОДИКА ПОСТАНОВКИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ИЗУЧЕНИЮ МЕЛКОМАСШТАБНОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ОЗЕРАХ

В зависимости от задачи исследования изучение турбулентности в озере, в частности на Ладожском озере, проводилось с научно-исследовательских судов, плавучих и неподвижных оснований. Неподв-

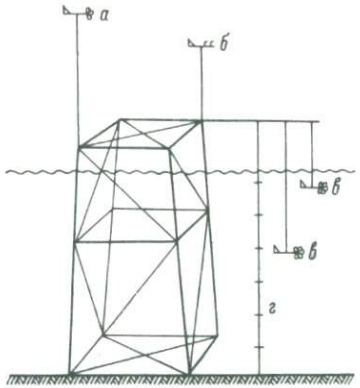


Рис.5.3.1. Схема неподвижного основания (гидрофизическая вышка).

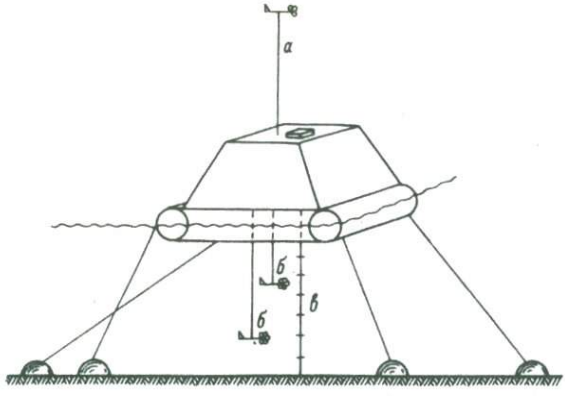
а – измеритель ветра ГМ–47; б – термоанемометр для измерения пульсаций скорости ветра; в – измеритель течений и турбулентности; г – термокоса.

вижное основание, или гидрофизическая вышка, представляет собой металлическую конструкцию трапециевидной формы, собранную из дюралевых труб диаметром 50 мм. Высота вышки – 6 м, ширина площадки вверху – 1 м, ширина основания – 3 м (рис. 5.3.1). Вышка вдавливается в грунт нижними штырями и затем растягивается с помощью тросов. Обычная глубина постановки вышки 5.5 м. На вышке устанавливаются различные гидрофизические датчики, гидрологические и метеорологические приборы, такие как измеритель пульсаций скорости потока, измерители средней скорости потока БПВ–2, ГР–42 М с выводом на 3-канальный самописец записи направления и скорости, датчики температуры, измерители пульсаций скорости ветра, измерители скорости ветра ГМ–47, ГМ–49, М–63М. Записывающая аппаратура располагается на берегу.

На вышке отрабатывалась методика измерений мелкомасштабной турбулентности в озере. В частности, производилась тарировка датчиков турбулиметра по углу и скорости в натурных условиях по методике, предложенной Н.К.Шелковниковым с соавторами (1974). Также были получены записи пульсаций скорости без влияния волновых помех, качки судна, механических воздействий на кабель. С этой вышки оказалось возможным изучать турбулентную структуру верхнего слоя 0–5 м без помех и искажений, обычно вносимых корпусом судна. Неподвижная гидрофизическая вышка использовалась при изучении циркуляций Ленгмюра.

Неподвижным основанием можно считать и лед. Измерения турбулентности подо льдом проводились зимой 1979/80 г. в Яккимварском заливе Ладожского озера. При измерениях со льда удалось получить записи, практически свободные от всех помех.

Плавучее основание является промежуточным по своим характеристикам между неподвижным основанием и судном. Оно меньше подвержено качке, на нем размещены не только датчики, но и записывающие приборы и источники питания. Плавучее основание, применявшееся при изучении мелкомасштабной турбулентности в Ладожском озере (рис.5.3.2), представляло собой понтон размером 4х4 м, сваренный из цилиндрических блоков диаметром 1 м. Высота палубы над водой составляла 0.5 м. В центральной части понтона располагались измерительные приборы, блоки питания. Понтон оборудовался



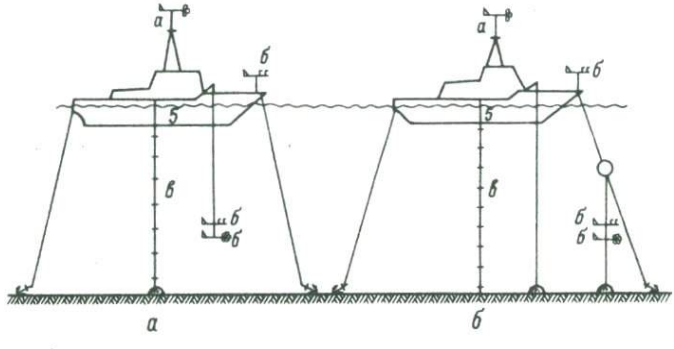


Рис.5.3.2. Схематическое изображение понтона.

а – измеритель ветра; б – измеритель течений и турбулентности; в – термокоса.

Рис.5.3.3. Схема расположения измерителей на НИС „Талан".

а – при измерениях с борта судна; б – при измерениях по схеме с притопленным буем.

метеорологическими, гидрологическими и гидрофизическими приборами. Для удобства работ были установлены небольшие лебедки с выносными стрелами. Изучение турбулентности с понтона, без помех, можно проводить ниже 1.5 м от поверхности; верхний слой экранируется корпусом понтона. Понтон устанавливается в 30 м от гидрофизической вышки, что позволяет сравнивать получаемые данные с результатами отсчетов на вышке.

Изучение мелкомасштабной турбулентности с научно-исследовательских судов проводилось с целью получения количественных оце-

нок параметров турбулентности по всему озеру. Сравнительно небольшие размеры Ладожского озера – 70х220 км при средней глубине 52 м позволяют получить информацию о турбулентности при установившихся гидрометеорологических условиях практически по всему озеру за 1–2 суток. При постановке судна на станции использовались два якоря (рис.5.3.3) – носовой и кормовой, что позволяло значительно уменьшить влияние рысканья и качки судна на записи. В зависимости от глубины места применялись два способа зондирования. На больших глубинах турбулиметр опускался непосредственно с борта судна (также на малой глубине при хорошей погоде, рис.5.3.3, а). На малых глубинах турбулиметр опускался так, как указано на схеме (рис.5.3.3, б). Второй способ исключает основные помехи при записи: рыскание судна, волновую качку, колебания кабеля. При измерении с судна приповерхностный слой, который экранируется корпусом судна, возрастает и достигает 5 м. На судне водоизмещением 300 т (НИС „Талан", тип.СРТ) устанавливались измерители пульсаций скорости воды и ветра, измерители средних скоростей течений, ветра, измерители температуры и другая гидрофизическая аппаратура для регистрации мезомасштабных гидрологических процессов с характерными временными масштабами от нескольких минут до нескольких суток.

3.4. ОЦЕНКА ПОГРЕШНОСТЕЙ ПРИ ТЕРМОАНЕМОМЕТРИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЯХ В ОЗЕРЕ

При изучении мелкомасштабной турбулентности большое значение приобретает объективная оценка возможностей применяемого измерителя турбулентности. В процессе измерений на датчик измерителя, передающую линию, записывающий прибор действуют различные факторы, которые в отдельных случаях могут значительно исказить получаемый результат. Стандартная методика проверки измерительной системы представляет собой последовательную тарировку всех блоков системы для получения количественных характеристик, описывающих возможности данной системы. Но при полевых измерениях вносятся помехи, которые трудно промоделировать в лабораторных условиях, или помехи, появление которых носит случайный характер.

Одним из способов проверки полученных данных является оценка чувствительности прибора интегральным соотношением сигнал–шум. Рассмотрим энергетический спектр пульсаций скорости $S(k)$ как функцию волновых чисел (рис.5.4.1) (Трохан, Зеликсон, 1976). Из рисунка видно, что чувствительность прибора не может быть оценена простым интегральным соотношением сигнал–шум, так как на измерительный комплекс действует ряд факторов, вносящих погрешность в измерения пульсаций скорости при буксировке датчика, и предлагается ввести коэффициент качества, который определяется спектральным соотношением:

$$\alpha(k) = \frac{S(k)}{S_{вн}(k) + S_в(k) + S_с(k)}, \qquad (5.4.1)$$

где $S(k)$– спектр измеряемой величины, в данном случае – пульсации средней скорости потока; $S_{вн}(k)$ – спектры внутренних помех прибора; $S_в(k)$ – спектры внешних помех, например волнения; $S_с(k)$ – спектры случайных помех.

На рис. 5.4.1 представлены спектральная плоскость продольной $S^*(k)$ пульсационной компоненты скорости, полученная по натурным измерениям в Ладожском озере, а также наложение плотности $S^*(k)$ на $S(k)$. Как видно из рисунка, основную помеху вносят колебания с периодом 6 с, что соответствует качке судна. Так как измерения на Ладожском озере проводились с заякоренного судна, то не следует учитывать интенсивные помехи, возникающие при буксировке датчика. Для учета волновых помех на термоанемометр проводилась одновременная запись ветрового волнения с пульсацией скорости течений. Затем вычисленная спектральная плотность волнения исключается из спектра пульсации методом линейной фильтрации (Бенилов, Филюшкин, 1970).

Помехой случайного типа является рыскание судна на якоре. Эта помеха трудно поддается учету, поэтому измерения по возможности проводились в штилевую погоду. Чтобы максимально уменьшить эту помеху при измерениях с судна, применялись два якоря, и в этом случае практически из помех существенна только бортовая качка судна, которую, как и волнение, можно учесть с помощью волнографа.

Для нескольких волновых чисел спектральной плотности $S^*(k)$ для горизонта 5 м в центральной части Ладожского озера были получены следующие величины $\alpha(k)$:

$$\alpha(k)_{10^{-2}} = 1000, \quad \alpha(k)_{10^{-1}} = 100, \quad \alpha(k)_{0^0} = 50.$$

Чем выше $\alpha(k)$, тем достовернее полученный результат. Спектральный коэффициент $\alpha(k)$ позволяет оценить возможности данной измерительной системы, достоверный уровень которого обычно принимают $\alpha(k) > 20$. В нашем случае $\alpha(k)$ используется для измерения пульсаций скорости потока в диапазоне $k = 10^{-2}–10^{-1}\,с^{-1}$, а также для объективного сравнения между собой измерителей в различных условиях эксплуатации.

В л и я н и е т е п л о о б м е н а п р и и з м е р е н и я х т е р м о а н е м о м е т р о м. Известно (Бредшоу, 1974), что тепло (Q_Σ), выделяемое в нити, отводится от нее путем излучения ($Q_и$), естественной конвекции ($Q_{ЕК}$), теплопроводности материала самой нити к концам крепления ($Q_к$) и вынужденной конвекции за счет движения жидкости ($Q_в$):

$$Q_\Sigma = Q_и + Q_{ЕК} + Q_к + Q_в . \qquad (5.4.2)$$

Необходимо оценить последние три члена, которые могут вносить существенную погрешность, так как Q_u составляет, по данным Бредшоу, всего 0.1% от выделяемого тепла, и этой величиной при измерениях обычно пренебрегают. Естественная конвекция учитывается при малых скоростях течений (менее 5 см $с^{-1}$). Причем такие скорости возможно наблюдать при измерении течений в озерах. Естественная конвекция оценивается с помощью числа Грасгофа:

$$Gr = \frac{g d^3 (T_\omega - T_f)}{\nu^2 \cdot T_f}, \qquad (5.4.3)$$

где в числителе-величина подъемной силы, а в знаменателе - характерная величина вязких сил. Если $Re > 2\sqrt[3]{Gr}$, то влиянием Q_{EK} можно пренебречь. Проведем оценку Gr при измерениях на озере. При $Gr = 3.92 \cdot 10^{-2}$ Re_{KP} порядка 4990, значит, соотношение (5.4.2) выполняется, и Q_{EK} можно пренебречь. Теперь оценим Q_K Отвод тепла к креплениям исследовался многими авторами (Хинце, 1963). Выяснилось, что основная проблема заключается в том, чтобы найти оптимальные соотношения между длиной и толщиной нити, толщиной и теплопроводностью креплений и нагретой нити, которые влияют на равномерность распределения тепла вдоль нити и на постоянную времени нити.

Если предположить, что конвективный тепловой поток в жидкости прямо пропорционален разности между T_f жидкости и T_ω нити, получается, что такой тепловой поток описывается дифференциальным уравнением 2-го порядка для T:

$$\frac{T_{нити} - T_{жидк}}{T_{инт} - T_{жидк}} = \frac{\frac{l}{2l_c} ch\left(\frac{l}{2l_c}\right) - \frac{l}{2l_c}}{\frac{l}{2l_c} ch\left(\frac{l}{2l_c}\right) - sh\left(\frac{l}{2l_c}\right)}, \qquad (5.4.4)$$

$$l_c = \frac{d}{2}\sqrt{\frac{\pi K_\omega}{b\, R_0 (A + B\sqrt{u} - J^2)}},$$

где l - длина нити; l_c - холодная длина нити; d - диаметр нити; K_ω - коэффициент теплопроводности нити; b - температурный коэффициент электрического сопротивления; R_0 - электрическое сопротивление нити при T°; u - эйлерова скорость; J - ток в нити; величины A и B описываются выражениями

$$A = 0.42 \frac{b\pi K_f l}{b_0 R_0} (Pr)_f^{0.20}, B = 0.57 \frac{b\pi K l}{b_0 R_0} (Pr)_f^{0.33} \left(\frac{\rho_f d}{\mu_f}\right)^{0.50}. \qquad (5.4.5)$$

Величина l_c называется холодной длиной нити и учитывает охлаждающее воздействие крепления нити. Полученное уравнение позволяет найти отношения $l/2l_c$ и l/d, необходимые для равномерного распределения температуры вдоль нити. Для платиновых нитей эти со-

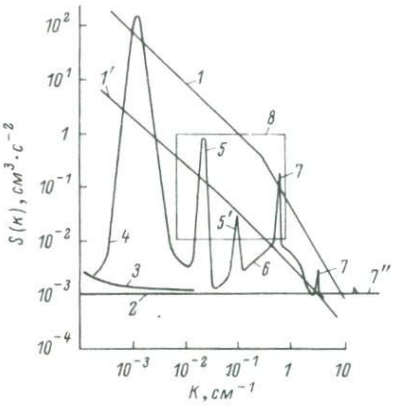


Рис.5.4.1. Спектр пульсаций скорости $S^*(k)$ и характерные ошибки измерений:

1–1' – область измерений турбулентности в озере; 2 – спектр собственных шумов измерителя; 3 – влияние пульсаций температуры; 4 – спектр крупномасштабных смещений измерителя при обтекании; 5–5' – вибрации контейнера при обтекании; 6 – шум при обтекании чувствительного элемента; 7–7'–7'' – спектр электрических помех; 8 – исследуемая область спектра турбулентности в озере.

отношения равны $l/2l_c \approx 5$, $l/d \approx 1000$, т.е. удовлетворяют требованию, и влияние $Q_к$ при измерениях пульсаций скорости не учитывается.

Теплообмен нити термоанемометра с обтекающей его водой определяется безразмерным числом Нуссельта Nu:

$$Nu = \frac{H_f/A}{K_f(T_\omega - T_f)/d}, \qquad (5.4.6)$$

где H_f – тепловой поток в жидкость; A – площадь поверхности нити; K_f – коэффициент теплопроводности воды; T_ω – температура воды; T_f – температура нити; d – диаметр нити.
Преобразуя, получаем:

$$Nu = \frac{H_f/l}{\pi K_f(T_\omega - T_f)}. \qquad (5.4.7)$$

Кроме числа Нуссельта, можно использовать число Стантона:

$$St = Nu/(Re \cdot Pr), \qquad (5.4.8)$$

где Pr – число Прандтля $= \frac{C_p \mu_\omega}{K_f}$; C_p – удельная теплоемкость воды; μ_ω – абсолютный коэффициент вязкости воды при постоянном давлении.

При малых скоростях потока числа Nu и St зависят в основном от чисел Re, в меньшей степени от числа Pr и от угла наклона нити.

В настоящее время существует несколько эмпирических зависимостей для расчета числа Nu:

$$Nu = 0.42\,Pr^{0.20} + 0.57\left(Pr^{0.33} \cdot Re^{0.50}\right). \qquad (5.4.9)$$

Если температура воды T = 15°C, число Pr = 7, число Re = 498, то для рассматриваемого случая Nu = 77.02, а число St = 0.002.

Зависимость числа Nu от числа Re является определяющей в термоанемометрии, ее изучению было посвящено много работ. Например, для Nu существует следующая эмпирическая формула:

$$Nu = A + B \cdot Re^{0.5}. \qquad (5.4.10)$$

Коллис и Вильяс ввели дополнительно температурный коэффициент:

$$Nu = \left(\frac{T_\omega - T_f/2}{T_f} \right)^{-0.17} = A + B \cdot Re^{h}. \qquad (5.4.11)$$

Принимая во внимание выше сказанное, укажем, что при тарировке датчиков необходимо следить за тем, чтобы наклон тарировочной кривой соответствовал закону степени 0.5–0.45. Если наклон тарировочной кривой не соответствует такому закону, датчик бракуется. Датчики, применяемые в экспедиционных измерениях, на Ладожском озере прошли такую отбраковку на гидролодке МГУ.

Таким образом, при измерениях пульсаций скорости в озере наибольшее влияние на показания датчика оказывает теплообмен нити с водой, вызываемый вынужденной конвекцией (Q_β). Величины Q_u и Q_{EK} малы, а величина Q_K учитывается за счет подбора соотношений l/d, $l/2l_c$. Влияние Q_β – вынужденной конвекции – учитывается при тарировке датчиков.

Влияние изменений температуры жидкости на измерение пульсаций скорости. Одной из основных трудностей при измерениях турбулентности термоанемометром является влияние температуры воды на показания проволочных датчиков.

Зависимость изменения пульсаций от температуры можно дать в следующем виде (Бредшоу, 1972):

$$\frac{H_f}{T_\omega - T_f} = A(T_f) + B \cdot u^{0.45}, \qquad \mu_f = J^2 R_\omega,$$

$$\frac{J^2 R_\omega}{R_\omega - R_f} = A(T_f) + B \cdot u^{0.45}, \qquad T_\omega - T_f \simeq R_\omega - R_f,$$

где u – скорость потока; H_f – тепловой поток; T_ω – температура воды; T_f – температура нити; A, B – коэффициенты; J – ток; R_ω – сопротивление холодной нити; R_f – сопротивление горячей нити.

Зная изменения тока в нити и изменение сопротивления нити при изменении температуры потока, можно вводить поправку в результаты измерений.

При измерении пульсаций скорости в озере влияние изменения температуры учитывалось автоматически. Для этого в цепь подогрева термоанемометра был включен датчик температуры, который и компенсировал влияние изменения температуры в пределах 2–4°С.

Расчет постоянной времени термоанемометра. Постоянную времени термоанемометра можно рассчитать по формуле, предложенной Бредшоу (1972):

$$M = \frac{\rho_\omega \cdot c_\omega \cdot d^2}{4 K_f Nu} \cdot \frac{R_\omega}{R_Q},$$

где c_ω – теплоемкость платины; ρ_ω – плотность Pt; R_ω – сопротивление холодной нити; R_Q – сопротивление горячей нити; K_f – теплопроводность воды; Nu – число Нуссельта; d – диаметр нити.

Подставляя в выражение для M величины, соответствующие условиям измерений в озерах, получаем ее значение, равное 0.02×10^{-3} с (для типичных анемометров $M = 0.06 \cdot 10^{-3}$ с). Но расчетная величина M обычно является завышенной, поэтому точнее ее можно определить в бассейне, создавая пульсирующее течение с помощью звуковых волн.

5.5. МАЛОИНЕРЦИОННЫЙ ДАТЧИК ТЕМПЕРАТУРЫ ИЗ МЕДНОГО ЛАКИРОВАННОГО ПРОВОДА

Отсутствие стандартных малоинерционных (менее 1 с) датчиков температуры воды заставляет вновь и вновь возвращаться к проблеме их изготовления для разрабатываемых гидрофизических зондов. Обычно используются в том или ином конструктивном оформлении малогабаритные терморезисторы или проволочные термометры сопротивления. Качество датчика зависит прежде всего от способа изоляции чувствительного элемента. Оболочка чувствительного элемента должна удовлетворять двум противоречивым требованиям: обеспечить максимальный тепловой и минимальный электрический контакт с водой. Если допустима постоянная времени датчика (τ) не менее 2–3 с, то задача легко решается заключением проволоки или терморезистора в металлическую капсулу. Для получения меньших значений τ этот вариант практически исключен. Остается лишь использование изолирующих пленочных покрытий, но технология нанесения их или слишком сложна, или не обеспечивает надежной изоляции. Попытки использовать разные виды обмоточных проводов с лаковыми покрытиями, как правило, кончались неудачей из-за наличия трещин в покрытии или из-за его нестойкости в морской воде. Однако, как показал опыт ряда промышленных фирм США, создавших теряемые обрывные зонды с проводной линией связи (Гибсон и др., 1975б), эта проблема все-таки имеет удовлетворительное решение. К проводу, использованному в теряемом зонде, основанном

на принципе дистанционной передачи аналогового сигнала, предъявляется требование надежной (без единой трещины!) изоляции металла от воды, по крайней мере на время измерений. Эту проблему удалось решить, судя по широкому использованию теряемых зондов, в рамках национальных, а также международных исследовательских программ. Использовали американские теряемые зонды и советские суда, в частности НИС „Дмитрий Менделеев" в 11-м рейсе. Относительно высокая надежность зондов модели Sippican Corporation навела на мысль о возможности использования провода этого зонда в качестве материала для термометра сопротивления, что и было сделано. Одна из конструкций температурного медного проволочного малоинерционного датчика предложена в настоящей работе.

Чувствительный элемент температурного медного проволочного малоинерционного датчика представляет собой спиральную бескаркасную, закрепленную в пазах держателя с помощью натянутых нитей капрона, конструкцию. Держатель изготовлен из органического стекла. Нить, пропущенная внутри спирали, предотвращает сбрасывание спирали из паза держателя. Перемещения витков спирали по пазу держателя под действием тока воды исключает поперечные витки нити. Выходные концы спирали протягиваются через отверстия, просверленные в держателе. Эти отверстия герметизируются эпоксидной смолой с наполнителем. Витки спирали смещены относительно друг друга. Подобное расположение чувствительного элемента исключает тензоэффект и удовлетворяет условиям наилучшего теплообмена между чувствительным элементом и средой, согласуя их со стремлением уменьшения линейных размеров датчика (Телин, 1976). При использовании датчика в режиме буксировки в условиях моря (16 миль/ч) применялись защитные щетки, которые позволяют регулировать отбор воды, направляемой на чувствительный элемент. Намотка спирали чувствительного элемента бифилярна, диаметр медного провода - 0.09 мм, толщина защитного лакового покрытия - 0.013 мм, сопротивление датчика - 90 Ом.

Измерительный мостовой преобразователь к датчику выполнен по неуравновешенной мостовой схеме в соответствии с рекомендациями работы Д.Ю.Иванова (1975). Выбрана симметрия $P_1 = P_2$, $P_3 = P_4$. Принципиальная схема установки при использовании датчика для измерения поверхностной температуры моря на ходу судна и при зондировании представлена на рис.5.5.1. Сопротивления P_3 и P_4 намотаны константановым проводом на медном стержне с теплоизоляцией, обеспечивающей одинаковый стабильный режим плеч моста. Использование в качестве измерительного моста сопротивлений типа МЛТ, размещенных на одной плате, приводит к большему разбросу данных, т.е. к снижению точности измерений. ТКС провода датчика и медных жил кабеля отличается на незначительную величину. Питание моста осуществляется батареей сухих элементов, подключаемых к схеме через стабилитрон.

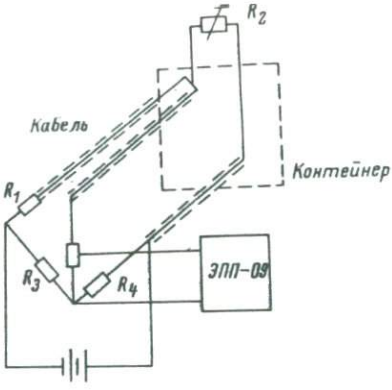


Рис.5.5.1. Схема установки для измерения поверхностной температуры при буксировке и зондировании.

Нагрев датчика током приводит к появлению термоанемометрического эффекта, что отрицательно сказывается на точности измерений. Для выбора оптимального режима работы датчика были проведены опыты, устанавливающие влияние скорости обтекания и напряжения на величину перегрева. Изменение скорости потока, а следовательно, и условий теплообмена, не должно влиять на показания датчика температуры более величины погрешности измерений температуры. При средней скорости (υ) зонда, равной 3.4 м/с, выяснилось влияние ее на измерение температуры при изменении u питания измерительной схемы. На рис.5.5.2,а представлена зависимость изменения сопротивления датчика при повышении напряжения питания мостовой схемы при $\upsilon \neq 0$. Зависимость чувствительности установки от u питания представлена на рис.5.5.2,б. Исходя из полученных экспериментальных зависимостей можно выбрать оптимальный режим работы измерительной схемы в зависимости от условий работы датчика (буксировка, зондирование, установка на буе). Тепловая инерция датчика определялась экспериментальным путем. При скачкообразном изменении температуры среды на быстродействующем самописце Н-327-3 получена кривая установления температуры датчика (рис.5.5.2, в). Точки на рис.5.5.2,в - отметки времени через 0.1 с. Расчет инерции по полученной кривой показывает, что инерция в спокойной воде равна 0.05 с.

Для проверки надежности в лаборатории датчик подвергался длительному выдерживанию в концентрированном растворе поваренной соли (свыше месяца), и многочасовому воздействию потока в гидростенде (υ = 3.5 м/с). Эти испытания прошли успешно: изоляция не нарушилась. Для проверки датчика в натурных условиях представилась уникальная возможность установить его на термозонд для измерений в горячих рассолах впадины „Атлантис" и „Дискавери" в Красном море в период 22-го рейса НИС „Академик Курчатов". Измерения в среде с температурой, повышавшейся на глубинах около 2 км до 62°С, и соленостью свыше 30% прошли успешно - характеристика датчика не сместилась. Разрушение изоляции наблюдалось лишь при попытке использования датчика без защитных щечек в качестве поверхностного термографа при буксировке со скоростью 16 узлов в течение двух суток. После этих экспериментов проволочные датчики применялись многократно в зондах и

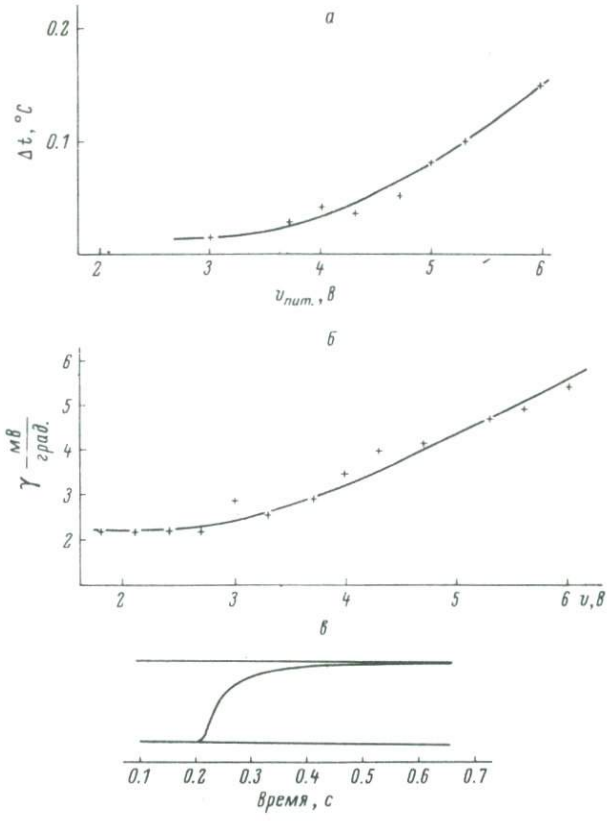


Рис.5.5.2. Тарировочные зависимости термоизмерителя.

а – изменения температуры перегрева датчика от напряжения питания мостовой системы; б – чувствительности установки от напряжения; в – сопротивления датчика от температуры.

буксируемых со скоростями до 6–7 узлов турбулиметрах. Время безотказной работы превысило многие десятки часов.

Для измерения поверхностной температуры и вертикального зондирования на Ладожском озере применялся малоинерционный датчик температуры из медного лакированного провода фирмы Sippican Corporation, вариант включения которого представлен на рис. 5.5.1. В качестве регистрирующего прибора применялся потенциометр ЭПП-09, он и определял инерционность измерительной схемы (~1 с). Буксировка датчика производилась в невозмущенной зоне – на стреле с носа судна, на глубине 10 см, с постоянной скоростью

6 узлов, при полном штиле, в отсутствие зыби и при безоблачном небе. Визуальный контроль движения датчика при буксировке позволяет сделать вывод об отсутствии вертикальных перемещений датчика. Вертикальные температурные зондирования проводились с использованием той же измерительной системы. Равномерность скорости спуска и подъема датчика с углубителем осуществлялась путем использования равномерно вращающейся якорной турачки. Вертикальные зондирования температурным датчиком показали, что значительные градиенты температуры, зарегистрированные при буксировке, не могут быть обусловлены вертикальным смещением датчика, т.е. представляют собой скачки t° в горизонтальной плоскости.

5.6. ОБ ИЗМЕРЕНИИ РОТОРА СКОРОСТИ ТЕЧЕНИЙ В ЛАДОЖСКОМ ОЗЕРЕ

Измерения ротора скорости в турбулентном потоке океанов и атмосферы весьма малочисленны. В ранее опубликованной работе (Бошеверов и др., 1971) приведены данные по измерению частотного спектра циркуляции скорости в атмосфере с помощью набора акустических датчиков. Принципиально новым возможным способом измерения ротора скорости течений в пресном озере могут стать измерения дивергенции электрического поля. Действительно, закон Ома для жидкости с проводимостью σ, движущейся со скоростью $\bar{v}$ в постоянном магнитном поле $\bar{B}$, записывается в виде

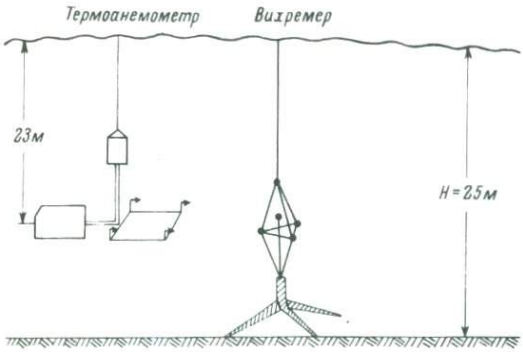
$$\bar{j} = \sigma \bar{E} + \sigma (\bar{v} + \bar{B}),$$

где $\bar{E}$ – напряженность электрического поля, а $\bar{j}$ – плотность электрического тока. Взяв операцию дивергенции от обеих частей равенства, получим

$$\mathrm{div}\, \bar{E} = -\mathrm{div} (\bar{v} + \bar{B}) = -\bar{B} \cdot \mathrm{rot}\, v .$$

Таким образом, зная величину магнитного поля в месте проведения наблюдений, нетрудно пересчитать измеренную $\mathrm{div}\, \bar{E}$ в ротор скорости движения жидкости при условии, что это – единственный механизм, определяющий дивергенцию естественного электрического поля. Этот способ измерения $\mathrm{rot}\, \bar{V}$ предложен Дж.Шерклифом (1967).

С целью проведения измерений ротора скорости течений в Ладожском озере в ИЗМИРАН была создана донная многоэлектродная установка, принцип которой описан в работе В.Ю.Семенова, Г.А.Фонарева (1978). Установка дает возможность измерить разность между средним потенциалом сферической поверхности и потенциалом ее центра.



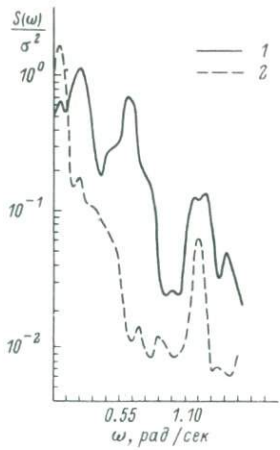


Рис.5.6.1. Система термоанемометров и вихремер.

Рис.5.6.2. Спектры пульсаций $\mathrm{rot}_z u$ (1) и части ротора $\frac{du}{dz}$(2) в прибрежной зоне озера.

Испытания установки, проводившиеся в прибрежной части Ладожского озера, показали, что ошибки измерения дивергенции поля не превышают 15% в диапазоне периодов 1–15 с. Вариации $\mathrm{div}\,\bar{E}$ не связаны в этом диапазоне с микрофлуктуациями температуры воды и неоднородностями электрического поля, что подтверждено соответствующими синхронными наблюдениями и их статистическим анализом. Для подтверждения факта, что дивергенция электрического поля связана с вихревыми движениями жидкости, в воде создавался искусственный вихрь с ротором скорости 40 $с^{-1}$. Измеренный при этом сигнал, пересчитанный в соответствии с предложенным соотношением (Семенов, Фонарев, 1978) в ротор скорости движения, оказался равным 55 $с^{-1}$. Порядки величин совпадают и, следовательно, принцип, заложенный в таком устройстве, может быть использован для измерения ротора скорости движения жидкости в естественных условиях.

Другим возможным доказательством справедливости таких измерений ротора скорости являются синхронные наблюдения, выполненные этой установкой и системой V-образных термоанемометров (рис.5.6.1), описание точности и методика тарировки которых опубликованы (Шелковников и др., 1974). Синхронные измерения компонент продольной (u') и поперечной (w') составляющих скорости течений позволили вычислить величину $\frac{\partial u}{\partial x}$.

Измерения были выполнены в прибрежной зоне Ладожского озера на глубине 25 м с борта научно-исследовательского судна Института озероведения АН СССР. Средние течения фиксировались измерителями типа ГР-42 и БПВ-2р, скорость ветра - анемборумбографом М-63. Профили температуры измерялись термозондом с термистором ММТ-6. Как показали измерения, во время экспериментов наблюдалась изотермия в распределении температуры, таким образом, отсутствовало влияние внутренних волн. Измерения проводились на высоте 2 м от дна. Из полученных синхронных записей формировались реализации с дискретностью 1 с, продолжительность 5 мин. Низкочастотная составляющая в реализациях исключалась полиномиальным фильтром (Рожков, Трапезников, 1969). Сырые оценки функции спектральной плотности $\tilde{S}^{*}(\omega)$ сглаживались функцией Парзена. Максимальный сдвиг корреляционной функции τ_m составлял 1/10 часть реализации T. Спектр пульсаций ротора скорости, полученный измерителем „Вихремер", характеризуется наличием нескольких энергонесущих зон на частотах, соответствующих временным масштабам 1 мин - микрометеорологический максимум, наблюдающийся в спектрах пульсаций скоростей ветра и течений (Колесников, Монин, 1965) - и колебаниям с цикличностью около 10 и 5 с.

Не останавливаясь подробно на физической интерпретации полученных колебаний, покажем (рис.5.6.2), что в спектрах пульсаций компонент скорости и части ротора $\frac{\partial u}{\partial z}$ скорости отмечаются сходные энергонесущие зоны. Функция когерентности $F(\omega)$ указывает на то, что колебания с временными масштабами 1 мин когерентны ($F = 0.64$) и находятся в противофазе ($\theta = 198^{\circ}$), колебания с частотой 0.22 рад/с отсутствуют в спектре пульсаций $\frac{\partial u}{\partial z}$, а колебания с цикличностью 10 и 5 с когерентны, разность фаз составляет соответственно 87 и 162°. Амплитудные характеристики не могут быть, к сожалению, сопоставлены, поскольку система термоанемометров не позволяла измерить полный ротор скорости $rot_z \bar{V} = \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x}$.

Проведенные эксперименты показывают перспективы создания измерителя ротора скорости на рассмотренном принципе.

5.7. ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ИСТОЧНИКИ ФЛУКТУАЦИЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ОЗЕРАХ

Турбулентный обмен в морях и озерах, образование и взаимодействие вихревых структур в воде под действием природных факторов, перенос примесей и многие другие вопросы целесообразно исследовать, используя метод электрического поля. В настоящее время в СССР и за рубежом его с успехом применяют для решения разнооб-

разных научных и технических задач в океанологии, лимнологии, разведочной геофизике и хозяйственной деятельности.

В 1976–1978 гг. на Ладожском озере совместными экспедициями Института озероведения АН СССР, Всесоюзного научно-исследовательского института физико-технических и радиофизических измерений ГК стандартов и Института земного магнетизма и распространения радиоволн АН СССР были проведены измерения новыми приборами. Результаты этих измерений, в частности электрометрические, дают возможность рассмотреть пространственную структуру динамически неоднородных водных масс и связанную с ней изменчивость плотности объемного заряда в воде. До последнего времени измерение плотности электрического объемного заряда в воде не выполнено достаточно корректно, ввиду экспериментальных трудностей и отсутствия аппаратуры, соответствующей современному техническому уровню.

Разнообразные гидродинамические источники возмущений нормального геоэлектрического поля (течения, поверхностные и внутренние волны, турбулентные пульсации линейных и вихревых перемещений среды и др.) являются основными причинами индуцирования аномального электрического поля в воде (Bullard, Parker, 1970; Александров, 1970; Thorpe et al., 1973; Лопатников, 1973; Валеев, 1975; Ryokborst, Christic, 1976; Valensuela, 1978).

Измерительная техника для исследования динамики электрического поля совершенствуется. Появились специальные установки типа глубоководной автономной станции для измерения электрического поля на дне океана (Cox et al., 1970; Сочельников и др., 1974) типа „свободно падающего вращающегося зонда" конструкции США (Ваньян и др., 1978). В СССР и за рубежом появились новые установки, использующие короткие измерительные линии на основе „солевого моста" (Новыш, Богородский, 1979; Клековкин и др., 1979; Petiau, Morat, 1978).

Основные экспериментальные материалы, накопленные к настоящему моменту, посвящены изучению индукции электромагнитных полей ветровыми волнами и зыбью. В последних работах ИЗМИРАН показано, что спектральная структура электрического поля и поля волн одинаковы, если считать, что волновые колебания и колебания индуцируемого сигнала представлены в форме безвихревых гармонических колебаний (Фонарев, Семенов, 1978). Однако в реальных условиях форма волн не чисто синусоидальна, а представляет собой сложную сумму гармонических колебаний с различными характеристиками (частотами, амплитудами и фазами). Поэтому строгое сопоставление измеренной разности потенциалов, обусловленной волновым движением и характеристиками этого волнения, невозможно. Для сравнения колебательного процесса волнения и связанных с ним флуктуаций электрического поля целесообразно использовать осредненные во времени статистические характеристики, такие как функции спектральной плотности.

Однако спектральная структура полей – волнового и индуцированного им электрического – может считаться идентичной лишь при допущении, что электрическое поле полагается потенциальным. Фактически же при измерениях оказывается, что результаты не соответствуют теоретическим расчетам, и это обусловлено наличием вихревой части электрического поля в движущейся волне. Учет вихревого характера движения воды в волновых процессах представляет собой самостоятельную экспериментальную задачу, которой и посвящен данный раздел.

5.7.1. Измерительный комплекс для исследования вихревого движения в воде

Вихревые динамические структуры свойственны всем видам перемещения жидкости в пространстве, в результате которых происходит обмен энергией в области физических границ раздела в дисперсных средах. Вихревое движение жидкости обусловливает не только гидродинамическую структуру протекающих в ней процессов, но и электромагнитную, поскольку перераспределение электрических зарядов в этом случае подчинено законам магнитной гидродинамики.

Электрические поля в гидросфере флуктуируют в широком спектре частот (Александров, 1973; Александров, Зайцев, 1978). Наблюдаемые в воде колебания с периодом более одной секунды образуются в основном за счет динамики воды в магнитном поле Земли и флуктуаций магнитотеллурического поля. Раздельное изучение полей магнитогидродинамической природы (внутренний источник колебаний) и магнитотеллурических (внеземной источник колебаний) в гидросфере связано с затруднениями: периодичность колебаний и их амплитуды сравнимы по порядку. Однако разделение их можно произвести, используя их свойства. Поскольку магнитотеллурическое поле характеризуется бездивергентным вектором, а поля, индуцированные движением воды, носят дивергентный (вихревой) характер и связаны с пространственным изменением объемного заряда, то, применяя методику измерения дивергенции электрического поля, можно получить данные, связанные только с движением воды (Семенов, Фонарев, 1978).

Возможность практического измерения электрического объемного заряда в воде была уже рассмотрена (Семенов, Фонарев, 1978).

В настоящее время относительное изменение разности электрических потенциалов в водной среде можно измерить с точностью до одного микровольта. Тогда в соответствии с ранее опубликованными сведениями (Альпин, 1966; Шерклиф, 1967) измерение величины ротора скорости может быть выполнено с чувствительностью примерно 0.1 $с^{-1}$ при расстоянии между электродами в 1 м и величине

магнитного поля $0.5 \cdot 10^{-4}$ Тл. При многоэлектродном методе измерения вихря скорости чувствительность измерительной системы может быть повышена либо за счет увеличения размеров установки, либо за счет измерений в сильном искусственном магнитном поле. Последний вариант, вообще говоря, уже реализован в задачах измерения расходов жидкости (Повх, 1974), и он не представляет для нас принципиального интереса. Геометрические размеры измерительной установки, очевидно, определяют и размеры исследуемых вихрей. Расчеты показали, что порядок величины ротора скорости может достигать 0.5 $с^{-1}$. И для типичных условий взволнованной поверхности воды Ладожского озера с учетом размера установки была показана возможность измерения дивергенции электрического поля при известном соотношении вертикального и горизонтального магнитного полей в этом регионе (Семенов, Фонарев, 1978).

Создание установки, измеряющей дивергенцию электрического поля в воде, позволит исследовать тонкую структуру естественного электрического поля в озере. Источником исследуемых полей будет являться лишь сам водный объект, а не магнитотеллурические возмущения ионосферного происхождения. Этой установкой могут исследоваться все поля, порождаемые объемными зарядами в воде, в частности поля вихревого движения воды, электрокинетические эффекты, связанные с диффузией примесей, коагуляцией и другими физико-химическими явлениями в воде, и, возможно, поля, обусловленные жизнедеятельностью гидробионтов.

Макет многоэлектродной измерительной установки, предложенной в ИЗМИРАН для исследования изменения плотности объемного электрического заряда в воде, является первым отечественным вариантом аппаратуры данного назначения и условно назван „Вихремер".

Блок-схема макета установки. Макет установки включает в себя 5 электродов, которые воспринимают воздействия внешней среды в объеме, ограниченном тетраэдром. Тетраэдр выполнен на основе технологии „солевых мостов", зафиксированных в винипластовых трубках. Чувствительные элементы (электроды) и электронная схема измерительного блока смонтированы в контейнере. Контейнер и тетраэдр жестко смонтированы на крепежной раме, позволяющей ставить макет на дно. Такелажная оснастка из системы поплавков обеспечивает транспортировку макета на буксире, а также быстрый спуск и подъем его в точке измерения.

Основные технические характеристики установки. Испытанный макет установки функционирует нормально при глубине погружения 30 м. Автономность работы прибора составляет 15 суток. Чувствительность входа – приблизительно 50 мкв/$м^2$ в диапазоне частот от 1 до 0.05 Гц и приблизительно 500 мкВ/$м^2$ на частотах менее 0.05 Гц. Габаритные размеры: тетраэдр – 1.5x1.0 м; контейнер электронного блока

имееет диаметр 0.15 м и длину 0.3 м; крепежная рама (сборная тренога) – диаметр 3.0 м. Вес установки в сборе приблизительно 150 кг.

Электронная схема блока измерения. Для усиления сигналов в измерительном блоке был применен операционный усилитель с полевым транзистором на входе типа К284УД¹ (А, Б).[1] Это позволило смонтировать усилитель в корпусе размером 6x4x1.5 см, а затем усилитель и блок питания (9 В) разместить в металлическом герметичном корпусе с выводом линий подачи ЭДС на береговой (судовой) самопишущий регистратор. Таким образом стало возможным погружать прибор в воду, производить измерения на жестком основании и исключить ошибки за счет смещения датчиков в пространстве под действием внешних сил.

Чувствительные элементы и передача сигнала от точки измерения на вход усилителя. Чувствительными элементами являются электроды, применяемые в электрохимических измерениях, основой которых является спиральная серебряная-хлорсеребряная проволока, промежуточный гелевый ключ раствора хлористого натрия и стеклянный корпус. Благодаря тщательно отработанной технологии изготовления и подбора чистых материалов электроды имеют стабильную собственную ЭДС (~0.2 мВ), дрейф которой невелик и меняется со временем плавно. Барочувствительность электродов также невелика, а после специальной обработки в камере давления не превышает 10 мкВ/бар.

Измерение установкой искусственных электрических полей. Предварительные испытания работоспособности прибора базировались на искусственно создаваемых электрических полях в воде.

Прибор устанавливается на глубине 4 м, в 40 м от берегового регистратора, в непосредственной близости от контрольного струнного волнографа. В район работ установки первоначально было подведено постоянное электрическое поле от сухих элементов с помощью двухэлектродной линии, причем один из питающих электродов даже помещался внутрь объема тетраэдра. Затем вокруг установки было создано достаточно однородное бездивергентное поле. Контрольный градиент-зонд в обоих случаях фиксировал наличие разности потенциалов, что соответствует теоретическим положениям. „Вихремер" практически не регистрировал данные сигналы (потенциальное поле), однако во втором случае была зафиксирована не-

---

[1] К настоящему моменту выяснены существенные недостатки таких усилителей, и в будущем они будут заменены схемами типа 140УД5-140 УД8, МА725, К1УТ401А(Б) и др. На их основе реально создание малогабаритных микровольтметров постоянного тока для подводного измерительного блока.

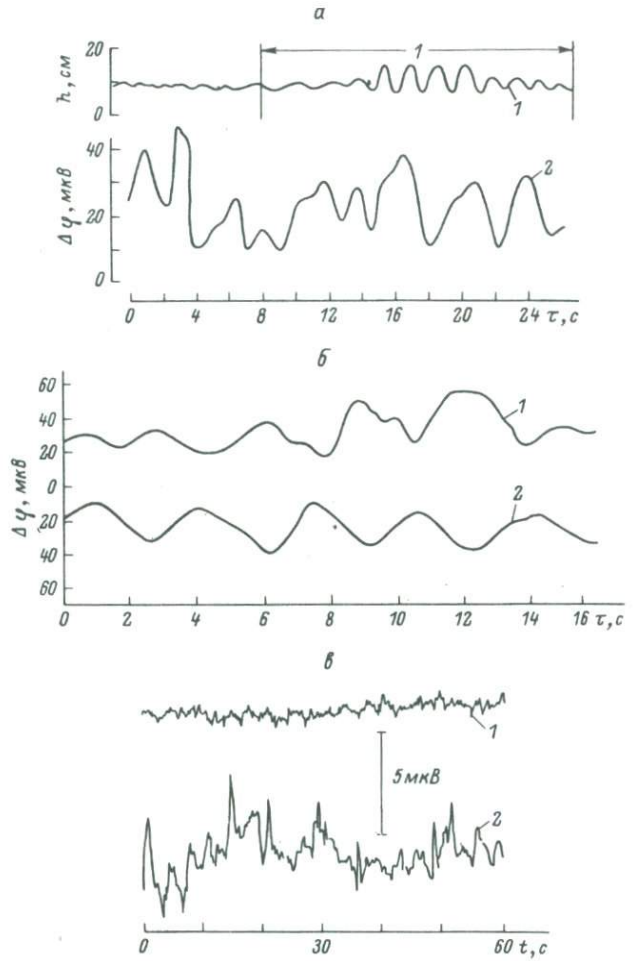


Рис.5.7.1. Примеры записей различных параметров, полученных при испытании установки „Вихремер".

а – синхронная запись искусственно созданного поверхностного волнения (1) и дивергенции естественного электрического поля (2); б – синхронная запись дивергенции естественного электрического поля (1) и градиента потенциала на вертикальной линии 2 м (2); в – регистрация собственных шумов установки „Вихремер" при замкнутых „солевых мостах" на берегу (1) и в воде (2).

значительная величина производных поля, превышающая собственные шумы прибора. Это можно объяснить либо неоднородностью созданного вокруг поля, либо геометрически неточным расположением центрального электрода прибора. На этот источник погрешности следует обратить внимание при совершенствовании конструкции прибора.[2]

Вторая задача испытаний заключалась в том, чтобы доказать отсутствие влияния на прибор вихрей, генерируемых поверхностными волнами, или, наоборот, оценить степень их воздействия. Волнение в штилевую погоду имитировалось моторным катером, проходящим вблизи „Вихремера". По синхронной записи поверхностного волнения и производных естественного электрического поля (рис.5.7.1, а) можно убедиться, что видимая корреляция приведенных колебаний отсутствует. „Вихремером" зарегистрированы четко выраженные пульсации с периодами 2–5 с и амплитудой в несколько десятков микровольт, причем во многих случаях наблюдались колебания с амплитудами в сотни микровольт и периодами в несколько минут. Таким образом, искусственное волнение, созданное кратковременным источником возмущения с частотой примерно 0.5 Гц и амплитудами в пределах 0.5–1.0 балла, не в состоянии создать вихревое динамическое поле, которое в данных условиях было бы зафиксировано прибором.[3]

Для выяснения причины появления колебаний дивергенции поля при отсутствии волнения одновременно были произведены записи градиента потенциала двухэлектродным зондом. Результаты представлены на рис.5.7.1, б, из которого следует, что обе установки регистрируют колебания в одном диапазоне периодов, с максимумом около 3–4 с. Эти примеры позволяют сделать допущение, что возможной причиной зарегистрированных „Вихремером" колебаний являются бездивергентные электрические поля, обладающие значительным градиентом и размерами, превышающими размеры прибора, но не связанные с поверхностным волнением.

Регистрация собственных шумов установки. Собственные шумы установки регистрировались при замкнутых „солевых мостах" на берегу и в воде; амплитуды их лежат в пределах 5 мкВ (рис.5.7.1, в). Для оценки достоверности измеряемого сигнала (дивергенции естественного поля) были проведены специальные синхронные измерения – дивергенции поля, горизонтальной и вертикальной составляющих напряженности поля и микрофлуктуаций температуры внутри установки. Особенно это было важно с точки зрения учета возможного искажения сигнала за счет

---

[2] Считать, что в данном опыте отсутствовали внутриводные источники вихреобразования, видимо, нельзя. Поэтому в чистом виде, корректно, опыт поставить трудно.

[3] На с.215–217 показано, что поверхностное волнение более мощных источников возмущения способно передать энергию на данную глубину, и вихревые пульсации окажутся четко связанными с поверхностной волной.

термического эффекта в цепи чувствительных элементов прибора. Пульсации температуры измерялись термистерами конструкции В.Г. Карманова (СКБ Агрофизического института). Синхронные записи были подвергнуты спектральному анализу, равно как и собственные шумы датчиков электрического поля и температуры.

На рис.5.7.2 приведены типичные спектры пульсаций – дивергенции поля (1), напряженности поля в горизонтальной и вертикальной плоскостях (2) и температуры (3), а также спектр флуктуаций собственных шумов установки в целом (4). Результаты взаимного спектрального анализа не выявили устойчивой связи между этими характеристиками в диапазоне периодов от 1 до 15 с, и коэффициент когерентности (мера линейной связи между ними – Co^2) оказался незначительным (рис.5.7.2). Таким образом, с вероятностью 0.9 можно считать, что в данном диапазоне периодов измеряемые колебания дивергенции поля в озере не вызваны погрешностями аппаратуры, из которых, как правило, наиболее вероятны – термические (Новыш, Богородский, 1979) и обусловленные неоднородностью электрического поля.

Тарирование прибора в открытом озере. Измерения дивергенции поля для целей тарирования установки выполнялись с помощью искусственно создаваемого вихря с приближенно известным ротором скорости. Искусственно вызванный электрический сигнал (рис.5.7.3, а) сравнивался с теоретически рассчитанным (при известных значениях средней электропроводности среды $6 \cdot 10^{-3}$ См·м$^{-1}$, напряженности магнитного поля Земли в районе работ $0.5 \cdot 10^{-4}$ Тл и размерах установки). Порядки расчетных и зарегистрированных величин дивергенции поля совпадают, поэтому величина ротора скорости, измеряемого „Вихремером", достоверна (с.229). Измеряемую дивергенцию электрического поля в воде следует интерпретировать как меру плотности электрического заряда в данном объеме, которая может быть связана с вращением жидкости в магнитном поле Земли (Бондаренко, Гак, 1978).

Опосредованной формой тарирования „Вихремера" можно было бы считать синхронные измерения дивергенции поля и пульсаций скоростей потоков воды, полученные в совместных работах с ВНИИФТРИ. Однако измерения проведены недостаточно строго, поэтому при сопоставлении данных можно рассматривать лишь качественные связи.

5.7.2. Пульсационные гидродинамические характеристики фоновых значений электрического поля и его дивергенций

Флуктуации естественного электрического поля. На гидрофизическом полигоне в Яккимварском заливе и в открытом Ладожском озере производились методически опробованные в прежние годы измерения изменчивости напряженности естественного электрического поля. Этим наблюде-

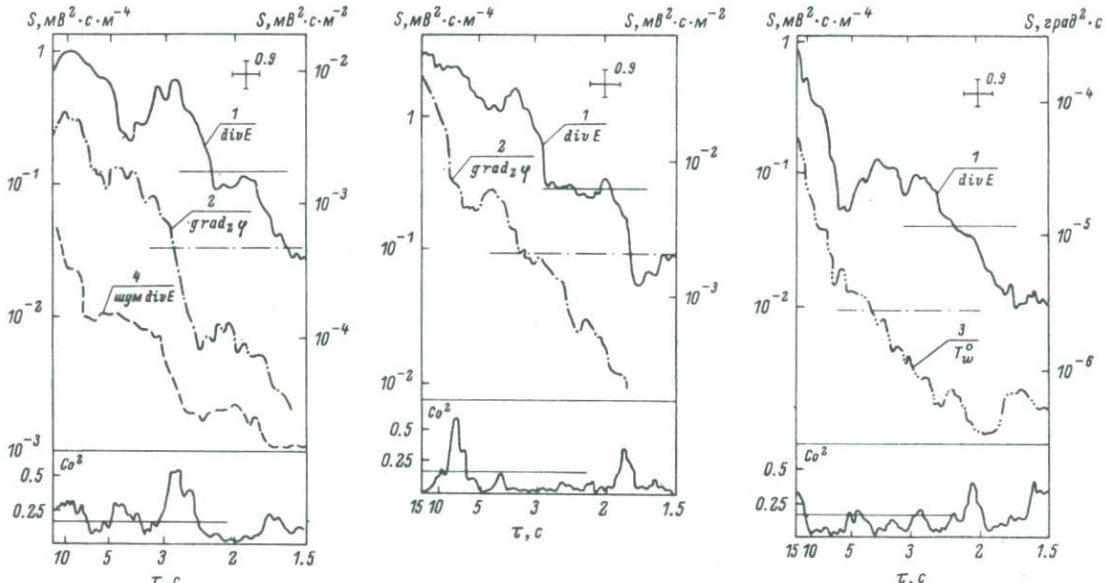


Рис.5.7.2. Распределение спектральной плотности дивергенции поля (1), напряженности поля в горизонтальной и вертикальной плоскостях (2), температуры воды (3) и собственных шумов установки „Вихремер" (4).

ниям сопутствовали измерения пульсаций составляющих скорости течений, температуры и скорости звука приборами конструкции ВНИИФТРИ. Результаты этих работ частично были рассмотрены ранее, а здесь лишь представлены данные по турбулентности. Бездивергентные теллурические поля регистрировались сухопутной установкой на двух линиях север–юг и запад–восток в районе пос.Сорола. Недостатком выполненных измерений являлось отсутствие единой системы регистрации данных. Это привело к невозможности совместной обработки материала на ЭВМ.

Рассмотрим несколько примеров фоновых значений флуктуаций естественного поля и турбулентных пульсаций в открытом озере 12 09 76 г. в точке над мелководьем на глубине 42 м. Наблюдения проводились спустя одни сутки после непродолжительного шторма в 6 баллов. Турбулиметром конструкции ВНИИФТРИ (пьезокерамический датчик пульсаций скорости) измерялась вертикальная составляющая пульсации скорости, а электрометрическим зондом – вертикальная компонента напряженности поля. Приборы находились на глубине около 15 м в течение одного часа. На рис.5.7.3, в, показаны образцы синхронной записи, приведенные к одному масштабу по времени. Наблюдаются „вихревые пакеты" – периодически появляющиеся сгустки пульсаций скорости, которым соответствуют аналогичные сгустки флуктуаций электрического поля. Сгустки пульсаций длятся в течение 1–2 мин, количество колебаний, зафиксированное приборами, примерно одинаково – 24–40, как одинакова и их частота. Были подсчитаны коэффициенты перемежаемости, характеризующие частоту появления „вихревых пакетов", по формуле

$$K = \frac{\Sigma t_i}{\Sigma t_{\text{общ}}},$$

где t_i – время, в течение которого длится динамическое возмущение („вихревой пакет"); $\Sigma t_{\text{общ}}$ – время наблюдения, включающее как возмущения, так и промежуточные спокойные периоды. По данным турбулиметра, K_1 = 0.513, по данным электрометрии – K_2 = = 0.602. Средний период колебаний внутри „пакета" – 1.5–2.0 с, минимальный – 0.5 с, максимальный – 3–4 с.

Для оценки соотношения динамического фактора и генерируемого им электрического сигнала произведен расчет скорости пульсаций и амплитуды градиента поля. Скорость v' рассчитывалась по формуле

$$K(u - u_{\text{шум}}) = v \cdot v' + \frac{(v')^2}{2}, \qquad (5.7.1)$$

где $u_{\text{шум}}$ = 10 мВ (по паспорту прибора); K – $2.14 \cdot 10^{-5}$ м^2·Мв$^{-1}$× ×с$^{-1}$ (установлен при тарировании прибора); u – напряжение, снимается с ленты (Мв); v – средняя скорость потока, м·с$^{-1}$.

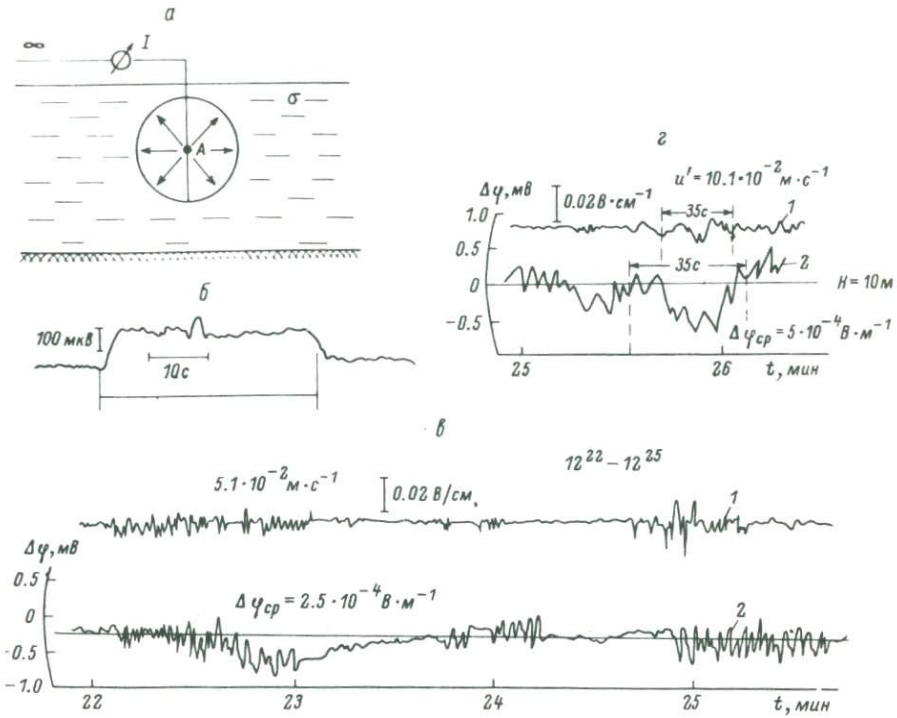


Рис.5.7.3. Результаты измерений „Вихремером".

а – схема тарирования установки „Вихремер"; б – регистрация импульса напряженности поля за счет искусственно созданного ротора скорости (стрелкой обозначена область существования вихревого течения воды, вызванного искусственно); в – синхронная регистрация фоновых значений пульсаций вертикальной составляющей скорости потока (1) и градиента потенциала электрического поля (2) на глубине 15 м в открытом озере 12 09 76 г.; г – синхронная регистрация фоновых значений пульсаций вертикальной составляющей скорости потока (1) и градиента потенциала электрического поля (2) на глубине 10 м у о-ва Сельтямарьянсари 13 09 76 г.

Для данных примеров скорость пульсаций колеблется в пределах $(10.52\text{–}11.60)\cdot10^{-2}$ м·с$^{-1}$, напряженность поля в пределах (3.5–5.0)х х10^{-4} Вм$^{-1}$.

Затем приборы работали на глубине 5 м (те же координаты), где отмечается меньший период возмущения, т.е. длительность „вихревого сгустка" колеблется от 40 до 70 с, количество пульсаций примерно 13–22, т.е. снизилось в 2–3 раза по сравнению с глубиной

15 м, но периодичность их в основном та же – 1.5–3.0 с. Однако величина скорости пульсаций примерно в 2 раза меньше – $(5.06–6.26)\cdot10^{-2}$ м·с$^{-1}$, а напряженность поля несколько выше – $(5–6)\times10^{-4}$ В·м$^{-1}$. В этом примере наглядно прослеживается смена полярности разности потенциалов при появлении „вихревого сгустка". Коэффициенты перемежаемости равны 0.477 (для турбулиметра) и 0.611 (для электрометрического зонда).

Второй пример зарегистрирован наблюдениями 14 09 76 г. в 19 ч 38 м, у входа в Яккимварский залив, на глубине 36 м, горизонт измерений 7 м (электрометрический зонд) и 4 м (турбулиметр). Несмотря на разницу в глубинах наблюдений, „вихревые сгустки" прослеживаются по обоим приборам, хотя амплитуды напряженности поля занижены. Длительность „пакетов" – от 26 до 52 с, количество пульсаций – примерно 10–22, периодичность – 1.7–2.0 с, скорости пульсаций – примерно $(10.5–11.1)\cdot10^{-2}$ м·с$^{-1}$, а напряженность поля – $(1.5–3.0)\cdot10^{-4}$ В·м$^{-1}$. Это еще раз подчеркивает необходимость корректно производить измерения.

Пример иллюстрации связи турбулентных пульсаций и генерируемого ими изменения напряженности поля показан на рис. 5.7.3,г, за 13 09 76 г. Приборы находились у о.Сельтямарьянсари, на глубине 20 м, горизонт наблюдений – 10 м. Записи регистрируют турбулентность вблизи острова. „Вихревой пакет" длился около 35 с, число пульсаций по обоим приборам одинаково, средний период – примерно 1.5 с, скорость пульсаций – примерно $10.1\cdot10^{-2}$ м·с$^{-1}$ и средняя амплитуда напряженности – примерно $5\cdot10^{-4}$ В·м$^{-1}$. Форма записи сигналов идентична. Такой результат обусловлен, видимо, удачным взаимным расположением электродного зонда и турбулиметра, которые восприняли вихреобразование одновременно.

Резюмируя наблюдения над фоновыми величинами вертикальной составляющей скорости потока и напряженности поля на различных участках Ладожского озера за период с 9 по 14 сентября 1976 г., можно констатировать следующее.

1. Отличительными особенностями пульсаций скорости потока и электрического поля в вертикальной плоскости является преобладание колебаний с периодами 2–7 с (частота 0.5–0.14 Гц), до 73% – по данным электрометрии, и 0.5–7 с (частота 2–0.14 Гц), до 80% – по данным турбулиметра. Причем основной энергетический вклад приходится на пульсации с периодами 2–3 с (более 60%). Расчетные экстремальные периоды – 1.33 и 5.3 с, скорости пульсаций (только принятые для обработки данные) равны $(5.06–11.32)\cdot10^{-2}$ м·с$^{-1}$, амплитуды напряженности поля – $(0.2–6.0)\cdot10^{-4}$ В·м$^{-1}$, средние – $\sim8\times10^{-2}$ м·с$^{-1}$ и $1\cdot10^{-4}$ В·м$^{-1}$.

2. Короткопериодные пульсации, как правило, сгруппированы в „вихревые сгустки" общей длительностью 40,70–80,240 с, а также 30, 60 и 90 с, интервалы между которыми могут быть весьма разнообразны, но чаще наблюдались минутные и двух–трехминутные, о чем свидетельствует коэффициент перемежаемости (примерно 0.5).

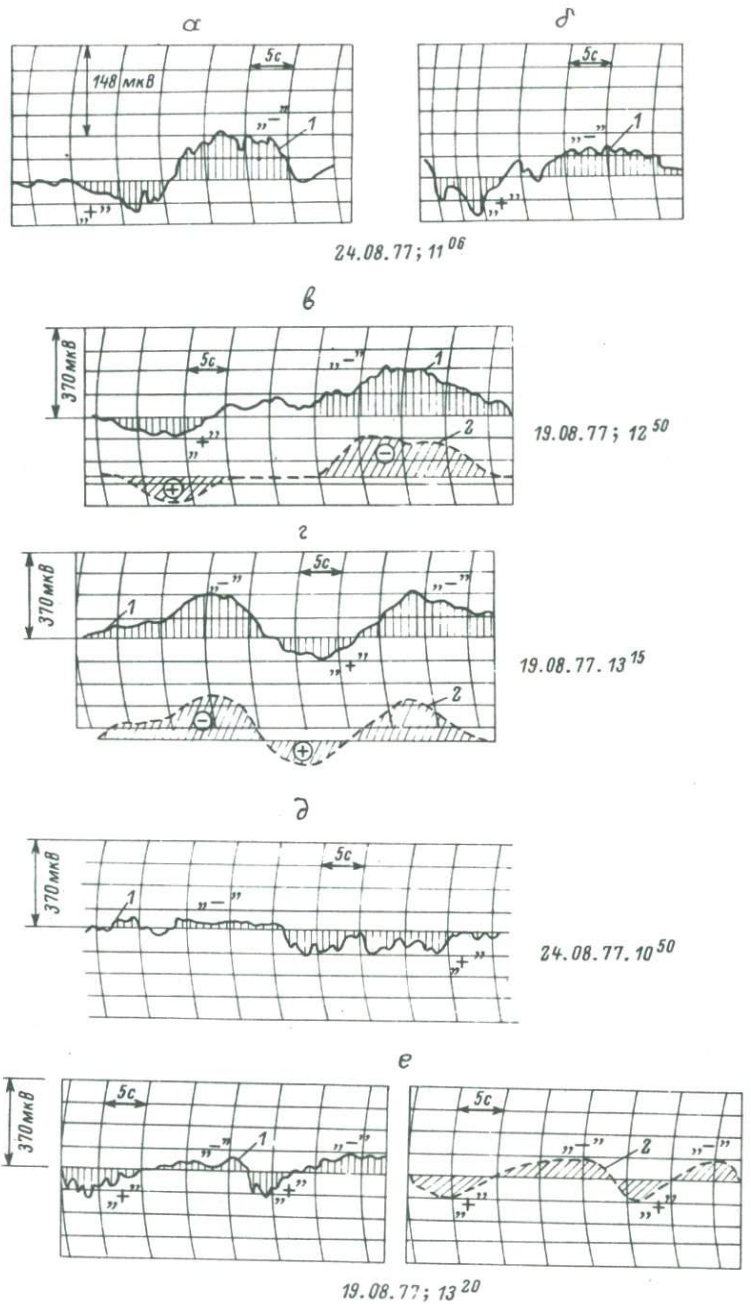


Рис.5.7.4. Регистрация дивергенции электрического поля установкой „Вихремер" на глубине 4 м в Яккимварском заливе (1) и аппроксимированные кривые импульса дивергенции в вихревом потоке (2).

3. Различные участки озера (приостровная, глубинная, шхерная области и т.д.) отличаются спектральными характеристиками колебаний и требуют детального исследования при различных синоптических условиях.

Флуктуации дивергенции естественного электрического поля. Фоновые значения изменения плотности электрического заряда регистрировались при различных гидрометеорологических условиях на гидрофизическом полигоне в Яккимварском заливе на глубине 4 м.

Записи в основном кратковременные - 15,30 мин. Длительность записей, на которых отсутствуют последствия искажения внешними гидродинамическими источниками, не превышает 1 часа. С помощью имевшейся аппаратуры можно было измерить минимальный период флуктуаций в пределах 0.1 с. На реализациях дивергенции поля прослеживаются регулярные, свойственные вихревому движению жидкости, сигналы (рис.5.7.4, а-г).

Так, 19 08 77 г. с 12 ч 50 мин до 13 ч 20 мин обнаружено три ярко выраженных вихря с длительностью от 40 до 45 с. Периоды между „вихревыми пакетами" равны 2.5-3.5 мин. Амплитуды этих вихрей лежат в пределах 136-368 мкВ. Установка фиксирует вихри, которые вращаются по часовой стрелке (условно придадим им форму записи ) и против часовой стрелки (условно придадим им форму записи ) (рис.5.7.4, в, г, аппроксимированные кривые). Аналогичные примеры имеются 24 08 77 г., 2 09 77 г. и в другие дни, но чаще всего наблюдаются серии вихрей, следующих друг за другом, и на записях визуально трудно выделить отдельные вихревые образования с характерным сигналом (ср. рис.5.7.4, а, и 5.7.4,д).

Как правило, связь между флуктуациями температуры (по термистру) и дивергенцией поля не прослеживается, однако есть примеры, когда она имеется для периодов более 15 с (термогирляндой и „Вихремером" зафиксированы колебания с периодом 3-4 мин 6 09 77 г.). Симметричность вихревого образования подтверждается одинаковыми длительностями „положительных" и „отрицательных" ветвей на кривой записи, но зачастую наблюдается и несимметричность - второй всплеск растянут по времени в 1.5-2 раза (рис.5.7.4, б, в), чаще это „отрицательный" всплеск. Зарегистрированы отдельные долгопериодные пульсации со средним периодом 67-68 с и средней амплитудой около 225 мкВ (при τ_{min} = 62 с, τ_{max} = 75 с, A_{min} = = 80 мкВ., A_{max} = 370 мкВ). Краткопериодные пульсации в 4-5 с имеют амплитуды примерно 20-40 мкВ.

2 09 77 г. была предпринята попытка получить относительно продолжительную запись дивергенции поля и температуры - примерно в течение 8 часов. В этот день (11 ч 30 мин-12 ч 00 мин и 12 ч 30 мин-12 ч 46 мин) зафиксированы долгопериодные колебания - 6.5 и 2.3-2.5 мин с амплитудами 89-130 мкВ и 49-60 мкВ соответственно. На фоне этих колебаний прослеживаются пульсации типа „биений" с периодами 1.5-2 с и амплитудами 8-10 мкВ. С 12 ч 00 мин до 12 ч 30 мин отмечался штиль. Пульсации типа „биений"

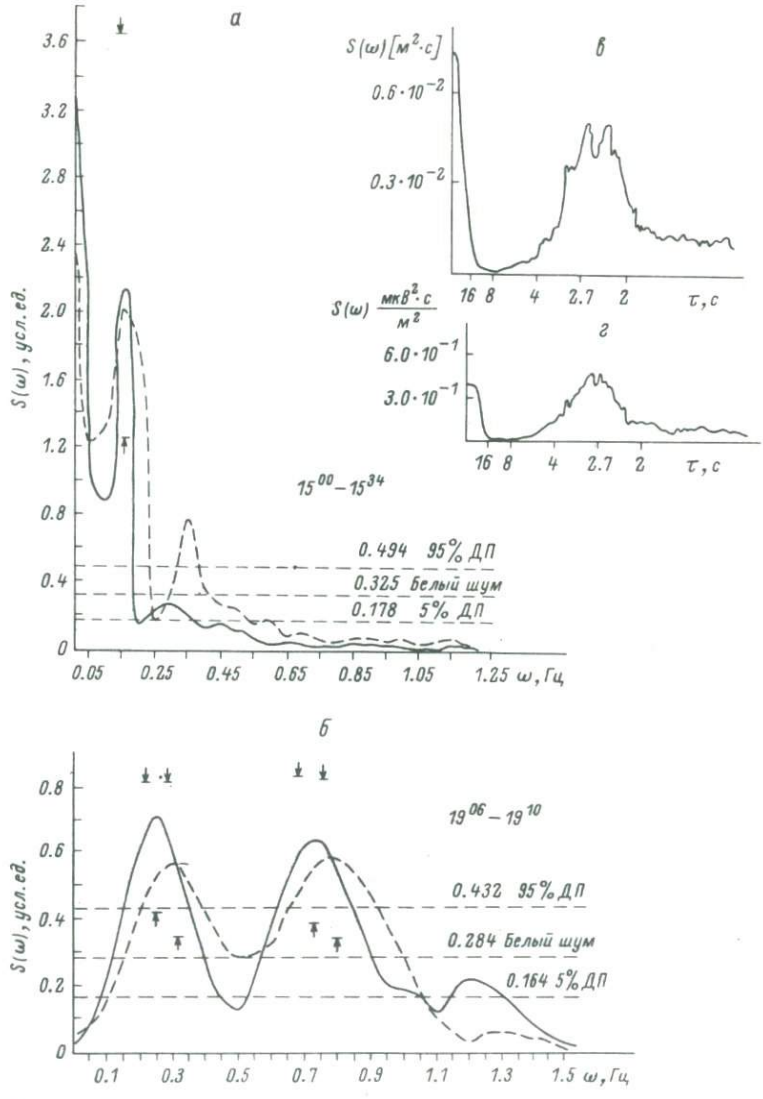


Рис.5.7.5. Распределение функции спектральной плотности дивергенции поля за период 15 ч–15 ч 34 мин (а) и 19 ч–19 ч 10 м (б) в Ладожском озере, а также распределение функции спектральной плотности скорости движения воды в волне по оси Z (в) и распределение функции спектральной плотности напряженности электрического поля по оси y (г) у побережья о–ва Куба (Бондаренко, Бычков и др., 1978).

практически сгладились. Затем было отмечено появление на поверхности воды капиллярных волн и характерное „потемнение поверхности". Сразу же (сдвиг по фазе установить трудно) на записи дивергенции поля появились пульсации типа „биений". В 13 ч 07 мин ветровое волнение усилилось до 1 балла, а на записи дивергенции поля появились пульсации с периодами от 1 до 18–20 с (1–0.05 Гц) с амплитудами до 15–20 мкВ. При усилении волнения до 2 баллов амплитуды пульсаций возросли до 400–700 мкВ.

В небольшом объеме (12 реализаций) был выполнен спектральный анализ записей градиента поля, его дивергенции и температуры в полосе предельных частот 0.05–1.25 Гц. Максимальное число членов ряда наблюдений не превышало 1000 (время измерения около 25 мин). При слабом юго-восточном ветре отмечено два максимума спектральной плотности колебаний: первый – на частоте 0.1–0.15 Гц (10–7 с), второй – на частоте 0.35 Гц (3 с) (рис.5.7.5, а, б). С усилением ветра до 3–4 баллов произошел сдвиг максимумов в более высокочастотный диапазон: первого – на частоту 0.25–0.40 Гц (4–2.5 с), второго – на частоту 0.75–1.20 Гц (2–0.8 с). Это, вероятно, обусловлено усилением волнения и развитием глубинных вихревых пульсаций с периодами 1.5–2 с, характерных для поверхностного волнения (рис.5.7.5, б). Аналогичные величины частотного диапазона для индуцированного морским волнением электрического поля получены ранее (Абрамова и др., 1978). Два максимума в распределении спектральной плотности электрического поля, индуцированного морским волнением и зыбью, отмечено на периодах примерно 2.7–2.8 с (~0.4 Гц) и более 16 с (~0.06 Гц) при измерениях у побережья о.Куба (Бондаренко и др., 1978) (рис.5.7.5, в,г).

Таким образом, порядки частотных характеристик для озерного и морского волнения и индуцированного им электрического поля и его производных практически совпадают на мелководье (по результатам работ до глубин 5 м).

Еще в 1976 г. при совместных работах с ВНИИФТРИ нами было отмечено резкое изменение градиента потенциала электрического поля в областях циркуляции Ленгмюра. Измеренные средние скорости потока в этих областях с помощью прибора ГР-42 не позволяют провести строгий анализ в сочетании с данными о градиенте поля, так как методики измерения взаимно исключают друг друга. Динамические пульсации, измеренные пьезокерамическим турбулиметром и электрометрическим зондом, имеют практически одинаковые характеристики также и в этих областях. Поэтому динамика плотности объемного заряда может достаточно обоснованно физически характеризовать поле движения в областях циркуляции Ленгмюра. 5 09 77 г. было проведено наблюдение над появлением полос Ленгмюра и результатами записи установкой „Вихремер". На рис.5.7.6, а, показана запись регистрации импульсов дивергенции поля в момент прохождения полосы Ленгмюра над установкой. Импульс имеет отрицательную составляющую и достигает 35–40 мкВ; прослеживается вихревая цепочка движений в этой области (участок 1 на рис.5.7.6, а).

Регистрация динамических неоднородностей искусственного происхождения. При определенных состояниях водной поверхности динамические пульсации достигали чувствительных элементов прибора, несмотря на то, что он находился на значительной глубине (4 м). В качестве примеров рассмотрим изменчивость дивергенции поля, обусловленную корабельными волнами.

На фоне естественных вихревых пульсаций, характерных для штилевой погоды или состояния поверхности до 1 балла (амплитуда до 20 мкВ) (рис.5.7.6, б), были четко зарегистрированы вихри, обусловленные прохождением кораблей по фарватеру залива. Эти записи позволяют изучить в деталях динамику передачи энергии поверхностных волн на глубины, а также реально представить особенности структуры „искусственных" вихрей в отличие от естественных (рис. 5.7.6, в, 2 09 77 г.). Яккимварский залив имеет ориентацию с СЗ на ЮВ, поэтому и корабли следуют соответствующими курсами. При курсах с ЮВ на СЗ (т.е. из озера на базу), как правило, знак первой по ходу записи ветви импульса дивергенции поля был минусовым, вторая ветвь отклонялась в положительном направлении. Затем следовал пакет из 7–8 импульсов с преобладающими периодами 15, 13, 12 и 9 с и преобладающими амплитудами импульсов в пакете от 80–100 до 150 мкВ. Интервалы между импульсами располагались также в убывающем порядке, как и периоды импульсов, а именно – 19.7, 12.6, 7.6 и 6.1 с. При курсах с СЗ на ЮВ (т.е. из базы в озеро) знак первой по ходу записи ветви импульса был плюсовым, вторая ветвь отклонялась в отрицательном направлении. Далее картина повторялась, как показано выше. Поскольку записи произведены не быстродействующими приборами, выполнить тщательный количественный анализ между амплитудами и частотами вихревых пульсаций, вызванных корабельными волнами, в настоящее время нельзя. Наша задача сводилась к тому, чтобы показать, что искусственный гидродинамический источник вносит существенный вклад в общую фоновую картину изменчивости дивергенции поля, и это следует учитывать в дальнейшем при интерпретации результатов. Интерес представляет также картина регистрации системы отраженных от берега корабельных волн и сопутствующих им вихревых пульсаций (рис.5.7.6, г).

Регистрация системы вихревых неоднородностей искусственного происхождения данным прибором может иметь исключительно важное прикладное значение.

* * *

В заключение можно отметить, что в работе обобщены экспериментальные результаты, полученные в 1976–1978 гг. совместными усилиями трех институтов (Институт озероведения АН СССР, ИЗМИРАН СССР и ВНИИФТРИ Комитета стандартов СССР). Для

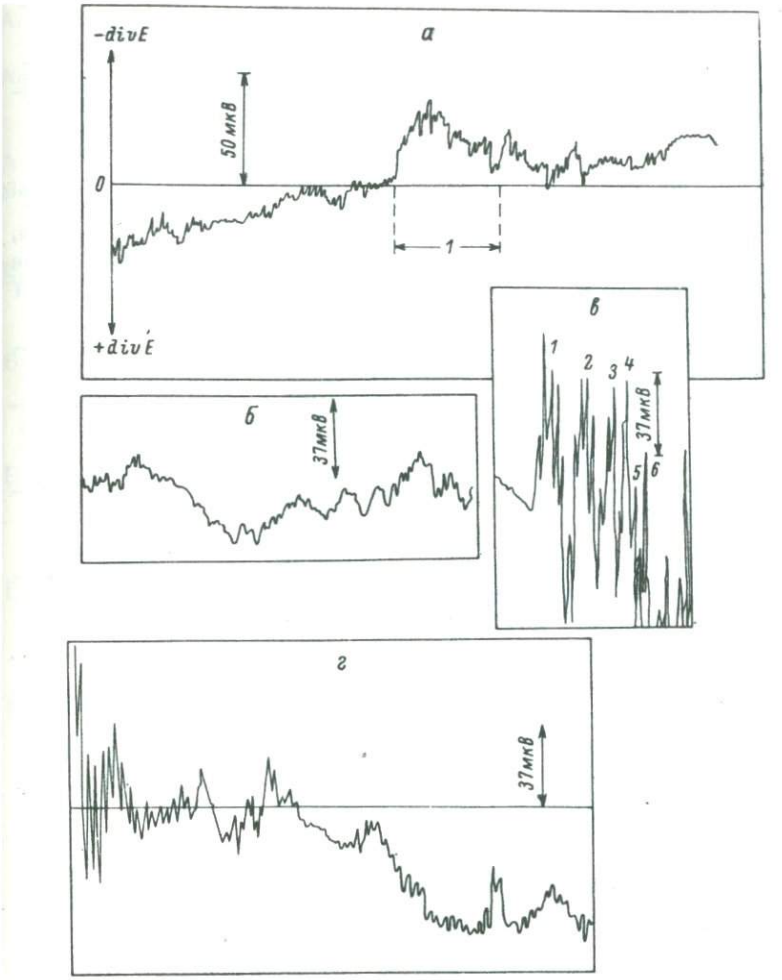


Рис.5.7.6. Характер флуктуаций дивергенции поля при разных источниках генерации.

а – циркуляции Ленгмюра; б – в естественных условиях; в – при искусственном возмущении; г – вызванных отраженными от берега корабельными волнами.

измерения пульсаций плотности объемного заряда в воде (дивергенции электрического поля) использовался макет новой установки конструкции ИЗМИРАН („Вихремер").

Спектральный анализ флуктуаций дивергенции поля показал, что в области частот 0.6–0.03 Гц (периодичность 1.5–30 с) прибор „Вихремер" работает практически без температурных погрешностей. Вли-

яние температурных пульсаций, по всей вероятности, начинает сказываться в диапазоне частот менее 0.03 Гц, что может быть интерпретировано как результат существования долгопериодных вихрей, вовлекающих в обмен слои со значительными градиентами температуры. Собственные шумы измерительного тракта аппаратуры не являются источниками колебаний в изучаемом диапазоне частот и не вносят искажения в регистрируемый природный сигнал.

Вихревые динамические структуры (или „сгустки неоднородностей") имеют различные периоды (40, 70–80, 240 с – группа первая, 30, 60, 90 с – группа вторая), зафиксированные при измерениях данными приборами. Сами неоднородности состоят из набора пульсаций с характерными периодами: максимальный – 5–7 с, минимальный – 0.5 с и средний – примерно 1.5–2 с. Это подтвердилось и при спектральной обработке флуктуаций дивергенции поля: максимумы спектральной плотности лежат в полосе частот 0.1–0.35 Гц (в тихую погоду), 0.25–0.40 и 0.75–1.20 Гц (при усилении ветра до 3–4 баллов) Периоды появления „неоднородностей" типа „пакетов" чередуются с периодами относительного „покоя" воды. Коэффициент перемежаемости, характеризующий частоту появления „вихревых сгустков", равен примерно 0.5–0.6. „Вихремером" регистрируются также динамические неоднородности в области циркуляции Ленгмюра и специфические особенности вихревых областей искусственного происхождения.

Испытания установки и обработка материалов позволили наметить пути ее усовершенствования. С учетом намеченной реконструкции (усилитель постоянного тока, контейнер блока электроники, чувствительные элементы, жесткая конструкция „солевых мостов" и т.д.) прибор сможет применяться не только для определения структуры электромагнитного поля в воде, но и для исследования турбулентных движений в водоемах как естественного, так и искусственного происхождения.

Автор выражает глубокую признательность сотрудникам ИЗМИРАН – Г.А.Фонареву, В.Ю.Семенову, М.М.Богородскому, Ю.В. Федорюку, сотрудникам ВНИИФТРИ – И.Л.Кузнецову, С.Р.Стефанову, Г.Р.Барановой, Л.И.Лесуновской, В.В.Слотину, принявшим непосредственное участие в экспериментах; сотрудникам АФИ – Е.З. Гак, В.Ивашинцеву, выполнившим спектральную обработку материалов, и дипломантке ЛГУ Л.О.Вьюсовой, участвующей в расчетах пульсационных характеристик скорости потока и напряженности поля.

Литература

Абрамова Л.М., Бондаренко А.Л., Новыш В.В. Методы измерения электрического поля, индуцируемого морскими волнами. – В кн.: Морское магнитотеллурическое зондирование. М., 1978, с.34–38.

Александров В.В. Электрическое поле в воде. – В кн.: Труды Всесоюзного симпозиума по основным проблемам пресноводных озер. Т.1. Вильнюс, 1970, с.8–18.

Александров В.В. Естественное электрическое поле в озерах. – В кн.: Гидрофизические исследования озер. Л., 1973, с.5–103.
Александров В.В., Зайцев Л.В. Теоретические основы изменчивости электрического поля в озерах. – В кн.: Изменчивость гидрофизических полей в озерах. Л., 1978, с.176–276.
Альпин Л.М. Теория поля. М., 1966. 384 с.
Беляев В.С., Оэмидов Р.В., Трохан А.М., Стефанов С.Р. Сравнительные измерения турбулентности датчиками различных типов. – Океанология, 1975, т.15, № 3, с.534–537.
Бенилов А.Ю., Филюшкин Б.Н. Приложение методов линейной фильтрации к анализу флуктуаций в поверхностном слое моря. – Изв. АН СССР, сер.ФАО, 1970, т.6, № 8, с.41–46.
Бондаренко А.Л., Бычков В.С., Гринфельдт С.Г. и др. Результаты экспериментальных исследований электромагнитных полей, индуцируемых морскими ветровыми волнами и зыбью. – В кн.: Морское магнитотеллурическое зондирование. М., 1978, с.63–70.
Бондаренко Н.Ф., Гак Е.З. Применение магнитогидродинамических эффектов в электролитах для моделирования вихревых гидродинамических процессов. – Физика атмосферы и океана, т.14, № 2, 1978, с.207–212.
Бошеверов В.М., Гурвич А.С., Кочетков А.Н., Ломидзе С.А. Измерения частотного спектра мелкомасштабной циркуляции скорости в турбулентном потоке. – Изв. АН СССР, сер.ФАО, т.УП, № 4, 1971, с.28–34.
Борковский М.М., Волочков А.Г., Прохоров В.И. и др. Цифровой гидрофизический зонд „Аист" – в кн.: 1У Всесоюзный симпозиум по автоматизации научных исследований морей и океанов. Севастополь, 1972, с.125–129.
Бредшоу П. Введение в турбулентность и ее измерение. М., 1974. 180 с.
Валеев У.С. Электромагнитные поля, вызванные МГД-эффектами в морской воде и их измерение. – В кн.: Современные проблемы метрологии. Вып.4. М., 1975, с.16–18.
Ваньян Л.Л., Светов Б.С., Сочельников В.В., Фонарев Г.А. Исследования естественных электромагнитных полей в море. – В кн.: Морское магнитотеллурическое зондирование. М., 1978, с.3–18.
Власов Ю.Н., Зеликсон Д.Л., Трохан А.М. О динамической градуировке контактных измерителей температуры в потоке жидкости. – Инженерно-физический журн., 1974, т.26, № 5.
Волков А.П., Федоров К.Н., Шевцов В.П. Зондирование скоростей течений в океане методом перекрестных лучей. М., 1976. 115 с.
Воробьев В.П., Кузнецов Е.И., Обухова Л.В., Палевич Л.Г. Обрывные термозонды США. – В кн.: Исследование изменчивости гидрофизических полей в океане. М., 1974, с.185–197.
Гибсон К.Х., Оэмидов Р.В., Пака В.Т. Совместные советско-американские измерения океанической турбулентности в II рейсе НИС „Дмитрий Менделеев". – Океанология, 1975, т.15, вып.1, с.191–194.

Гидрологический зондирующий комплекс ИСТОК-3 с батометрами (проспект). Севастополь, 1973. 4 с.

Гусев А.М., Розанов В.В., Солнцев М.В., Шелковников Н.К. Исследование открытых потоков с помощью лазерного допплеровского гидрометра. – В кн.: Тез. докл.Всес.конф. „Океанология-78". Л., 1978. 197 с.

Иванов Д.Ю. Система прецизионного двухступенчатого термостатирования в диапазоне температур 30–200°С. – Измерительная техника, 1975, № 3, с.73–81.

Клековкин В.А., Селятицкий В.Г., Сыпко А.П., Федюнин С.Г. Гидромодуляционный преобразователь электрического поля. – В кн.: Фундаментальные проблемы морских электромагнитных исследований. М., 1979, с.65–67.

Коган В.Я. О возможности использования явления рассеивания звука в море для океанологических измерений – В кн.: Физические методы исследования океана. М., 1973, с.38–43.

Колесников А.Г. Вертикальный турбулентный обмен в устойчивостратифицированном море. – Изв.АН СССР, сер.геофиз., 1960, № 11, с.115–123.

Колесникова В.Н., Монин А.С. О спектрах колебаний метеорологических полей. – Изв.АН СССР, сер.ФАО, 1965, т.1, № 7, с.51–55.

Лопатников В.И. К проблеме измерения электрического поля в океане. – В кн.: Морские гидрофизические исследования. Вып.14(63). Севастополь, 1973, с.125–131.

Минский Е.М. Основные характеристики турбулентного потока в длинных руслах. – Тр.ЦАГИ, 1947, № 625, с.61–67.

Монин А.С., Яглом А.М. Статистическая гидромеханика. Ч.1. М., 1965. 638 с.

Никитин И.К. Особенности структуры турбулентного потока у его свободной поверхности. – В кн.: Гидротехника и гидромеханика. Киев, 1964, с.103–112.

Новыш В.В., Богородский М.М. Некоторые результаты измерения электрического поля в прибрежной зоне Каспийского моря. – В кн.: Фундаментальные проблемы морских электромагнитных исследований. М., 1979, с.47–58.

Повх И.Л. Аэрогидродинамический эксперимент в машиностроении. Л., 1974. 479 с.

Рожков В.А., Трапезников Ю.А. Методические рекомендации, алгоритмы и программы. Обнинск, 1969. 73 с.

Семенов В.Ю., Фонарев Г.А. Измерение производных естественного электрического поля в море. В кн.: Морское магнитотеллурическое зондирование. М., 1978, с.71–74.

Сочельников В.В., Гольмшток А.Я., Полонский Ю.М. Методика и техника морских магнитотеллурических исследований. – В кн.: Обзор ВИЗМС Мин.геологии СССР. Сер.XIII. Морская геология и геофизика. М., 1974, с.5–39.

Стефанов С.Р., Хохуля Ю.П. Звукочувствительный измеритель скорости звука. – Тр.ВНИИФТРИ, 1977, вып.34(64), с.36–42.

Тартаковский Д.Ф. Задачи метрологии в измерениях турбулентности. – Измерительная техника, 1976, № 6, с.17–73.

Телин Р.И. Установка для проверки термоэлектрических термометров сопротивления. – Измерительная техника, 1976, № 6, с.19–23.

Трохан А.М., Зеликсон Д.Л. О развитии метрологического обеспечения гидродинамических измерительных преобразователей. – Тр.ВНИИФТРИ, 1976, вып.28(58), с.82–87.

Туричин А.М. Электрические измерения неэлектрических величин. М., 1959. 684 с.

Фонарев Г.А., Семенов В.Ю. Электромагнитное поле морских поверхностных волн. – В кн.: Исследование геомагнитного поля на акваториях морей и океанов. М., 1978, с.143–150.

Хинце И.О. Турбулентность, ее механизм и теория. М., 1963. 680 с.

Шелковников Н.К., Букина Л.А., Миронов П.В. Методика тарировки термогидрометров по модулю и узловой составляющей вектора скорости. – Вестн.МГУ, сер.физ., астрон., 1974, т.14, №5, с.14–18.

Шерклиф Дж. Курс магнитной гидродинамики. М., 1967. 320 с.

Ярышев Н.А. Теоретические основы измерения нестационарных температур. Л., 1967. 299 с.

Bullard E.C., Parker R.L. Electromagnetic induction in the oceans. – In: The Sea.V.4(1), N.Y.-L.-S.-T.; Wiley, 1970, p.695–730.

Cox C.S., Filloux J.H., Larsen J.C. Electromagnetic studies of ocean currents and electrical conductivity below the ocean-floor. – In: The Sea. V.4(1). N.Y.-L.-S.-T., Wiley, 1970, p.637–693.

Petiau G., Morat P. Bruit et derive thermique d'electrodes d'enerecistrement du champ electrique telluri-que. – Communication presentec, au Workshop de Nurnau RFA, Sept., 1978, p.1–14.

Proni J., Apel J. On the use of High-Frequency acousties for the Study of Internal Waves and Microstructure. – J.Geophys.Res., 1975, v.80, N 9, p.1147–1151.

Ryokborst H., Christic R.O. Fiasibility of electromagnetic Streamflow measurements using the Earth's field. – Hydrol.Sci.-Bull., 1976, v.22, N 2, p.241–255.

Thorpe S.A., Callius E.C., Gough D.I. GEK for measurements tourbulency fluctuations of bottom Leyer.– Deep-Sea Res., 1973, v.20, N 10, p.933–938.

Valensuela G.R. Theories for the interaction of electromagnetic and oceanic waves. – a review. – Boundary-Layer Meteorol., 1978, v.13, №1–4, p.61–85.

Woods J. Wave-induced shear instability in the summer thermocline. – J.Fluid Mech., 1968, N 32, p.791–800.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ
В ГЛУБОКИХ ОЗЕРАХ

Утверждено к печати
Институтом озероведения АН СССР

Редактор издательства Г.Л.Кирикова
Художник В.П.Сысалов
Технический редактор В.В.Шиханова
Корректор Г.И. Тимошенко

ИБ № 20010

Подписано к печати 01.12.81. М-20291. Формат 60x90 1/16. Бумага офсетная № 1. Печать офсетная. Печ. л. 14.00=14.00 усл. печ. л. Уч.-изд. л. 14.39. Тираж 800. Изд. № 7808. Тип. зак. № 632. Цена 2 р. 20 к.

Ленинградское отделение издательства „Наука"
199164, Ленинград, В-164, Менделеевская лин., 1

Ордена Трудового Красного Знамени Первая типография издательства „Наука"
199034, Ленинград, В-34, 9 линия, 12

КНИГИ ИЗДАТЕЛЬСТВА „НАУКА" МОЖНО ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ЗАКАЗАТЬ В МАГАЗИНАХ КОНТОРЫ „АКАДЕМКНИГА".

Для получения книг почтой просим заказы направлять по адресу: 117192 Москва, В-192, Мичуринский пр., 12,

магазин „Книга-почтой" Центральной конторы „Академкнига"; 197345 Ленинград, П-345, Петрозаводская ул., 7,

магазин „Книга-почтой" Северо-Западной конторы „Академкнига" или в ближайший магазин „Академкнига", имеющий отдел „Книга-почтой":

480091 Алма-Ата, ул. Фурманова, 91/97 („Книга-почтой");
370005 Баку, ул. Джапаридзе, 13;
320005 Днепропетровск, пр. Гагарина, 24 („Книга-почтой");
335009 Ереван, ул. Туманяна, 31;
664033 Иркутск, ул. Лермонтова, 289;
252030 Киев, ул. Ленина, 42;
252030 Киев, ул. Пирогова, 2;
252142 Киев, пр. Вернадского, 79;
252030 Киев, ул. Пирогова, 4 („Книга-почтой");
277001 Кишинев, ул. Пирогова, 28 („Книга-почтой");
343900 Краматорск Донецкой обл., ул. Марата, 1;
660049 Красноярск, пр. Мира, 84;
443002 Куйбышев, пр. Ленина, 2 („Книга-почтой");
192104 Ленинград, Литейный пр., 57;
199164 Ленинград, Таможенный пер., 2;
199034 Ленинград, 9 линия, 16;
220012 Минск, Ленинский пр., 72 („Книга-почтой");
103009 Москва, ул. Горького, 8;

117312 Москва, ул. Вавилова, 55/7;
630076 Новосибирск, Красный пр., 51;
630090 Новосибирск, Академгородок, Морской пр., 22 („Книга–почтой");
142292 Пущино Московской обл., МР „В", 1;
620151 Свердловск, ул. Мамина–Сибиряка, 137 („Книга–почтой");
700029 Ташкент, ул. Ленина, 73;
700100 Ташкент, ул. Шота Руставели, 43;
700187 Ташкент, ул. Дружбы народов, 6 („Книга–почтой");
634050 Томск, наб. реки Ушайки, 18;
450059 Уфа, ул. Р. Зорге, 10 („Книга–почтой");
450025 Уфа, Коммунистическая ул., 49;
720001 Фрунзе, бульв. Дзержинского, 42 („Книга–почтой");
310078 Харьков, ул. Чернышевского, 87 („Книга–почтой").

2 р. 20 к.

3809



«НАУКА»
ЛЕНИНГРАДСКОЕ
ОТДЕЛЕНИЕ